

Акционерное общество специальное конструкторское бюро "ЗЕНИТ"

На правах рукописи



Гавриш Сергей Викторович

**«СОЗДАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ
ИК ИЗЛУЧЕНИЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ
ДЛЯ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ»**

Специальность 05.27.02 – «Вакуумная и плазменная электроника»

Диссертация на соискание ученой степени

доктора технических наук

Москва - 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	8
ГЛАВА 1. ФОРМИРОВАНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ТРЕБОВАНИЙ И ОСНОВНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО СОЗДАНИЮ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ СОЭП.....	19
1.1. Литературный обзор характеристик тепловых ГСН для определения требований к импульсному источнику ИК излучения.....	20
1.2. Сравнительный анализ эффективности источников ИК излучения для СОЭП и постановка задачи исследования.....	22
1.2.1. Электронагревные и газоструйные источники ИК излучения.....	24
1.2.2. Газоразрядные источники ИК излучения.....	27
1.3. Расчет спектрально – энергетических характеристик газоразрядных источников ИК излучения СОЭП.....	28
1.3.1. Определение спектрального интервала ИК излучения импульсных газоразрядных источников для СОЭП.....	28
1.3.2. Расчет силы излучения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для СОЭП.....	31
1.4. Технические требования к модулируемому источнику ИК излучения для СОЭП.....	38
1.5. Анализ факторов, определяющих параметры разряда в парах щелочных металлах.....	39
1.5.1. Анализ литературы по влиянию состава наполнения и давления паров щелочных металлов на характеристики излучения разряда.....	40
1.5.2. Анализ литературы по влиянию режимов электрического питания натриевых ламп на характеристики излучения.....	55
1.5.3. Анализ литературы по влиянию конструктивных параметров на характеристики излучения разряда в парах щелочных металлов.....	58

1.6. Основные направления исследований по созданию импульсных газоразрядных ламп ИК излучения для СОЭП.....	70
ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП С ЦЕЗИЙ - РТУТЬ – КСЕНОНОВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ.....	
2.1. Состояние плазмы импульсных разрядов в парах щелочных металлов.....	77
2.2. Материальные функции плазмы.....	81
2.2.1. Квантово-механические характеристики частиц.....	82
2.2.2. Статистические суммы по состояниям.....	82
2.2.3. Термодинамические свойства.....	84
2.2.4. Теплофизические свойства.....	89
2.2.5. Оптические свойства.....	90
2.3. Расчетная схема и математическая модель процессов в газоразрядных лампах с двойными оболочками в режиме периодического следования импульсов.....	100
2.3.1. Расчетная схема (концептуальная модель).....	100
2.3.2. Модель процессов в разряде и двойных оболочках.....	101
2.4. Результаты исследования электрофизических и спектрально - энергетических характеристик импульсных источников ИК излучения.....	108
ГЛАВА 3. ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ, ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И НАДЕЖНОСТЬ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ СОЭП.....	
3.1. Влияние конструктивных характеристик импульсной газоразрядной лампы на параметры ИК излучения.....	134
3.1.1. Спектральные характеристики и энергетический баланс излучения разрядов в парах щелочных металлов.....	134
3.1.2. Влияние размеров разрядного объема на характеристики ИК излучения импульсных ламп с цезий - ртуть – ксеноновым	

наполнением.....	146
3.1.3. Расчетно – экспериментальные исследования связи давления паров наполнения с параметрами источника ИК излучения	154
3.1.3.1. Термодинамика испарения амальгамы в разрядном объеме.....	155
3.1.3.2. Математическая модель расчета давления компонентов над амальгамой цезия.....	156
3.1.3.3. Расчетные исследования факторов, определяющих давление паров цезия и ртути над амальгамой.....	159
3.1.3.4. Экспериментальные исследования влияния температуры холодной точки газоразрядной лампы на характеристики ИК излучения	163
3.1.4. Выбор рода газа - теплоносителя между сапфировыми оболочками импульсной газоразрядной лампы.....	166
3.1.4.1. Химический аспект выбора рода газа - теплоносителя.....	167
3.1.4.2 Физический аспект при выборе рода газа - теплоносителя.....	169
3.1.4.3. Влияние теплопроводности газа-теплоносителя на параметры ИК излучения газоразрядной лампы.....	171
3.1.4.4. Выбор давления газа – теплоносителя между оболочками.....	177
3.2. Влияние параметров электрического питания газоразрядной лампы на энергетические и модуляционные характеристики ИК излучения.....	182
3.2.1. Работа импульсного газоразрядного источника в электрической цепи.....	182
3.2.2. Работа импульсной лампы в разрядном контуре с тиристорным модулятором.....	198
3.2.3. Работа газоразрядной лампы с модуляцией транзисторным ключом стабилизированного напряжения.....	190
3.2.4. Исследование характеристик ИК излучения цезий – ртуть – ксенонового разряда в квазистационарной стадии.....	194

3.3. Исследование эксплуатационных характеристик импульсных газоразрядных ламп ИК излучения в составе СОЭП	202
3.3.1. Особенности зажигания импульсных газоразрядных ламп с разрядом в цезий – ртуть – ксеноновой смеси.....	204
3.3.2. Динамика теплофизических процессов разряда в цезий – ртуть ксеноновой смеси в процессе формирования плазменного канала.....	211
3.3.3. Влияние на параметры ИК излучения изменения температуры окружающей среды в диапазоне от -60°С до +85°С.....	217
3.4. Конструктивное исполнение импульсных газоразрядных источников ИК излучения для СОЭП.....	223
ГЛАВА 4. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В САПФИРОВЫХ ОБОЛОЧКАХ ИМПУЛЬСНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЛАМПЫ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ	
227	
4.1. Анализ воздействующих факторов на оболочки газоразрядных ламп в процессе эксплуатации.....	227
4.2. Температурные поля в оболочках импульсных ламп с разрядом в цезий – ртуть – ксеноновой смеси.....	231
4.2.1. Методики исследования температурных полей оболочек газоразрядных источников ИК излучения.....	231
4.2.2. Экспериментальное изучение распределения температуры вдоль оболочки газоразрядной лампы.....	233
4.3. Анализ основных видов дефектов в сапфировых трубах, выращенных по методу А.В. Степанова.....	253
4.4. Связь механической прочности оболочки газоразрядной лампы со структурным совершенством сапфира.....	245
4.4.1. Зависимость прочности оболочки газоразрядной лампы от прочности сапфировой трубы.....	245
4.4.2. Температурная зависимость прочности сапфировой оболочки	

газоразрядной лампы.....	249
4.4.3. Зависимость механической прочности от толщины стенки оболочки газоразрядной лампы.....	251
4.4.4. Влияние различных видов обработки сапфира на прочность оболочки газоразрядной лампы.....	252
4.4.5. Предельные электрические нагрузки на сапфировую оболочку газоразрядного источника ИК излучения.....	256
4.5. Оптические свойства сапфировых оболочек газоразрядных ламп.....	259
4.5.1. Механизмы оптического поглощения сапфира.....	260
4.5.2. Экспериментальное исследование коэффициента поглощения сапфировых оболочек газоразрядных ламп	262
4.5.3. Механизм окрашивания сапфира при радиационном воздействии на газоразрядную лампу.....	266
4.6. Технические требования к сапфиру как материалу оболочек импульсных газоразрядных ламп ИК излучения.....	272
ГЛАВА 5. ФИЗИКО – ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ И ЭКСПЛУАТАЦИИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАМП С САПФИРОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ.....	274
5.1. Основы конструирования токовводов в сапфировые оболочки газоразрядных ламп.....	274
5.1.1. Физико – химический аспект получения соединений сапфир – металл в разрядной оболочке лампы.....	275
5.1.1.1. Исследование структурных изменений в ниобии.....	276
5.1.1.2. Структурные изменения в стеклокерамическом цементе при пайке.....	280
5.1.1.3. Взаимное влияние свойств материалов на структурные изменения спая при пайке токоввода.....	283
5.1.2. Физико – химические процессы в спаях внешней оболочки	

газоразрядной лампы ИК излучения.....	286
5.1.3. Термоупругие напряжения в соединениях сапфира с металлом.....	300
5.2. Физико химические процессы при пайке электродных узлов и герметизации разрядного объема.....	304
5.3. Рекомендации по созданию технологий серийного производства импульсных газоразрядных ламп с сапфировой оболочкой.....	310
ГЛАВА 6. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СОЭП	
6.1. Импульсные источники ИК излучения повышенной мощности.....	312
6.1.1. Теоретические предпосылки создания ламп повышенной мощности.....	312
6.1.2. Анализ теплофизических процессов в лампе при повышении электрической мощности	313
6.1.3. Экспериментальное исследование импульсных источников ИК излучения со средней мощностью до 4 кВт.....	316
6.2. Импульсный цезиевый источник ИК излучения с коаксиальным разрядом в сапфировой оболочке.....	319
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	325
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	329
Приложения.....	350

ВВЕДЕНИЕ

Источники инфракрасного (ИК) излучения в составе оптико – электронных систем широко используются в науке, медицине, гражданской и военной промышленности. Одно из важнейших применений источники ИК излучения нашли в системах оптико - электронного противодействия (СОЭП) для защиты летательных аппаратов (ЛА) от поражающего воздействия управляемых ракет (УР) с ИК головкой самонаведения (ГСН) посредством постановки активных помех, которые с учетом особенностей воздействия на ГСН принято делить на уводящие и имитирующие помехи.

Источник ИК излучения является основным функциональным элементом исполнительного органа СОЭП, поскольку он обеспечивает спектральный диапазон, структуру и интенсивность излучения активной помехи, необходимых для оптико - электронного противодействия штатному функционированию ГСН атакующей ЛА УР [1 - 4].

В качестве источников некогерентного ИК излучения, предназначенных для формирования активной помехи первого типа (уводящей помехи) наиболее широкое распространение, например в СОЭП AN/ALE-28 (США), получили ложные тепловые цели (ЛТЦ) [5]. ЛТЦ являются, одноразовыми средствами противодействия ГСН атакующей УР и представляют собой отстреливаемые с борта ЛА капсулы, заполненные горючим веществом, при воспламенении которого возникает интенсивное излучение в рабочем диапазоне спектральной чувствительности ГСН, что приводит к перенацеливанию атакующей УР на ЛТЦ.

Появление в 80-е годы прошлого века ГСН УР со спектральной и энергетической селекцией воспринимаемого ИК излучения существенно снизило эффективность применения ЛТЦ, что привело к необходимости применения в составе СОЭП источников формирования имитирующей активной помехи в виде амплитудно - модулированного ИК излучения в спектральном диапазоне чувствительности ГСН УР [2, 6-8].

Изначально в качестве таких источников модулированного по амплитуде ИК излучения использовались и применяются до настоящего времени (СОЭП AN/ALQ-132 (США), КТ-01 АВЭ (Украина), Л166В1А (Россия) и т.д.) нагревательные элементы с модуляцией формируемого ими излучения посредством механических затворов [9]. Основными недостатками таких источников, несмотря на их относительную дешевизну и высокую надежность, является низкий КПД использования формируемого источником помехового излучения в направлении на атакующую ЛА УР, повышенная инерционность при перестройке частоты модуляции ИК излучения и отсутствие возможности формирования структуры помехового излучения повышенной сложности. Именно поэтому СОЭП с механически модулируемыми тепловыми источниками ИК излучения практически не пригодны для обеспечения индивидуальной защиты ЛА от поражающего воздействия современных УР с ИК ГСН.

Возникшая потребность в неселективных источниках ИК излучения, лишенных указанных недостатков с учетом их аппаратурного использования, привела к созданию принципиально новых источников ИК излучения, предназначенных для использования в составе СОЭП направленного действия.

На сегодняшний день в качестве источников модулируемого некогерентного излучения наибольшее распространение получили импульсные ксеноновые лампы с кварцевой оболочкой [10, 11]. Использование ксеноновых ламп в СОЭП ограничивается длинноволновой границей пропускания кварца (до 4,2 мкм) [12] и конструктивными особенностями, которые препятствуют эксплуатации в условиях повышенных вибрационных и ударных нагрузок [11], характерных для ЛА.

В материалах ряда зарубежных печатных работ [1, 5, 9] указано, что наиболее перспективным для использования в составе СОЭП в настоящее время является источник модулированного ИК излучения в виде импульсной газоразрядной лампы с цезиевым наполнением (корпорация Northrop Grumman, СОЭП типа AN/AAQ-24(V), AN/AAQ-4, AN/AAQ-8, AN/ALQ-123) [9, 13, 14]. Из рекламных проспектов фирмы Electro-Optical Systems следует, что модулируемый источник

некогерентного ИК излучения, предназначенный для использования в составе СОЭП направленного действия, представляет собой разрядную трубку (горелку) из монокристаллического сапфира (лейкосапфира, корунда), наполненную парами цезия и коаксиально размещенную в наружной термостатирующей сапфировой оболочке, которая заполнена газом-теплоносителем. Цезиевая лампа работает в импульсном или импульсно - периодическом режимах генерации некогерентного ИК излучения. Данная конструкция разрядного источника ИК излучения обеспечивает высокие удельные электрические нагрузки за счет теплосъема потоком воздуха или азота, направленным на наружную оболочку [14]. Основными излучательными характеристиками такой разрядной лампы являются пиковая сила излучения (A), постоянная составляющая (A_n), длительность импульса ($t_{0,5}$) и глубина модуляции, рассчитываемая по формуле: $m = [A - A_n]/A \cdot 100\%$. Проведенные нами патентно – информационные исследования не выявили сведений о других технических характеристиках и конструктивных решениях цезиевой газоразрядной лампы.

Таким образом, возможность применения в СОЭП газоразрядных ламп с плазмообразующей средой на основе паров цезия не вызывает сомнения. Отсутствие отечественных промышленно освоенных разработок газоразрядных источников подобного назначения ставит перед разработчиками целый ряд новых проблем, связанных с особенностями их функционирования с максимальной эффективностью. Поэтому для создания нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для СОЭП необходимо провести исследования теплофизических процессов в плазме и оболочках лампы во взаимосвязи с режимами электропитания, параметрами принудительного охлаждения и особенностями их эксплуатации в составе СОЭП. Для обеспечения требуемой надежности создаваемых ламп специального назначения необходимо исследовать физико - химические процессы, происходящие в элементах конструкции в условиях агрессивного воздействия компонентов наполнения, больших градиентов температур и высоких давлений.

Целью данной диссертации создание нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения, обеспечивающих максимальный комплекс выходных параметров СОЭП.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи:**

1. На основе анализа зарубежной и отечественной научно – технической литературы:

- Сформировать технические требования к создаваемым импульсным газоразрядным источникам излучения.
- Выявить теоретические, конструктивные и технологические предпосылки создания импульсных ламп с двумя сапфировыми оболочками, сформулировать основные направления исследований.

2. Разработать математическую модель для проведения расчетных исследований радиационных, газодинамических и тепловых явлений в замкнутой системе газоразрядной лампы.

3. Сформировать массивы данных по материальным функциям плазмы, теплофизическим и оптическим свойствам сапфировых оболочек, выполнить расчет характеристик газоразрядных ламп в импульсно – периодическом режиме работы.

4. Экспериментально изучить параметры, определяющие спектрально - энергетические и модуляционные характеристики инфракрасного излучения газоразрядных источников. Определить конструктивное исполнение ИК источника для СОЭП.

5. Исследовать условия надежного зажигания разряда, выхода в номинальный режим и устойчивой работы в условиях флуктуации температуры окружающей среды. Сформулировать требования к режимам эксплуатации ламп в составе СОЭП.

6. Исследовать свойства выращенных по методу А.В. Степанова труб из монокристаллического сапфира и изготовленных из них оболочек лампы. Разрабо-

тательные требования к сапфиру для использования в качестве материала оболочек газоразрядных ламп.

7. Изучить физические и химические явления, происходящие в материалах элементов конструкции при изготовлении и эксплуатации газоразрядной лампы. Разработать рекомендации по технологии серийного производства ламп с сапфировой оболочкой.

8. Провести научный поиск иных сфер применения полученных в диссертации результатов, выполнить макетирование и исследование характеристик новых типов газоразрядных ламп с сапфировой оболочкой, сформулировать рекомендации по их применению.

Научная новизна диссертационной работы заключается в том, что **впервые:**

1. Создан и освоен в серийном производстве **новый класс газоразрядных ламп** на основе импульсно - периодического разряда в смеси цезий – ртуть – ксенон, ограниченного системой двух сапфировых оболочек, для использования в качестве источника модулируемого ИК излучения в системах оптико - электронного противодействия тепловым ГСН. Работа СОЭП в условиях реального боевого применения подтвердила, что по совокупности эксплуатационных параметров созданный ИК источник находится на уровне лучших известных зарубежных аналогов.

2. Разработана математическая модель, позволяющая в комплексе описать теплофизические процессы в цезий – ртуть – ксеноновой плазме и стабилизирующих разряд сапфировых оболочках при работе лампы в импульсно - периодическом режиме следования импульсов, сформирована база данных по материальным функциям плазмы и свойствам материала оболочек.

3. Посредством моделирования теплофизических процессов определен механизм стабилизации разряда. Показано, что только после прохождения третьего импульса тока из серии сопротивление разряда достигает (0,2 – 0,4) Ом, осевая и средние температуры выравниваются, давление паров возрастает в 4 раза, кон-

центрация электронов достигает $(0,5 - 0,9) \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, электроны равномерно заполняют разрядный канал и зона проводимости достигает 80% от диаметра разрядной трубки.

4. Расчетным путем получены временные зависимости температурных полей в разряде, рабочего давления паров при прохождении одного импульса тока и серии из трех импульсов, определена структура баланса мощности излучения разряда и сапфировых оболочек, рассчитаны спектральные распределения излучения и глубины модуляции в диапазоне удельных мощностей 235 - 460 Вт/см и коэффициентов теплоотдачи оболочек $\alpha = 0,001 - 0,01 \text{Вт/см}^2 \cdot \text{К}$.

5. Определены оптимальные конструктивные параметры и состав наполнения ламп, изучен механизм устойчивого зажигания разряда в условиях испарения и конденсации паров цезия, обоснованы режимы и схемы электрического питания и принудительного охлаждения ИК источников, обеспечивающие при удельных электрических нагрузках до 430 Вт/см в спектральном диапазоне 3 – 5 мкм пиковую силу излучения 70 Вт/ср и глубину модуляции 97%. Заложены основы конструирования ламп с сапфировой оболочкой. Новизна созданных конструктивных решений подтверждена 46 патентами на полезную модель.

6. Разработаны оригинальные методы исследования тепловых полей сапфировых оболочек газоразрядных ламп, температурной зависимости прочности, спектрального пропускания и радиационного окрашивания сапфира. Выявлена зависимость эксплуатационных характеристик (пиковая сила и глубина модуляции излучения, механическая прочность и т.д.) ламп от структурного совершенства кристалла сапфира (точечные дефекты, дислокации, блоки, центры окраски и т.д.). Получены значения предельной удельной электрической нагрузки на поверхность оболочки 390 Вт/см² для безблочных сапфировых труб. Сформированы технические требования к сапфировым трубам, используемым в качестве оболочек газоразрядных ламп.

7. Изучены физико – химические процессы, происходящие в элементах конструкции газоразрядной лампы с сапфировыми оболочками при их изготовлении

и эксплуатации. Научно обоснованы температурно – временные ограничения при выполнении технологических операций, разработана методика и выполнен расчет элементов конструкции источника излучения с сапфировой оболочкой. Заложены основы технологии серийного производства газоразрядных ламп с сапфировой оболочкой.

8. С целью повышения эффективности разрабатываемых и серийно выпускаемых СОЭП выполнен расчет, проведено макетирование и исследование **новых типов** импульсных источников ИК излучения с цезий – ртуть ксеноновым разрядом, ограниченным сапфировой оболочкой.

Научная значимость работы состоит в том, что совокупность полученных результатов, научных положений и выводов диссертационной работы, полученных при исследовании импульсного разряда в цезий - ртуть - ксеноновой смеси, ограниченного системой монокристаллических сапфировых оболочек, способствовала выявлению новых знаний в области газового разряда в парах щелочных металлов, созданию целого класса разрядных источников модулируемого инфракрасного излучения для СОЭП и послужила началом к проектированию других типов газоразрядных ламп гражданского и оборонного назначения.

Практическая значимость работы. Результаты проведенных исследований позволили впервые в России приступить к серийному выпуску ламп СП-2500, СП2-1500, СП3-1500 с двумя оболочками из искусственного сапфира на основе импульсного разряда в цезий - ртуть - ксеноновой смеси, предназначенных для использования в системах оптико-электронного противодействия ГСН. В диссертации приведены акты об использовании результатов диссертации в производстве ламп в АО «СКБ «ЗЕНИТ» (г. Москва), изделий, разработанных в ФГУП «Экран» (г. Самара), ЗАО НТЦ "Реагент" и освоенных в серийном производстве АО «Стелла - К» (г. Казань). Полученные в диссертации результаты положили начало конструированию новых светотехнических приборов в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и АО «Стелла - К».

Методы исследований. При проведении вычислительного эксперимента с использованием математической модели решение сформированной системы дифференциальных уравнений осуществлялось методом конечных разностей с применением итерационной процедуры, состоящей из множества вложенных циклов. Все методы и реализующие их программные средства подвергались тщательной проверке на основе сравнения результатов расчетов с данными других авторов и полученным автором диссертации экспериментальным материалом.

Для экспериментальных исследований применялись известные и специально разработанные методики и аппаратура для электрических (делитель напряжения 1:1000, трансформатор тока LT 10000-S, киловольтметр С 511, нановольтметр В2-38), осциллографических (осциллографы С9-8, С8-33, DS1052 E), фотометрических (фотометр Ф-005, УФ - радиометр ТКА - ПКМ, преобразователи излучения на базе ФД - 119, ФСГ -22, ФДУК -5УСТ), спектрометрических (монокроматоры МДР-23, МДР-204, спектрофотометры СФ-26 и СФ-2000, ИК - Фурье спектрометр ФСМ-1201), пирометрических (термоэлемент РТН - 10С, измеритель мощности лазерного излучения ИМО - 2Н, тепловизионная система SDS HotFind-LXT) измерений параметров импульсного газоразрядного источника излучения. Эти методики дополнялись калориметрическими измерениями (спектрокалориметр ТКА - ВД, люксметр - яркомер "Аргус -12"), визуальными наблюдениями и фотографированием излучения плазмы и элементов конструкции источника. Все исследования характеристик проводились на специально созданных экспериментальных стендах с помощью стандартной аппаратуры или специально разработанных приборов и приспособлений.

При конструкторских и технологических исследованиях применялись поляризационные (микроскопы МПС-1 и ПОЛАМ РП-1, полярископ - поляриметр ПКС-250), масс- спектрометрические (течеискатели ТИ1-50, СТИ -11, МС - 30), металлографические (микротвердомер ПМТ-3, микроскопы МИМ-7 и МБС-1) и микроскопические (электронный микроскоп JEOL JSM-6490LV), микрорентгено-спектральные (микроанализатор САМЕСА, рентгенофлуоресцентный анализатор

FISCHERSCOPE X-RAY) методы и устройства для изучения свойств материалов и элементов конструкции газоразрядной лампы.

Некоторые исследования проводились совместно с автором диссертации по методикам и на экспериментальной базе научно - исследовательских институтов: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, МИЭТ, НИИЯФ МГУ им. Ломоносова, ВНИИС им. А.Н. Лодыгина, ВНИСИ им. С.И. Вавилова, ФГУП «НИИП» и др.

Научные положения, выносимые на защиту.

1. Импульсные лампы с цезий-ртуть-ксеноновым разрядом, ограниченным системой из двух сапфировых оболочек, в отличие от существующих ИК источников, обеспечивающих строго фиксированную последовательность импульсов излучения в спектральном диапазоне до 4 мкм, за счет модуляции разрядного тока позволяют сформировать любую требуемую для эффективного противодействия тепловым головкам самонаведения импульсно - периодическую структуру инфракрасного излучения в спектральном диапазоне до 6 мкм.

2. Разработанная математическая модель в приближении локально термодинамического равновесия для расчета спектрально - энергетических и модуляционных характеристик импульсного ИК излучения цезий-ртуть-ксеноновой плазмы высокого давления (0,1-0,4 МПа) с уровнем температуры $(3-10) \cdot 10^3 \text{K}$ позволила оптимизировать конструктивные параметры и режимы работы газоразрядной лампы при расхождении расчетных данных по параметрам выходного излучения с результатами экспериментов не более 15÷20 %.

3. В силу теплофизических свойств цезий-ртуть-ксеноновой плазмы импульсы ИК излучения импульсно - периодической структуры с частотой 1500 Гц стабилизируются по амплитуде после третьего импульса тока, когда достигаются сопротивление разряда (0,2–0,4) Ом и размеры зоны проводимости до 80% от диаметра разрядной трубки.

4. В лампах с цезий-ртуть-ксеноновым импульсно-периодическим разрядом в спектральном диапазоне 3-5 мкм достигнута пиковая сила излучения не менее 70

Вт/ср при глубине модуляции до 97%, что позволяет обеспечить максимальную эффективность противодействия головкам самонаведения. При этих параметрах срок службы газоразрядной лампы составляет более 200 часов.

5. Надежность созданной лампы определяется механизмом заполнения разрядного объема парами цезия и ртути до рабочего давления, который представляет собой следующую последовательность процессов:

- испарение конденсированной на поверхности разрядной трубки пленки металлов с последующей стабилизацией тока дежурной дуги;
- плавное увеличение электрической мощности со скоростью не более 6,5 Вт/сек путем увеличения длительности импульсов напряжения.

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждается системным характером исследований, удовлетворительной согласованностью результатов математического моделирования и экспериментов, сопоставимостью полученных результатов с данными других авторов, а также практической реализацией сформированных научных выводов и эксплуатационных рекомендаций по применению разработанных разрядных источников инфракрасного излучения в серийно выпускаемых бортовых комплексах ЛЗ70ПЭ2, ЛЗ70Э8 и «Президент - С», используемых в настоящее время для защиты летательных аппаратов.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались: на XXXVI, XXXVIII, XLII Международных (г. Звенигород) конференциях по физике плазмы и УТС, на VII, VIII и IX Международных симпозиумах по радиационной плазмодинамике (г. Москва), Международных конференциях «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» (г. Москва, 2009 - 2011, 2013, 2015, 2016 г.), Международном семинаре «МЭИ Светотехника 1992», (Москва, 1992г.), на II (Суздаль, 1995г.), III (Новгород, 1997г.), IV (Вологда, 2000г.), VI (Калининград, 2006г.), VII (Хабаровск, 2009 г.) Международных светотехнических конференциях, Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программ-

ным системам (Москва, 2003г.), 10, 11, 12, 13, 14, 15 и 16-й Всероссийской научно-технической конференции «Радиационная стойкость электронных систем» (г. Лыткарино), Международной научно-технической конференции «Электроника-2015» (г. Москва), 13 и 14 международных научно - практических конференциях «Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности и экономике» (Санкт – Петербург), Всероссийских конференциях «Радиационная стойкость электронных систем» (г. Лыткарино, 2007 – 2011, 2014, 2015 гг.), на 25 научных семинарах и совещаниях в АО «СКБ «ЗЕНИТ», ВНИИС им. А.Н. Лодыгина, ВНИСИ им. С.И. Вавилова, АО «Стелла – К», АО «НИИ «Экран», ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Структура данной работы отражает направления решения поставленных задач. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и приложения.

ГЛАВА 1. ФОРМИРОВАНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ТРЕБОВАНИЙ И ОСНОВНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ИССЛЕДОВАНИЙ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ СОЭП

Широко применяемые инфракрасные головки самонаведения (ИК ГСН) используют тепловое излучение цели для определения координат управляемой ракеты (УР) относительно объекта поражения [1-5]. Отсюда очевидна актуальность формирования инфракрасных помех системами оптико – электронного противодействия (СОЭП), расположенными на летательном аппарате (ЛА) и призванными исключить возможность наведения ИК ГСН при атаке объекта [6-10].

В СОЭП газоразрядная лампа должна обеспечивать:

1. Мощность (пиковую силу) инфракрасного излучения, достаточную для срыва самонаведения ГСН атакующей ракеты.
2. Спектр ИК излучения, совпадающий с диапазоном максимальной спектральной чувствительности приемника ГСН.
3. Частоту и длительность следования импульсов ИК излучения, идентичных командной структуре сигналов УР, определяющей траекторию полета ракеты.

Предложенная в данной главе расчетно - аналитическая методика определения технических требований к газоразрядной лампе заключается в последовательном решении следующих задач:

1. Анализ технических характеристик ГСН для выявления спектральных и частотных ИК источника.
2. Выполнение сравнительного анализа эффективности существующих источников инфракрасного излучения для использования в СОЭП.
3. Проведение расчета спектрально – энергетических характеристик источника ИК излучения, используемого в СОЭП, исходя из тепловых характеристик ЛА.

1.1. Литературный обзор характеристик тепловых ГСН для определения требований к импульсному источнику ИК излучения

На вооружении иностранных армий и в стадии разработки находится значительное число УР, в каналах обнаружения и наведения которых используются различные оптико-электронные приборы и устройства.

По способу наведения УР можно отнести к следующим основным группам:

- УР малой дальности, в том числе переносные, в которых для наведения используются ИК ГСН («Стингер» FIM-92A (США) [1, 16 - 18], «Сайдвиндер» (США) [19], «Мистраль» (Франция) [1, 16, 20], FN-6 (Китай) [16] и др);

- УР малой дальности с радиолокационным наведением «Рапира» [21, 22] «Спада» (Италия) [23], «Аванджер» (США) [24], «Спайдер» (Израиль) [24];

- УР с наведением ракет по лазерному лучу типа RBS-70 (Швеция) [1,16], «Starstreak», «Starburst» (Великобритания) [1, 16] и т.д.

В таблице 1.1 для некоторых известных типов ракет приведен состав оптико – электронных приборов, являющимися основными и дублирующими каналами систем управления оружием с ИК головками самонаведения.

По способу обработки сигнала от цели все инфракрасные головки самонаведения ракет, стоящих на вооружении зарубежных стран можно разделить на три основные группы.

К первой группе относятся ИК ГСН с амплитудно-фазовой модуляцией (АФМ) сигналов, осуществляемой вращением раstra [7 -9]. В головках самонаведения данного типа ракет («Ред Ай» [1, 21], «Стрела-2М» [16], «Сайдвиндер» НІМ-9Н [19], «Кейко» [1] применен односпектральный приемник лучистой энергии (ПЛЭ) на основе сульфида свинца с областью спектральной чувствительности в диапазоне длин волн 1,8 - 3,2 мкм.

Вторая группа включает ИК ГСН с частотной и амплитудно-фазовой модуляцией входных сигналов, осуществляемой круговым переносом изображения цели по неподвижному раstrу. Данный тип ГСН установлен на ракетах типов

«Стингер» FIM-92A [1, 16, 26], «Чапарэл» MIM-72A/M48 [21], «Стрела – 2М», «Игла» [26, 27] и «Сайдвиндер» AIM-91 [19]. Следящая система перечисленных ракет имеет один рабочий спектральный диапазон, приходящийся на область 3 - 5 мкм, и в ней реализована угловая, амплитудная и кинематическая селекция ЛТЦ с использованием информации от пеленга цели.

Таблица 1.1

Основные тактико – технические характеристики управляемых ракет

№ п/п	Тип ракеты	Основные характеристики				Литература
		Тип приемника	Спектральный диапазон, мкм	Модуляция		
				Вид	Частоты, Гц	
1	Сайдвиндер (AIM-9B)	PbS	1,8 - 3,2	АФМ Вращение раstra	$f_{ог}=55 - 70$ $f_{н}= 670-870$	[19, 21, 25]
2	Сайдвиндер (AIM-9D)	PbSe	2,6 - 3,6	АФМ Вращение раstra	$f_{ог}=125$ $f_{н}= 1500$	[19, 25]
3	Сайдвиндер (AIM-9L)	InSb охл.	4,0 - 5,5	ЧМ	-	[19, 25]
4	Сайдвиндер (AIM-9R)	PbS InSb охл.	1,8 - 3,2 4,0 - 5,5	ИМ	-	[19, 25]
5	Фолкон (AIM-4D)	PbS	1,8 - 3,2	АФМ Вращение раstra	$f_{ог}=128$ $f_{н}= 1644$	[23, 25]
6	Матра (R-530)	InSb охл.	3,0 - 5,5	АФМ Вращение раstra	$f_{ог}=200$ $f_{н}= 1800$	[25]
7	Чапарэл (MIM-72A)	InSb охл.	2,7 ÷ 4,0	АФМ Вращение раstra	$f_{ог}=125$ $f_{н}= 1250$	[21, 23, 25]
8	Ред - Ай	PbS InSb охл.	1,7 - 3,0 2,0 - 2,7 3,0 - 3,7	АФМ Вращение раstra	-	[16, 21, 25]
9	Ред - Топ	InSb охл.	4,2 - 4,8	ЧМ Вращение раstra	$f_{ог}=100$ $f_{н}= 1000$	[16, 29]
10	Матра (R-550)	InSb охл.	3,6 - 4,8	Перенос изображения	$f_{ог}=200$ $f_{н}= 3270$	[25]
11	Стингер (FIM-92)	InSb охл.	3,7 - 4,2	ЧМ	$f_{ог}=80 ÷ 100$ $f_{н}= 1200$	[16 - 18, 25, 26]
12	Стингер (FIM-92B)	InSb охл.	4,0 - 5,5	ВИМ	-	[16 - 18, 25, 26]

К третьей группе относятся современные ИК ГСН с импульсной модуляцией сигнала, осуществляемой розеточным сканированием изображения цели по двухцветному ПЛЭ. Оптическая головка самонаведения имеет два канала обработки входного сигнала: спектральный диапазон работы основного тракта приходится на область 3 - 5 мкм, а вспомогательный тракт охватывает область 1,8 - 3,2 мкм («Сайдвиндер» АИМ-91R [19], «Чапарэл»МІМ - 72С/Г [21]), либо на область 0,3 – 0,4 мкм («Стингер - ПОСТ» FIM-92В [16, 26], «Стингер - РМП» FIM-92С [16, 26]). Предположительно, в перечисленных ИК ГСН реализована угловая, спектральная, кинематическая и амплитудная селекция ЛТЦ.

Анализ таблицы 1.1 позволяет сформулировать следующие технические требования, предъявляемые к источнику ИК излучения:

1. Спектральный интервал максимальной чувствительности современных ИК ГСН, следовательно, диапазон излучения газоразрядной лампы должен составлять 1,8 - 5,5 мкм.

2. В анализаторах изображения цели структура сигнала представляет собой импульсно – периодическую последовательность импульсов с огибающими частотами в диапазоне 55 - 200 Гц и несущими частотами 670 - 3270 Гц. По экспертным оценкам специалистов для надежного противодействия тепловым ГСН исследования источников ИК излучения достаточно проводить при усредненной частоте следования импульсов 425 Гц или в технологическом режиме, представляющем собой серию (пакет) из трех импульсов с частотой 1600 Гц (несущая частота) и в пакете при частоте следования серий (огибающая частота) 150 Гц.

1.2. Сравнительный анализ эффективности источников ИК излучения для СОЭП

За рубежом в качестве средств организованных оптических помех широко используется мощное лазерное излучение, позволяющее в случае попадания в ИК ГСН осуществить механическое повреждение фотоприемника (прожигание), про-

известии ослепляющую засветку или сформировать ложный сигнал в тракте управления ракеты [1, 5, 14, 30 - 34].

К недостаткам лазерной системы подавления и противодействия следует отнести:

- необходимость генерирования помехового излучения одновременно на нескольких длинах волн для обеспечения подавления головок самонаведения различных типов (в том числе двухцветных);
- применение высокоточной системы наведения лазерного луча на цель;
- узкая зона противодействия бортового лазера в силу ограничений по углу отклонения лазерного луча;
- высокие потребляемая мощность и массо - габаритные показатели.

Исключить перечисленные недостатки позволяет СОЭП с некогерентными источниками модулированного ИК излучения, расположенными на ЛА. Такие системы имеют суммарную индикатрису излучения, закрывающую объект со всех атакоопасных направлений и силу излучения, превышающую мощность собственного теплового излучения ЛА в 5-10 раз [1, 25, 31, 35 - 41]. Значительное превышение мощности излучения имитирующей активной помехи над силой собственного ИК излучения ЛА приводит к более быстрому срыву процесса самонаведения ракеты на цель. При этом для срыва самонаведения допустимая величина рассогласования частоты модуляции ИК излучения относительно несущей частоты модуляции излучения в ИК ГСН может быть больше [25].

На рисунке 1.1 приведены основные способы получения модулируемого излучения в системах оптических помех и источники ИК излучения, предназначенные для решения этих задач.

Станции, входящие в состав оптико – электронных систем противодействия ГСН УР первого поколения, в качестве источника ИК излучения использовали электронагревные и газоструйные элементы, модуляция излучения которых осуществлялась механическими прерывателями (модуляторами, затворами) [25, 39, 40, 44].



Рисунок 1.1. Классификация организованных активных ИК помех инфракрасным головкам самонаведения

К этому классу постановщиков активных помех относятся американские ИК модули AN/ALQ-132, AN/ALQ-140, AN/ALQ-144 [14, 29], украинский ИК излучатель КТ-01 АВЭ [27], использующие керамические, графитовые и нихромовые нагреватели [39, 40]. В США на многих летательных аппаратах установлены станции активных оптических помех AN/ALQ-146 и AN/ALQ-147 [10, 14, 29] с газоструйными источниками ИК излучения, в которых нагрев излучающего элемента производится сжиганием топлива в специальных камерах или горячим потоком выхлопных газов двигателя [45], а модулированная структура оптической помехи создается посредством механического прерывателя [25, 39 - 40, 44].

1.2.1. Электронагревные и газоструйные источники ИК излучения

Основным элементом данного типа излучателей является нагреваемое проходящим электрическим током твердое тело, обладающее высокой термостойко-

стью и большим омическим сопротивлением. В отечественных разработках электронагревных ИК источников исследовались варианты элементов излучения на базе нанесенных на керамику графитовых пленок, композиционных графитовых материалов и нихромовых лент. В результате конструкционного поиска в серийном производстве был освоен ИК излучатель, в качестве активного тела в котором применена проволочная нихромовая спираль [25]. За рубежом в качестве излучающего элемента наиболее широко используется высокотемпературная электропроводящая керамика, с рабочими температурами в диапазоне 1600 - 1700°C [10, 14, 25].

Все перечисленные электронагревные излучатели выполняются с открытым и с закрытым защищённым от внешних воздействий телом нагрева [46]. Основным недостатком открытых излучателей является нестабильность излучательных характеристик в различных условиях эксплуатации. При обдуве тела накала его температура и, соответственно, яркость существенно уменьшается. Одновременно у таких излучателей снижается общий КПД излучения за счет увеличения потерь энергии, уносимой конвекционными потоками [47].

Более устойчивыми к внешним условиям являются электронагревные излучатели с закрытым телом накала, которые конструктивно могут быть с герметизированной и негерметизированной оболочкой [25, 44]. Как правило, у излучателей с негерметизированной колбой тело накала изготавливается в виде спиралей из нихрома, заключенной в кварцевую трубку с открытыми торцами. Температура спирали в таких нагревателях не выше 1100 - 1200°C, поскольку при более высоких температурах резко сокращается срок службы [25]. За счет применения колбы повышен КПД по сравнению с излучателями с открытым телом накала, так как уменьшаются потери на поперечные конвекционные потоки.

У электронагреваемых излучателей с герметизированной колбой колба либо вакуумированная, либо наполнена инертным газом, что позволяет использовать спирали из вольфрама или молибдена, способные работать в защитной атмосфере при температуре 1600 - 1700°C и выше. Колба таких излучателей изготавливается

из кварцевого стекла, способного работать при высоких температурах и имеющего хорошее пропускание в спектральном диапазоне 0,2 - 4,0 мкм. Однако, использование существующих гермовводов в кварцевое стекло (фольговые, на переходных стеклах и т.д.) в силу ряда своих недостатков [12] на сегодняшний день не позволяют реализовать такой вариант конструкции ИК излучателя.

Газоструйные источники ИК излучения имеют в своем составе три основных блока: систему подачи газообразного топлива, узел смешения газа с воздухом и камеру сгорания, совмещенную с нагреваемым элементом и обеспечивающую прохождение продуктов сгорания сквозь полости в твердом теле. Подробное описание существующих конструкций газоструйных нагревательных элементов приведено в работах [25, 43, 44], и в данном разделе рассматриваться не будут.

Как показано в [25], при использовании газоструйных излучателей, общий КПД преобразования химической энергии топлива в энергию ИК излучения при одинаковых спектральных КПД и температурах излучающих поверхностей в 2 - 3 раза выше, чем при использовании электронагревательных излучателей. Кроме того, при использовании газоструйных излучателей из бортовой сети потребляется электроэнергия только на питание модулирующего устройства. Поэтому для защиты летательных аппаратов с малым запасом электроэнергии целесообразно использовать СОЭП с газоструйными ИК излучателями, а электронагревательные излучатели, соответственно, на ЛА с большим резервом электроэнергии.

Согласно рисунку 1.1 инфракрасное излучение, испускаемое электронагревательными и газоструйными нагреваемыми элементами, модулируется с помощью внешних, как правило, электромеханических затворов. Поэтому в большинстве случаев структура ИК излучения указанных источников в СОЭП реализуется либо на одной частоте, либо одновременно на фиксированной огибающей и несущей частотах.

Для второго поколения ИК ГСН требуются более сложные законы модуляции, которые при использовании электромеханических прерывателей получить сложно и КПД таких систем стремиться к минимуму.

1.2.2. Газоразрядные источники ИК излучения

Для получения модулированной по сложному закону оптической помехи целесообразно использовать газоразрядные источники ИК излучения с электронной модуляцией разрядного тока. Несмотря на то, что их спектральный КПД в ИК диапазоне значительно меньше, чем у нагреваемых излучателей, возможность получения практически любой структуры помехового сигнала с любой скоростью перестройки режимов модуляции обеспечивает преимущество над имеющимися недостатками (сложность блоков питания, их большие веса и габариты) газоразрядных источников.

В качестве источников ИК излучения СОЭП были предприняты попытки использовать газоразрядные лампы с разными видами электрического разряда, в том числе, высокочастотный, тлеющий, дуговой в короткодуговых, трубчатых и капиллярных лампах с наполнением инертными газами и парами металлов [25].

Импульсные лампы с разрядом в инертном газе (ксеноне, криптоне и т.д.) позволяют добиться сложной структуры потока излучения за счет модуляции разрядного тока, но они имеют спектр излучения, близкий к непрерывному (низкий КПД в ИК диапазоне), который ограничивается ИК границей пропускания кварца (4,2 мкм), используемого в качестве оболочки лампы [12, 13, 25].

Начатые в 70-х годах прошлого века исследования, привели к созданию нового поколения селективных источников излучения, а именно, ламп с разрядом в парах щелочных металлов, свободных от указанных недостатков. Как следует из зарубежной печати, наиболее перспективным при создании ИК источника является импульсный разряд высокого давления в парах цезия. В настоящее время за рубежом для защиты ЛА от ракет нового поколения разработаны станции

AN/ALQ-123 и AN/AAQ-4 [6, 10, 14, 29], использующие импульсную цезиевую лампу с двумя сапфировыми оболочками.

На момент начала работы автора диссертации над этой проблемой отечественных разработок аналогичных ламп не существовало, а имеющаяся информация о характеристиках, конструкции, технологии изготовления зарубежных излучателей и физике протекающих в них процессов либо была весьма отрывочна, либо отсутствовала вовсе. По этой причине возникла необходимость в разработке методики расчета характеристик разрядных ИК излучателей, исходя из параметров излучения летательного аппарата и особенностей обнаружения следящей системы ИК ГСН.

1.3. Расчет спектрально – энергетических характеристик газоразрядных источников ИК излучения СОЭП

Формирование требований к техническим характеристикам разрядных источников СОЭП необходимо производить исходя из следующих положений:

1. Спектральный состав излучения активной помехи должен соответствовать спектру излучения нагретых частей цели (ЛА) и находиться в диапазоне длин волн чувствительности фотоприемника ГСН.

2. Мощность излучения активной помехи должна быть такой, чтобы достигнув УР, ее величина превышала в 5 - 10 раз мощность собственного теплового излучения цели, поступающего на входное окно ГСН.

1.3.1. Определение спектрального интервала ИК излучения импульсных газоразрядных источников для СОЭП

Нагретые тела являются источником ИК излучения в широком спектральном диапазоне. Длина волны, которой соответствует максимальная энергия инфракрасного излучения объекта самонаведения, определяется его температурой. С увеличением температуры объекта характеристики ИК излучения изменяются в

двух направлениях: длина волны, соответствующая максимальной мощности излучения цели, уменьшаются, а полная тепловая энергия увеличивается в четвертой степени от температуры объекта самонаведения.

Длина волны, соответствующая максимальной энергии, обратно пропорциональна абсолютной температуре тела и может быть рассчитана, по формуле:

$$\lambda_{\max} = \frac{2892}{T}, \quad (1.1)$$

где λ_{\max} – длина волны в мкм, T - абсолютная температура излучающего тела в К.

Информация, касающаяся характеристик излучения летательных аппаратов в технической литературе весьма ограничена [7 - 9]. В указанных литературных источниках в основном приводятся данные по излучению некоторых самолетов, информация по вертолетам полностью отсутствует. В работах [7, 9, 48] показано, что у ЛА с дозвуковой скоростью, основными излучающими элементами являются нагретый материал выхлопного сопла и раскаленные частички несгоревшего топлива, углекислый газ и пары воды.

В качестве примера на рисунке 1.2 приведена индикатриса излучения и изотермы факела реактивной двигательной установки (РДУ) самолета «Боинг-707» [9]. Исходя из изотермы выхлопных газов, приведенной на рисунке 1.6, используя формулу (1.1) можно рассчитать спектральный диапазон излучения на протяжении L всего факела РДУ самолета.

Таблица 1.2

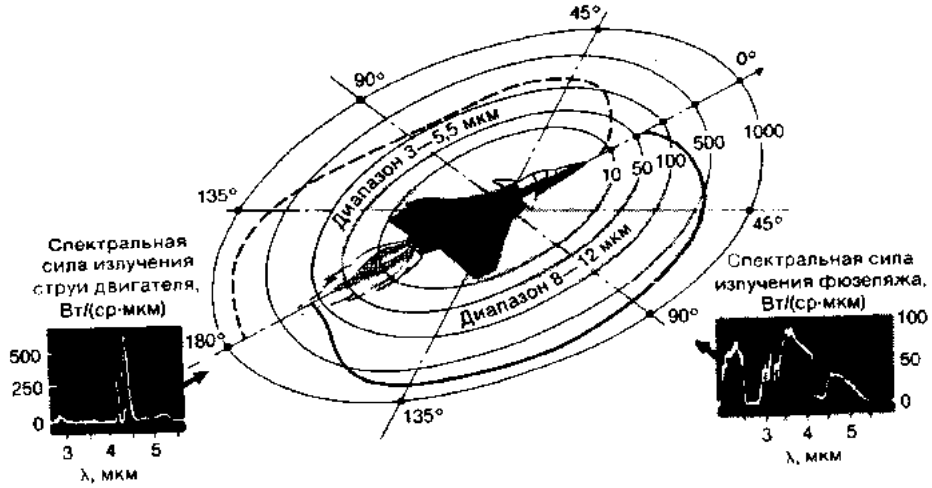
Спектральные характеристики излучения факела самолета «Боинг-707»

L , м	3	5	8	10	15	25	39
T , К	900	700	600	480	420	370	340
λ_{\max} , мкм	3,2	4,1	4,8	6,0	6,8	7,8	8,5

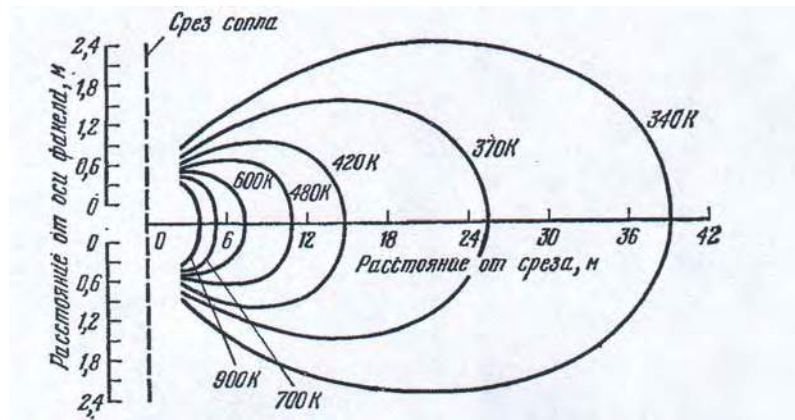
Из таблицы 1.2 следует, что основное излучение выхлопных газов сосредоточено в спектральном диапазоне 3,2 - 8,5 мкм. В случае работы двигателя в фор-

сажном режиме (дожигание топлива) спектр излучения факела сдвигается в длинноволновую область.

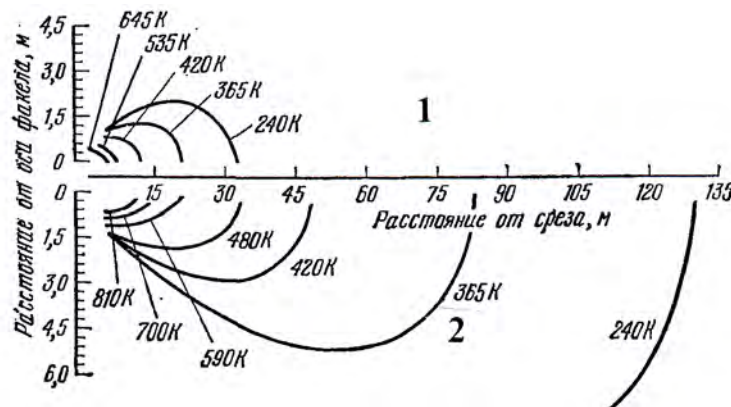
В работах [48, 49] показано, что излучение выхлопных газов в спектре свечения летательного аппарата не является определяющим.



а)



б)



в)

Рисунок 1.2. Полярные диаграммы силы излучения самолета [48] (а); изотермы факела турбореактивного двигателя самолета «Боинг-707» (б) ; изотермы факела турбореактивного двигателя на максимальной тяге: 1- без форсажа, 2- в форсажном режиме [9]

Яркость даже самых раскаленных участков факела в несколько раз меньше, чем тепловая яркость материала сопла РДУ (см. рисунок 1.2).

Наиболее нагретой частью двигателя вертолета является металлическая удлинительная труба, температура которой в зависимости от режима работы ЛА колеблется в диапазоне 1540 - 1700К [50 - 52]. Исходя из этих данных и формулы (1.1) следует, что максимальная длина волны излучения удлинительной трубы вертолетного двигателя составляет $1,7 \div 1,8$ мкм. Таким образом, полный спектральный диапазон излучения летательных аппаратов составляет 1,7 - 8,5 мкм.

В реальных боевых условиях расстояние от места пуска ракеты до летательного аппарата составляет несколько километров. По этой причине не все излучение ЛА достигает ИК ГСН УР. Земная атмосфера представляет собой поглощающую среду, прозрачность которой меняется во времени и пространстве. Пропускание инфракрасных волн в атмосфере существенно зависит от давления, температуры и концентрации поглощающих газов. Подробному рассмотрению процессов поглощения в атмосфере посвящены работы В.Е. Зуева. [50].

Тепловое (ИК) излучение ослабляется при прохождении через земную атмосферу вследствие поглощения и рассеяния молекулами газа, скоплениями молекул (аэрозолями), дождем, снегом, дымом, туманом и т.д. Молекулы земной атмосферы поглощают инфракрасное излучение в широких полосах с центрами, соответствующими длинам волн: воды (2,7; 3,2; 6,3 мкм), углекислого газа (2,7; 4,3; 15 мкм), озона (4,8; 9,6; 14,2 мкм), двуокиси азота (4,7; 7,8 мкм), окиси углерода (4,8 мкм) и метана (3,2; 7,8 мкм). Без учета потери мощности в плотных дисперсных средах, молекулярное поглощение является главной причиной ослабления ИК излучения. Наиболее сильно ИК излучение поглощается парами воды, углекислым газом и озоном. В нижних слоях атмосферы поглощением закисью

азота и окисью углерода обычно можно пренебречь. Полосы поглощения водяного пара с центром 6,3 мкм и углекислого газа с центрами 2,7 и 15 мкм ограничивают пропускание излучения атмосферой в диапазоне длин волн 2 - 20 мкм, определяя положение двух окон прозрачности: 3,5 - 5 мкм и 8 - 14 мкм.

В спектральном диапазоне излучения летательного аппарата можно выделить несколько интервалов длин волн, совпадающих с окнами прозрачности земной атмосферы (см. рисунок 1.3 [48]): 0,4 - 1,8 мкм; 2,1 - 2,5 мкм; 3,5 - 5,2 мкм. Сужение интервала длин волн энергии, поступающей в ИК ГСН, после прохождения атмосферы не только требует повышения чувствительности фотоприемника, но и расширение его спектрального диапазона от 1,0 до 8,5 мкм. В настоящее время такого фотоприемника, работающего в импульсном режиме (модуляция растром) не существует. На рисунке 1.3 приведена спектральная чувствительность основных типов фотоприемников, применяемых в ГСН управляемых ракет. Как следует из рисунка 1.3, максимальной спектральной чувствительностью в окнах прозрачности атмосферы обладают фотосопротивления на основе халькогенидов свинца (PbS, PbSe) и антимонида индия (InSb) [31, 55]. Максимальная чув-

ствительность PbS, лежит в диапазоне 2,0 - 3,5 мкм, PbSe – 3,0 - 4,0 мкм,

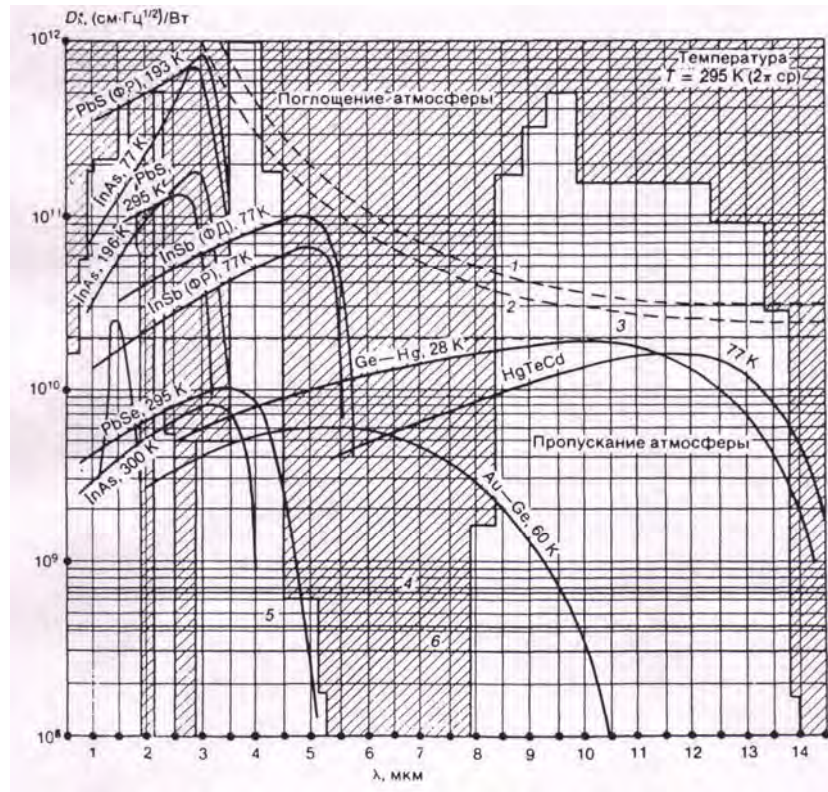


Рисунок 1.3. Спектральные характеристики приемников ГСН разных типов [48],
ФД- фотодиод; ФР – фоторезистор

а InSb – 3,0 - 5,0 мкм. Подробно технические характеристики существующих фотоприемников для ГСН рассмотрены в монографиях [7, 9, 43, 51].

Учитывая тот факт, что сегодня на вооружении находятся управляемые ракеты со всеми перечисленными фотоприемниками (см. таблицу 1.1), то окончательно спектральный диапазон для систем индивидуальной защиты летательный аппаратов можно условно разбить на два поддиапазона 2,0 - 4,0 и 3,0 - 5,0 мкм.

1.3.2. Расчет силы излучения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для СОЭП

Для определения энергетических требований к источнику ИК излучения, входящему в состав СОЭП, необходимо сначала определить мощность собственного излучения ЛА в ИК области оптического спектра, а затем провести расчет требуемой силы излучения источника.

В ряде работ [7 - 9, 48, 51] приведены в основном энергетические и пространственные характеристики ИК излучения самолетов зарубежного производства. При этом показано, что при полете на дозвуковых скоростях доля мощности свечения нагретой обшивки ЛА мала, а источником ИК излучения является выхлопной патрубок (сопло) двигателя.

С учетом сделанного допущения произведем оценку мощности излучения вертолетного двигателя в выделенных в предыдущем разделе спектральных интервалах 2-4 и 3-5 мкм. В настоящее время самыми распространенными двигателями современных вертолетов являются ТВ2-117А (вертолет Ми-8) и ТВ3 – 117 (вертолеты Ми – 24, Ка- 27, Ка – 52 и т.д.) [52, 53]. На рисунке 1.4 приведено фото турбовального двигателя ТВ2-117А и на рисунке 1.5 показаны основные технические характеристики его газоздушного тракта [53]. Как видно из рисунка 1.9 температурная зависимость имеет разрыв. Это связано с тем, что температура в камере сгорания различна в зависимости от режима работы двигателя. Например, при взлете температура достигает 840°С, а при крейсерском режиме работы двигателя равна 750°С.

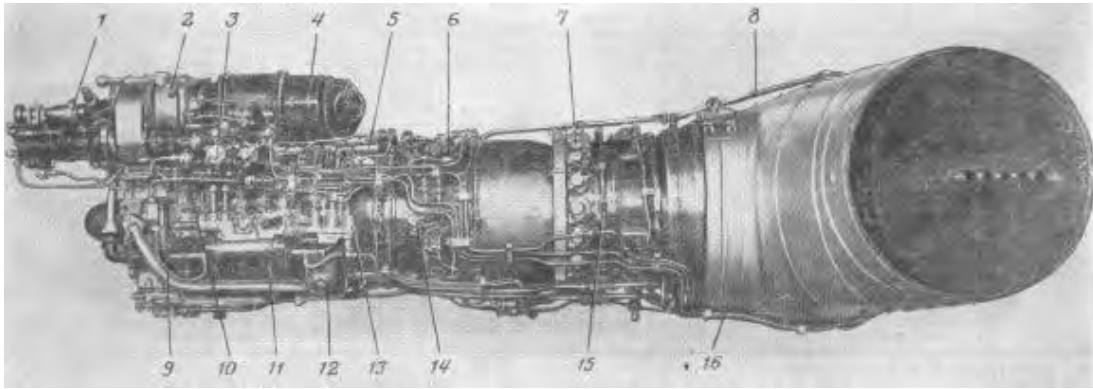


Рисунок 1.4. Внешний вид двигателя ТВ2-117А. Нумерация на рисунке соответствует данным работы [54]

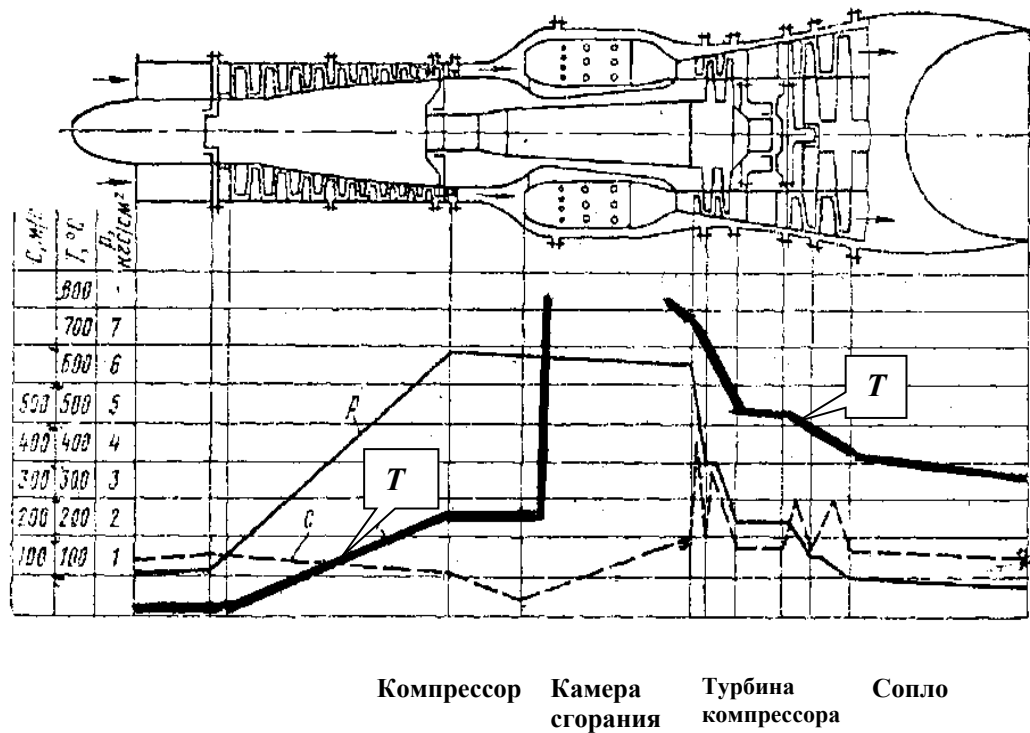


Рисунок 1.5. Основные параметры рабочего тела в газоструйном тракте двигателя ТВ2-117А [54]

В установившемся режиме работы двигателя температура выхлопных газов и температура обшивки сопла примерно одинаковы и, как следует из рисунка 1.5, составляют 350 °С. В связи с отсутствием данных по размерам выхлопного

сопла, из анализа рисунка 1.4 и габаритных размеров двигателя ТВ2-117А [54] можно сделать заключение, что диаметр выходного окна выхлопного патрубка составляет порядка 550 мм, а площадь $S_c=2400 \text{ см}^2$.

Таким образом, расчет силы излучения вертолета можно свести к определению указанных характеристик круглой металлической пластины при следующих допущениях:

- коэффициент излучения металлического сопла равен $\varepsilon=0,8$. Это допущение оправдано данными работы [51], где на рисунка 1.2 показано, что для окисленных сплавов (нержавеющая сталь, ковар, нихром и т.д.) коэффициент излучения находится в интервале $0,8 \div 0,9$ вне зависимости от температуры нагрева;
- рабочая температура пластины 623К (350 °С);
- расчетные спектральные интервалы 2-4 и 3-5 мкм.

Энергетические оценки проведем по методике, предложенной Л.З. Криксуновым и И.Ф. Усольцевым в работе [51]. По закону Голицына – Вина (1.1) определим длину волны, соответствующую максимуму спектральной интенсивности плотности лучистого потока абсолютно черного тела при температуре 623К:

$$\lambda_{\max} = \frac{2897}{T} = 4,65 \text{ мкм}$$

Для абсолютно черного тела суммарная плотность излучения в интервале длин волн от нуля до бесконечности определяется законом Стефана – Больцмана:

$$R = \sigma T^4, \quad (1.2)$$

где σ - постоянная Стефана – Больцмана, равная $5,673 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$.

В случае серого излучателя с коэффициентом излучения ε формула (1.2) преобразовывается в выражение:

$$R = \varepsilon \sigma T^4 \quad (1.3)$$

Для отдельного спектрального интервала $\lambda_1 - \lambda_2$ плотность излучения серого излучателя после преобразования формулы (1.3) принимает вид [51]:

$$R_{\lambda_1-\lambda_2} = \varepsilon\sigma T^4 \left[z\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_{\max}}\right) - z\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_{\max}}\right) \right], \quad (1.4)$$

где $z\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{\max}}\right)$ - нормировочный интеграл, определяющий отношение потока излучения от нуля до длины волны λ_i и суммарного потока свечения абсолютно черного тела. Данные по значениям $z\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_{\max}}\right)$ сведены в таблицу П.1.4 монографии Л.З. Криксунова и И.Ф. Усольцева [51].

Воспользовавшись формулой (1.4) получим плотность излучения для спектральных диапазонов от 2 до 4 мкм и от 3 до 5 мкм:

$$R_{2-4} = \varepsilon\sigma T^4 [z(0,6) - z(0,43)] = 0,098 \text{ Вт/см}^2$$

$$R_{3-5} = \varepsilon\sigma T^4 [z(1,07) - z(0,65)] = 0,167 \text{ Вт/см}^2$$

Принимая излучающую поверхность среза сопла диффузным излучателем, получим лучистость в каждом спектральном интервале равна:

$$B_{2-4} = R_{2-4} / \pi = 0,03 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{ср};$$

$$B_{3-5} = R_{3-5} / \pi = 0,053 \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{ср}.$$

Сила излучения материала выхлопного патрубка в направлении нормали к срезу будет максимальной и, соответственно, равна:

$$I_{2-4} = B_{2-4} \cdot S_c = 72 \text{ Вт/ср};$$

$$I_{3-5} = B_{3-5} \cdot S_c = 128 \text{ Вт/ср}.$$

Как отмечалось выше и работах [28, 38 - 41] сила излучения СОЭП в указанных спектральных интервалах должна быть в 7-10 раз выше интенсивности свечения нагретых частей вертолета, т.е.: $I_{\text{СОЭП}(2-4)} = 720 \text{ Вт/ср}$ и $I_{\text{СОЭП}(3-5)} = 1280 \text{ Вт/ср}$.

Такие высокие мощности излучения в мировой и отечественной практике разработки СОЭП достигаются путем создания комплексов противодействия, содержащих подсистему обнаружения пуска ракеты (СОП), подсистему формирования помехового излучения прожекторного типа, формирующую узкий луч из-

лучения от ИК источника, и поворотное устройство направляющее ИК поток на головку самонаведения управляемой ракеты по команде СОП [1, 5, 25 - 31].

Для формирования требований к энергетическим характеристикам источника ИК излучения, входящего в состав указанной прожекторной системы, воспользуемся законом Манжена [55]. Согласно этому закону осевая сила излучения прожектора с параболическим отражателем определяется по формуле $I_{соэл} = k \cdot B_u \cdot S_{co}$, где B_u - энергетическая яркость источника излучения, расположенного в фокусе отражающей системы, S_{co} - площадь светового отверстия отражателя, k - коэффициент, учитывающий потери при отражении и прохождении через элементы прожектора потока излучения (выходное стекло, экранирующие крепления источника и т.д.).

Расчет проведем при следующих допущениях:

- Так как вариантов конструкций ИК прожекторов множество [55], то в наших расчетах учтем только коэффициент отражения ρ . В силу ряда причин (термостойкость, механическая прочность и т.д.) наиболее распространенным материалом отражающих систем является алюминий. Согласно данным таблицы 1.1 работы [56] коэффициент отражения алюминия в диапазоне длин волн 2,0 - 5,0 мкм изменяется от 0,87 до 0,92. Для большей точности расчета в наших оценках используем $\rho = 0,87$.

- Наиболее распространенной системой формирования направленного ИК излучения в устройствах специального назначения является параболический отражатель с диаметром светового отверстия 190 мм (например, прожектор ОУ - 5, ОУ- 3Г и т.д. [11]), т.е $S_{co} = 0,03 \text{ м}^2$.

Таким образом, расчет по формуле Манжена [55] дает следующие значения энергетической яркости ИК источника для заданных спектральных интервалов: $B_{u\ 2-4} = 3,0 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{ср}$ и $B_{u\ 3-5} = 5,3 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{ср}$.

В работах [6, 10, 14, 29] показано, что наиболее эффективным источником излучения в исследуемых спектральных диапазонах является модулируемая импульсная цезиевая лампа с диаметром 11 мм и межэлектродным расстоянием

35 мм. В диссертации [57] теоретически обосновано, что в ИК области оптического спектра из – за высокого коэффициента поглощения цезиевой плазмы при рабочих температурах такой источник является поверхностным, т.е. для указанной лампы площадь светящейся поверхности составляет $S_{и} = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$. Пиковая сила излучения по нормали к разрядной лампе будет равна, соответственно, $A_{(2-4)} = 36,0 \text{ Вт/ср}$ и $A_{(3-5)} = 63,6 \text{ Вт/ср}$.

1.4. Технические требования к модулируемому источнику ИК излучения для СОЭП

В результате проведенного расчетно – аналитического обзора сформированы следующие основные технические требования к источнику ИК излучения:

1. В качестве основного компонента плазмообразующей среды в источнике излучения необходимо использовать пары цезия.
2. Конструктивное исполнение газоразрядной лампы должно обеспечивать компактность и эффективное использование в узконаправленных излучателях, т.е. минимально возможное межэлектродное расстояние.
3. Газоразрядный источник для СОЭП должен обеспечить импульсно – периодическую структуру ИК излучения в диапазоне несущих частот 670 - 3270 Гц и огибающих частот в интервале 55 - 200 Гц, что соответствует средней частоте следования импульсов 425 Гц.
4. Пиковая сила излучения газоразрядной лампы при глубине модуляции не менее 95% в спектральном диапазоне 2 - 4 мкм должна быть не менее $A_{(2-4)} = 36,0 \text{ Вт/ср}$, а для диапазона 3 - 5 мкм $A_{(3-5)} = 63,6 \text{ Вт/ср}$.
5. Создаваемый источник излучения должен обеспечивать работоспособность в условиях вибрационных, ударных, атмосферных, биологических и радиационных воздействий, присущих условиям эксплуатации летательного аппарата.

1.5. Анализ факторов, определяющих параметры разряда в парах щелочных металлах

Как следует из предыдущего раздела, наиболее перспективным для использования в СОЭП является импульсный источник ИК излучения с разрядом в парах цезия. Сегодня на рынке вооружения находятся все три поколения ПЗРК, поэтому технические характеристики СОЭП меняются и требования к энергетическим, спектральным и временным характеристикам ИК источников ужесточаются. Этот процесс приводит к необходимости создания целого класса импульсных цезиевых ламп под определенные задачи.

Одновременно в исследованиях физики разряда в парах других щелочных металлов (*Na*, *K*, *Rb*) [58 - 63] появлялись новые результаты и данные, позволяющие создать целостную картину радиационных процессов, происходящих в плазме щелочных металлов и оболочках ламп. Поэтому основной задачей данного раздела является теоретический анализ современных научных достижений с целью выявления основных направлений исследований и последующего обобщения на их основе полученных автором диссертации результатов.

Начиная с пятидесятых годов прошлого века ведется интенсивное изучение разряда в парах натрия высокого давления (НЛВД). О рекордной эффективности излучения натрий – ртутных ламп (до 130 лм/Вт) известно давно [58, 64]. Отсутствие материалов, устойчивых к агрессивному воздействию паров щелочных металлов при рабочих температурах свыше 1000°С, сдерживало исследования в этой области. Только появление промышленной технологии производства труб из поликристаллической окиси алюминия (поликора) [65] и синтетического корунда (сапфира) [66, 67] позволило расширить научные знания об этом разряде. Основные направления исследований были нацелены на обеспечение большого срока службы, высокой световой отдачи и удовлетворительного индекса цветопе-

редачи (R_a). Светоотдача (η) определяется как отношение светового потока из разряда в диапазоне 0,38 - 0,7 мкм к потребляемой электрической мощности.

Хотя решение перечисленных вопросов посвящено созданию эффективного источника света, но полученные результаты являются научной, конструкторской и технологической базой для создания импульсных ламп высокого давления с разрядом в парах щелочных металлов, излучающих в различных областях спектра. Ниже приведен научно – технический анализ основных результатов изучения разряда в парах натрия, в том числе полученных автором диссертации.

В своей ранней работе [68] П. Денбих выделил 11 факторов, определяющих излучательные характеристики натриевого разряда: электрическая мощность и напряжение на лампе, конструкция электрода и его эмиссионные свойства, соотношение натрия и ртути в амальгаме, ее масса и температура, толщина стенки и материал разрядной трубки, давление ксенона, длина и диаметр плазменного канала. Влияние большинства перечисленных факторов на η и R_a подробно изучено и освещено в научных публикациях [58, 61 – 63, 68, 69]. Поэтому ниже рассмотрены основные существенные особенности натриевого разряда, которые могут быть использованы при разработке ламп ИК излучения для систем оптико – электронного противодействия.

1.4.1. Анализ литературы по влиянию состава наполнения и давления паров щелочных металлов на характеристики излучения разряда

Особенности конструктивного исполнения НЛВД подробно рассмотрены в монографиях Г.Н. Рохлина [58], Д. Уэймауса [64], диссертациях Е.Б. Волковой [61], А.Н. Григоряна [62] и публикациях де Грутта, Д. Влиетта [63], Д. Уорби [69], поэтому в данном разделе освещаться не будут. Для понимания плазмодинамики натриевого разряда рассмотрим только влияние конструктивных элементов и каждого из компонентов наполнения разрядной трубки (горелки) на характеристики ламп.

Давление насыщенных паров. В состав плазмообразующей среды НЛВД входят пары натрия и ртути, а также инертный газ ксенон. Натрий, имеющий наиболее низкие потенциалы возбуждения и ионизации - 2,1 и 5,12 эВ, соответственно [58], является основным излучающим элементом и источником электронов, обеспечивающих ток в лампе. Этот компонент наполнения вводится в избытке для компенсации потерь натрия в лампе, происходящих за счет диффузии атомов этого металла сквозь стенку поликоровой трубки и стеклокерамический спай электродного узла с оболочкой [58, 61]. Вопрос ухода щелочного металла из разрядного объема сквозь спай в случае газоразрядной лампы для СОЭП требует отдельного рассмотрения.

Ртуть используется в НЛВД в качестве буферного газа для увеличения осевой температуры, создания градиента потенциала в плазменном столбе и повышения эффективности натриевого разряда. Указанные эффекты достигаются за счет уникальных свойств ртути:

- у паров ртути низкая теплопроводность, так как она одноатомна и имеет одну из самых больших масс, что способствует снижению удельных потерь в разрядном столбе;
- потенциалы возбуждения и ионизации атомов ртути существенно выше, чем у других щелочных металлов, вводимых в качестве излучающих добавок, что позволяет вводить эти компоненты наполнения при значительно меньших давлениях паров;
- пары ртути имеют низкое давление при комнатной температуре (около 0,17 Па). При повышении температуры до рабочих значений давление ртути может быть доведено до нескольких МПа. Благодаря этому облегчается зажигание разряда в холодном состоянии лампы и имеется возможность регулирования рабочего давления буфера в широких пределах.

Однако при избытке натрия в разрядной трубке, содержащей ртуть, всегда образовывается жидкая фаза амальгамы Na, расположенная в самой холодной точке (х.т.) лампы [58]. В результате истинное давление паров ртути и натрия над

амальгамой снижается по сравнению с давлением чистых металлов при той же температуре $T_{x.m.}$ [58, 70 - 71]. На основании исследований по определению парциальных давлений паров натрия p_{Na} и ртути p_{Hg} (см. рисунок 1.10) как функции состава и температуры амальгамы установлена необходимость вводить в лампу избыточное количество обоих компонентов в виде амальгамы с содержанием 0,5-0,9 атомных долей натрия, что обеспечивает при температурах амальгамы 600-950°C давление паров натрия в пределах 10-1000 мм рт. ст., а ртути от 0,1 до 5атм. (см. рисунок 1.10). При доле атомов натрия ниже 0,5 падают парциальное давление паров Na и выход излучения; а при доле атомов ртути менее 0,1 резко снижается напряжение на лампе.

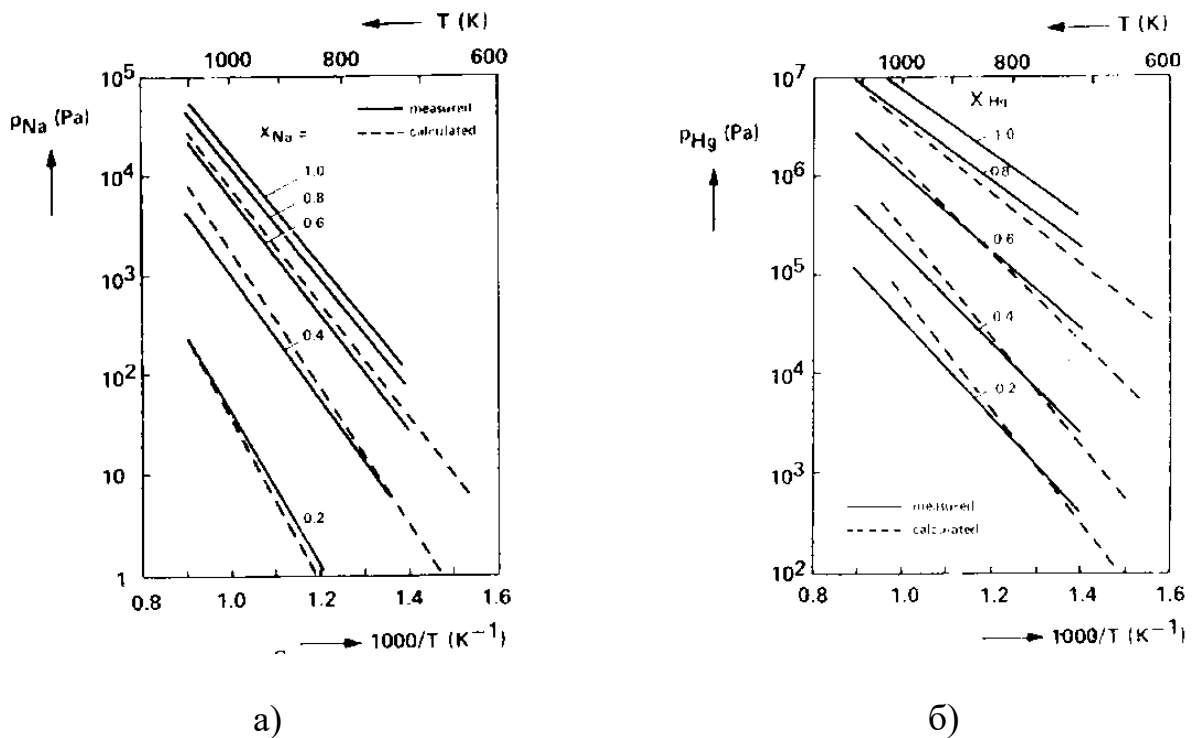


Рисунок 1.10. Давление насыщенных паров натрия (а) и ртути (б) в зависимости от температуры и состава амальгамы по данным работы [63]: сплошная линия – эксперимент, пунктирная – расчет

Отсюда следует, что излучательные характеристики натриевого разряда зависят не только от давления паров натрия, но и других компонентов наполнения

НЛВД. Показательным является энергетический баланс излучения, который определяется различными механизмами рассеивания подводимой мощности.

В таблице 1.3 приводится энергетический баланс НЛВД [69], работающей при давлении натрия 65 ± 4 мм рт. ст., постоянной мощности $P_n = 400$ Вт и изменяющихся значениях давления ртути.

Таблица 1.3

Энергетический баланс мощности излучения положительного столба НЛВД [69]

Давление ртути (мм рт. ст.)	0	56	441	1053
Мощность, излучаемая линиями	47,0	46,9	50,6	52,7
Линии: 568 нм	4,3	4,6	4,1	3,7
819 нм	12,6	13,3	12,0	11,6
1139 нм	8,5	7,7	7,6	6,8
Ультрафиолет (<380 нм)	0,6	0,7	0,6	0,7
Континуум 380-540 нм	2,0	2,2	1,8	1,6
Линии: 380-540 нм	2,9	3,2	3,4	3,4
616 нм	0,9	0,9	0,8	0,6
Резонансные линии	2,5	2,8	1,0	1,6
Линии: 847 нм	4,3	4,2	4,0	3,4
2207 нм	2,1	2,1	2,1	2,0
2238 нм	1,5	1,3	1,3	1,1
Другие ИК - линии	5,3	4,9	3,5	2,8
ИК - континуум	3,9	4,5	5,8	6,7
ИК излучение >2500 нм	0,9	0,7	1,4	1,2
Мощность излучения в % от P_n	42,6	50,5	56,5	62,5
Температура дуги, T_o , К	4030	4080	4100	4140

Давление инертного газа в рабочем состоянии выбиралось пренебрежимо малым в сравнении с p_{Na} для того, чтобы получить характеристики, свойственные «чистым» натриевой и ртутно-натриевой дугам. В таблицу дополнительно включены сведения о температуре по оси разрядной дуги, определенной по методу Бартельса [73]. Анализ таблицы 1.3 позволяет сделать следующие выводы:

- ртуть уменьшает теплопроводность, поэтому температура на оси разряда T_o с увеличением p_{Hg} медленно растет.

- в силу экспоненциальной температурной зависимости [58] интенсивность излучения разряда возрастает, ограничивая скорость повышения T_0 ;
- поток излучения из плазмы составляет до 62,5 % от поступаемой мощности в разряд, из них более 50%, по расчетам де Грутта и Влиета [63] приходится на резонансный дуплет натрия;
- мощность излучения линий 818 и 1139 нм составляет в безртутном варианте более 20%. Этот эффект можно применить в системах обнаружения с приборами ночного видения, максимум спектральной чувствительности которых расположен в диапазоне 800-1100 нм;
- доля излучения, начиная с 2,2 мкм, достигает 6%, что может быть использовано при создании источников модулируемого ИК излучения.

Таким образом, необходимо отметить две важные функции ртути в разряде, которые могут быть использованы в модулируемых источниках ИК излучения - это снижение тепловых потерь на разрядную оболочку и повышение осевой температуры, что, соответственно, приводит к возрастанию глубины модуляции и пиковой силы излучения.

Как уже отмечалось, при одновременном наполнении лампы натрием и ртутью образуется амальгама щелочного металла, которая находится в жидком состоянии в самой холодной точке лампы, и давление каждого из металлов определяется температурой этого сплава. Важными для практического применения являются результаты, полученные в работе [70], которые отражают зависимость парциального давления насыщенных паров натрия и ртути от $T_{х.т.}$ и состава амальгамы. Из приведенных в таблице 1.4 данных следует, что увеличение температуры холодной точки приводит к одновременному росту давления паров натрия и ртути. При этом повышение процентного содержания натрия в амальгаме способствует увеличению его давления в разряде и падению давления ртути.

Такие изменения состава плазмообразующей среды способствуют самообращению резонансных линий натриевого разряда и возрастанию температуры

оболочки. Расчет Дж. Вашинга [74] показывает, что расстояние между максимумами самообращенных линий определяется главным образом давлением натрия, тогда как интенсивность «крыльев» зависит от радиального профиля температуры разряда.

Таблица 1.4

Давление насыщенных паров компонентов над амальгамой натрия [70]

Содержание натрия в амальгаме, ат. %	90,0		80,0		69,9		60,6		55,0	
	<i>Na</i>	<i>Hg</i>	<i>Na</i>	<i>Hg</i>	<i>Na</i>	<i>Hg</i>	<i>Na</i>	<i>Hg</i>	<i>Na</i>	<i>Hg</i>
Температура холодной точки, °С										
500	3,8	2,5	3,2	4,7	2,4	17,0	1,5	41,7	1,0	70,0
525	6,3	4,1	5,3	8,3	4,0	27,9	2,6	68,3	1,7	113,6
550	9,9	7,0	8,3	14,3	6,3	44,4	4,2	107,5	2,9	178,8
575	15,3	11,0	12,9	23,7	9,8	68,8	6,5	165,4	4,5	274,3
600	23,0	17,7	19,5	38,2	15,0	103,7	10,0	248,1	7,1	410,4
625	33,2	27,7	28,2	60,3	21,8	153,4	14,8	364,0	10,5	601,0
650	48,3	40,9	41,3	91,5	32,0	221,2	21,9	523,0	15,6	861,0
675	67,5	60,4	57,8	137,1	44,9	314,1	31,1	738,0	22,7	1211,0
700	93,3	86,9	80,2	200,4	62,5	437,3	43,6	1022,0	32,1	1674,0

Подтверждение этому получено Е.Б. Волковой и Г.Н. Рохлиным в работе [72] для видимого диапазона излучения натриевого разряда. На рисунке 1.12 показана зависимость η от температуры холодной точки $T_{x.m.}$ лампы для фиксированного состава (82,5 ат % *Na*). Из приведенных данных видно, что по мере увеличения $T_{x.m.}$ светоотдача возрастает до максимального значения при температуре около 650°С, после чего наблюдается спад. Такое поведение зависимости $\eta = f(T_{x.m.})$ связано с изменением спектрального распределения излучения натриевого разряда, т.е. с уширением «крыльев» самообращенного резонансного дуплета *Na*.

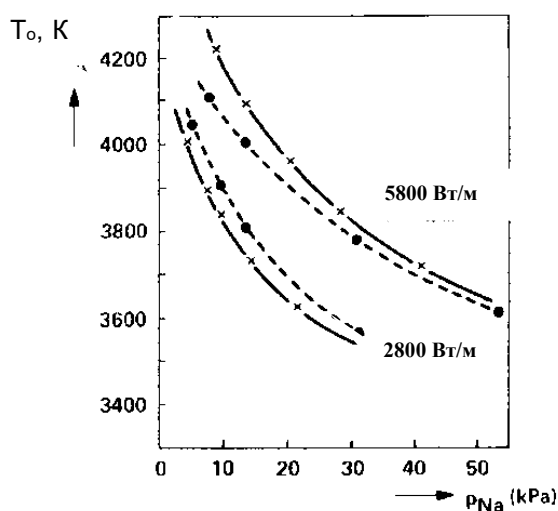


Рисунок 1.11. Зависимость осевой температуры разряда от давления паров натрия для различной удельной нагрузки: сплошная кривая - эксперимент, пунктирная – расчет [63]

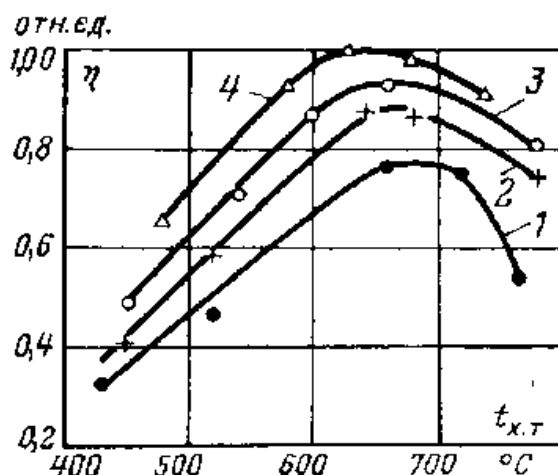


Рисунок 1.12. Зависимость световой отдачи лампы от температуры холодной точки при разных значениях тока с содержанием натрия 82,5 ат. % : 1- ток 3А; 2-4А; 3- 5А; 4- 6А [72]

В настоящее время в мировой практике для повышения температуры холодной точки в натриевых лампах используются два способа [73]:

- увеличение удельных электрических нагрузок в столбе разряда, которое способствует росту осевой температуры (см. рисунок 1.11) и температуры по всей длине оболочки, что в конечном итоге приводит к подъему $T_{x.m}$. [75];
- непосредственное повышение температуры холодной точки утеплением (экранированием) приэлектродных участков горелки [76].

Для оценки влияния электрической мощности, вкладываемой в разряд, автором диссертации проведено исследование спектральных характеристик натрий-ртуть ксеноновой лампы высокого давления типа OSRAM VIALOX NAV-T 400 с момента зажигания до выхода в номинальный режим. Полученные спектральные характеристики в области резонансного дублета натрия приведены на рисунке 1.13.

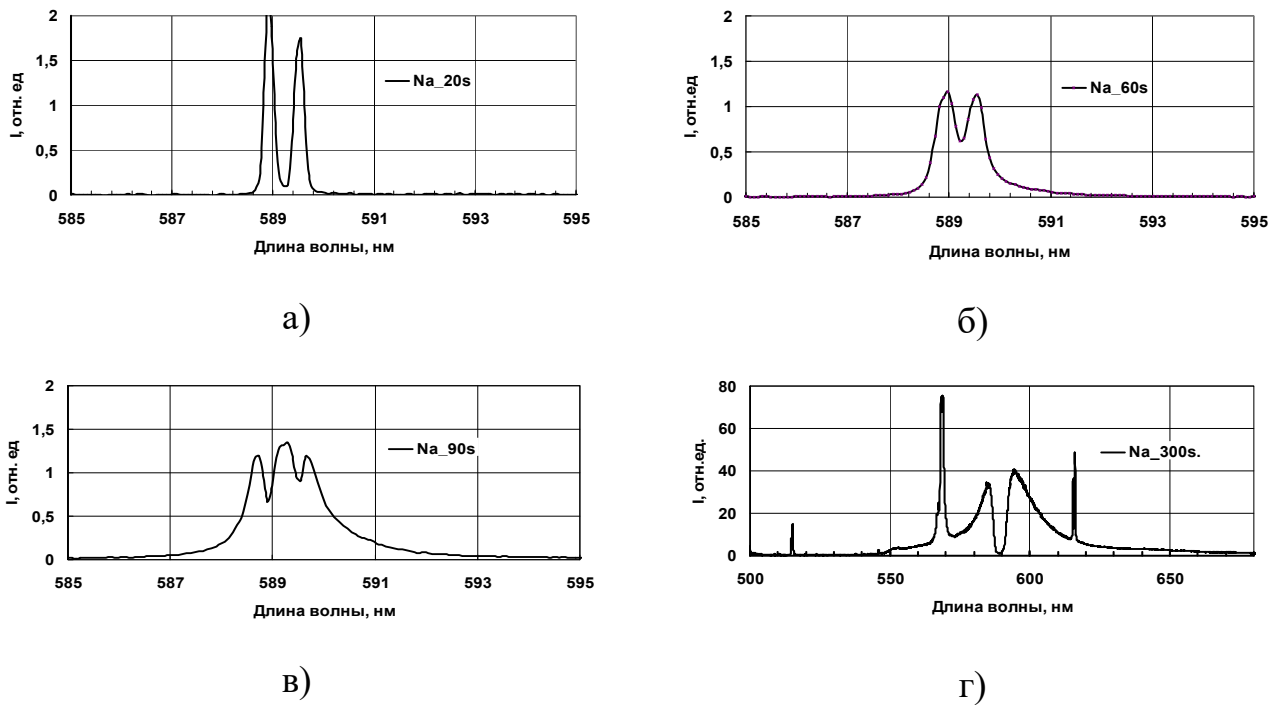


Рисунок 1.13. Спектральное распределение излучения серийной лампы OSRAM VIALOX NAV-T 400 в различные моменты выхода в номинальный режим работы

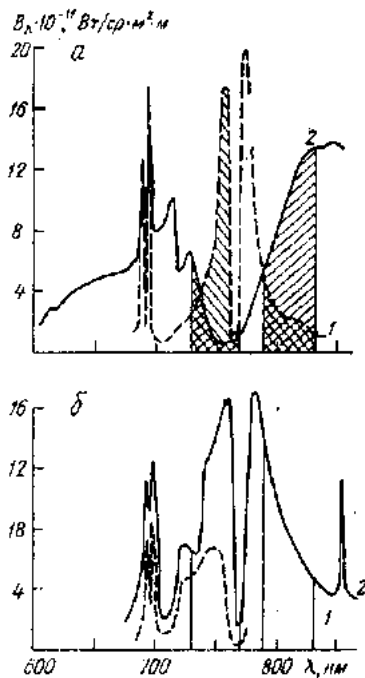


Рисунок 1.14. Спектры калиевой лампы переменного тока с нерегулируемой (а) и регулируемой (б) температурой холодной точки [77]. Давление паров калия (а): 25 мм. рт. ст. (1) и 300 мм. рт. ст. (2); (б): 90 мм. рт. ст. (1) и 120 мм. рт. ст. (2)

Как видно из рисунка 1.13,а, при мощности около 50 Вт (после 20 сек. горения) D -линии натрия не самообращены. Дальнейшее незначительное повышение давления приводит к тому, что линии сливаются практически в один общий пик (см. рисунок 1.13, б). В излучении лампы наблюдается ярко выраженный желтый

цвет, так как почти вся энергия, излучаемая в видимом диапазоне, заключена в натриевом дублете 588,9/589,6 нм.

При увеличении P_l до 70-75 Вт (см. рисунок 1.13, в) впервые появляются признаки самообращения линий, которое возрастает по мере увеличения давления паров натрия. При этом быстро растет энергия излучения в натриевых дублетах 568,3/568,9 и 818/819 нм (последний на рисунке 1.13 не показан).

Необходимо отметить, что все остальные линии, кроме резонансного дублета, не самообращены даже при давлениях натрия свыше 200 мм.рт.ст. С дальнейшим увеличением мощности в разряде, а также температуры холодной точки лампы и давления паров Na, самообращение резонансного дублета натрия становится настолько сильным, что приводит к появлению глубокого провала (см. рисунок 1.13, г). В ходе дальнейшего роста давления паров натрия происходит перераспределение энергии в интенсивно уширяющиеся крылья линий с тенденцией сдвига в длинноволновую область.

Второй способ регулирования спектральных характеристик разряда в парах щелочных металлов был использован при разработке ламп для накачки лазеров на АИГ: Nd [60, 61, 77]. В своих исследованиях калиевой лампы переменного тока регулирование $T_{х.т.}$ авторы выполняли специальным подогревом или охлаждением заэлектродных объемов, где, по их мнению, располагалась холодная точка. Электрическое питание лампы осуществлялось аналогично схеме включения НЛВД, т.е. ограничение тока выполнялось индуктивным балластом. В результате проведенных исследований наблюдался аналогичный механизм уширения резонансных линий калия (см. рисунок 1.14).

Таким образом, при создании разрядных источников для СОЭП в качестве возможных способов управления спектральными характеристиками разряда в парах щелочных металлов является регулирование тепловой (электрической) нагрузки на оболочку лампы или специальный подогрев холодной точки лампы.

Влияние давления инертного газа.

В качестве пускового газа в состав наполнения натриевых ламп высокого давления вводится ксенон при давлении 20 мм. рт. ст. Понятно, что при такой дозировке ксенона существенного влияния на спектрально – энергетические характеристики натрий – ртутного разряда он оказать не может. Однако, из – за токсичности ртути, в 80-х годах прошлого века проводились разработки экологически чистых НЛВД за счет замены *Hg* на ксенон повышенного давления (до 300 мм. рт. ст.) [78]. В этом случае повышение давления ксенона приводило к изменению спектров излучения разряда, особенно в области самообращенного резонансного дуплета натрия.

Первые попытки определения влияния рода инертного газа (He, Ne, Ar, Kr, Xe) на излучение НЛВД были сделаны Д.О. Уорби. В работе [69] показано, что наибольшее уширение самообращенного резонансного дуплета натрия из всех исследованных газов обеспечивает ксенон (см. рисунок 1.15).

Увеличение давления ксенона в натриевом разряде приводит к уменьшению теплопроводности плазмобразующей среды и, как следствие, снижению тепловых потерь в разряде (см. рисунок 1.16). По расчетным данным [79], при соотношении давлений ксенона и паров натрия $p_{Xe} : p_{Na} = 10 : 1$, теплопроводность плазмы практически определяется атомами ксенона. Увеличение индекса цветопередачи (спектральных характеристик) при увеличении давления ксенона автор работы [79] объясняет изменением температурного профиля разряда, а именно, повышением температуры в центре столба за счет стягивания разряда к оси (см. рисунок 1.17). В результате этих процессов в спектре излучения наблюдается уширение красного крыла D – линии и появление полосы сателлитов при длине волны 560 нм [80]. Уширение самообращенных линий, по мнению автора [80], происходит за счет влияния сил Ван – дер-Ваальса.

Аналогичные результаты получены И.В. Колпаковой в работе [59], при исследовании зависимости уширения самообращенных линий калия от давления буферного газа в лампах накачки лазеров на АИГ:Nd. При повышении давления от

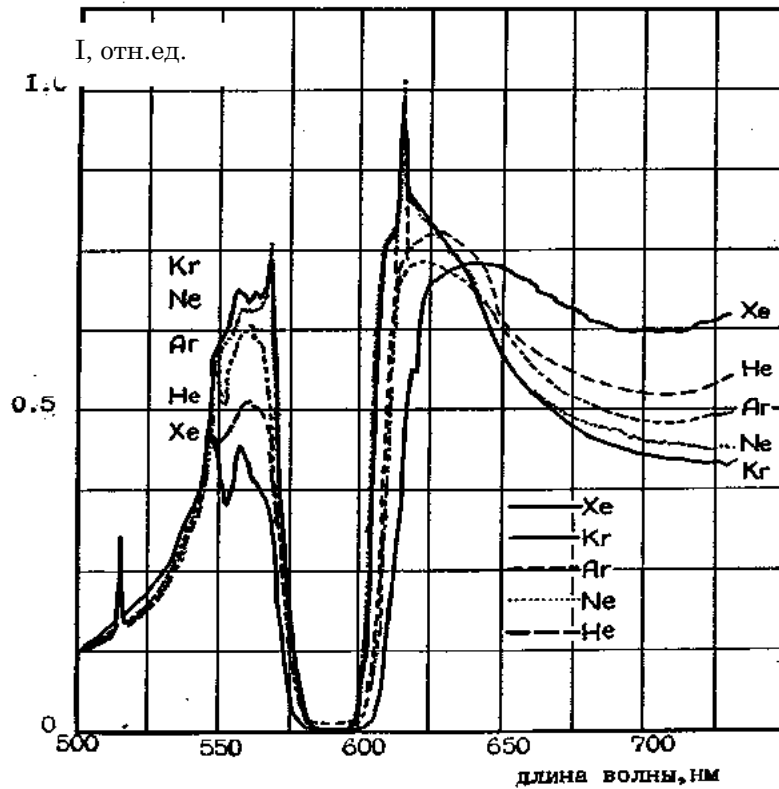


Рисунок 1.15. Интенсивность излучения максимумов резонансного дуплета натрия при давлении натрия 500 мм рт. ст. и инертного газа 1200 мм рт.ст. [69]

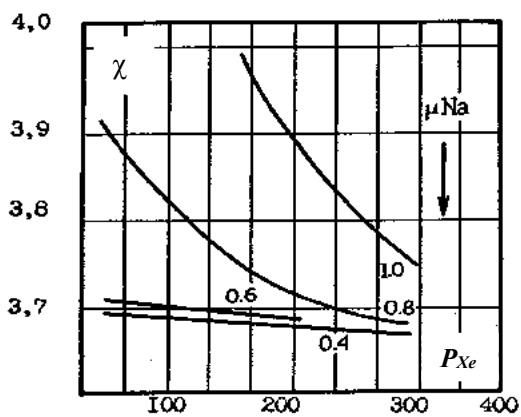


Рисунок 1.16. Зависимость удельной теплопроводности смеси Na-Hg-Xe от давления ксенона для $T_o=3000\text{K}$ и $T_{x.m.}=800^\circ\text{C}$ [63]

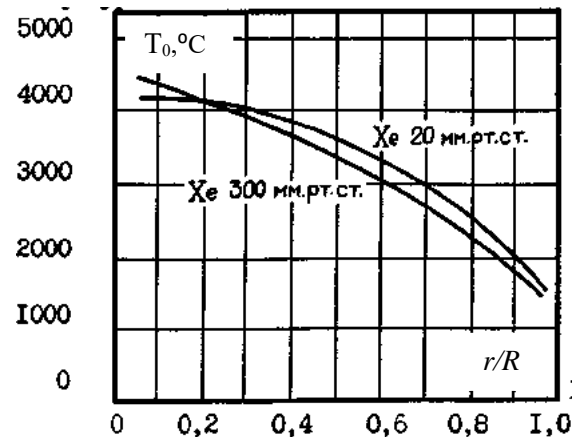


Рисунок 1.17. Температура дуги натриевого разряда с различным давлением ксенона [63]

100 до 700 мм рт. ст. автор обнаружила на контурах резонансных линий следующие изменения:

- повышение интенсивности излучения в области 730 – 910 нм (спектральный интервал поглощения АИГ:Nd);
- снижение интенсивности излучения сателлита 725 нм молекулы K_2 и рост мощности излучения сателлита 738 нм квазимолекулы KXe .

Дополнительный положительный эффект от повышения давления ксенона в натриевом разряде с 30 до 300 мм рт. ст. связан с увеличением более чем в 4 раза срока службы НЛВД. Этот результат обусловлен уменьшением скорости диффузии паров натрия по толщине стенки разрядной трубки [81].

Учитывая два важных эффекта от повышения давления ксенона: рост теплопроводности и уширение резонансных линий, при разработке газоразрядных ламп для СОЭП необходимо провести исследования зависимости излучательных параметров от давления пускового газа.

Введение излучающих добавок в натрий – ртутный разряд.

Вопросам изучения влияния на излучательные характеристики Na-Hg-Xe плазмы введения дополнительных компонентов в разряд посвящена диссертация Н.П. Петренко [82]. Согласно этой работы для изменения цветности излучения газоразрядной лампы металлическая добавка должна:

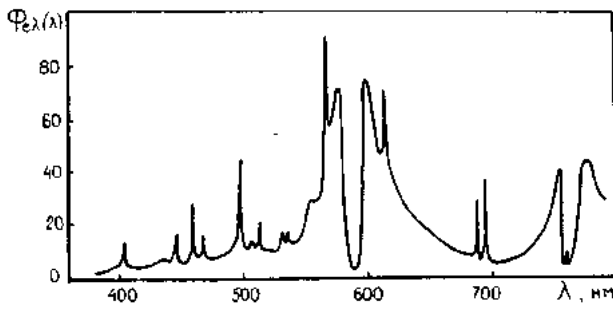
- иметь потенциалы возбуждения линий излучения добавки ниже, чем у резонансного дуплета натрия;
- при рабочих температурах натриевой амальгамы обеспечивать давление паров необходимое для получения требуемой интенсивности интересующих линий;
- гарантировать неизменность давления паров натрия и ртути после ее введения в наполнение лампы;
- иметь минимальную дозировку дополнительно вводимых в разряд элементов;
- обладать химической инертностью по отношению к материалам оболочки и электродов;

- обеспечивать стабильность во времени электрических и световых параметров НЛВД с излучающими добавками.

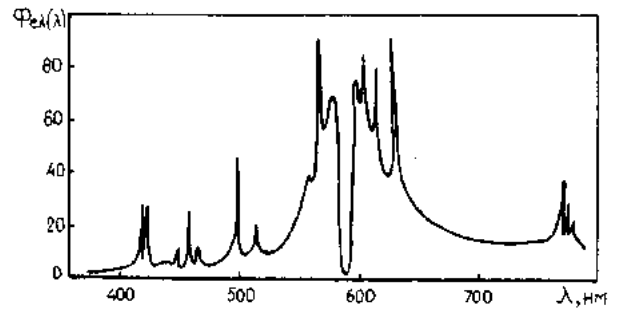
Сложность подбора излучающих добавок связана с тем, что введение новых элементов в разряд, даже при постоянном давлении паров натрия, снижает осевую температуру разряда, изменяет температурный профиль дуги $T(r)$ и может негативно воздействовать на излучение натрия (см. рисунок 1.18, г). На радиальное распределение температуры и, как следствие, выход излучения линий добавок [82] влияет также температура стенки и диаметр разрядной трубки, распределение частиц разного сорта по сечению разряда, возможность образования комплексных соединений добавок, температура амальгамы, характер диффузии и ухода из разряда соответствующих компонент.

Спектры исследованных ламп с добавками (5-10 ат.%) калия, рубидия и цезия представлены на рисунке 1.18, а, б, в.

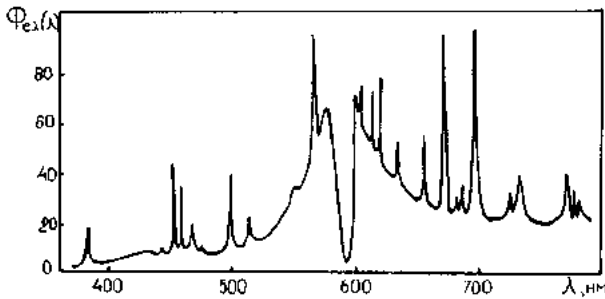
Для всех вариантов добавок общим является рост излучения в красной области спектра за счет резонансных линий щелочных металлов, в синей области (420-460 нм) тоже наблюдается несколько слабых линий добавок. При этом усиливается непрерывный фон излучения, самообращенные резонансные линии натрия становятся более уширенными. Наиболее интенсивные линии НЛВД с добавками калия: коротковолновое крыло резонансной линии 766.5; 696.5; 693.6; 534/536; 509 нм; рубидия: 629.9; 607.1; 421.6; 420.2; цезия: 455.5; 459.3; 540.3/541.9; 601.0; 621.3; 632.6; 658.6; 672.3; 687.0; 697.3; 722.9/ 728.0 нм. Световая отдача ламп с добавками щелочных металлов понижена как из-за увеличения тепловых потерь разряда, так и за счет излучения добавок в красной области спектра. Из полученных Н.П. Петренко данных (см. рисунок 1.18 а, б, в), следует, что наиболее подходящими для улучшения качества цветопередачи НЛВД являются добавки цезия. Это связано с тем, что лампы с добавками цезия имеют наибольшее количество линий в красной области спектра; увеличены (по сравнению с К, Rb) непрерывный фон и ширина самообращения резонансных линий натрия.



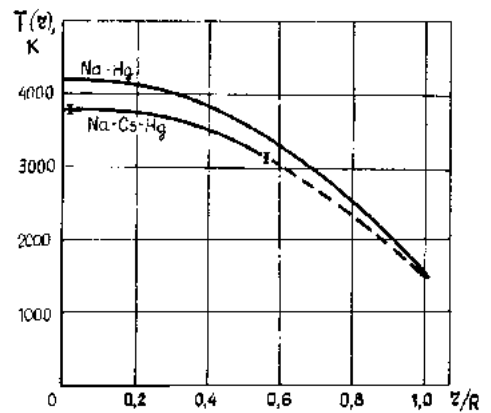
а)



б)

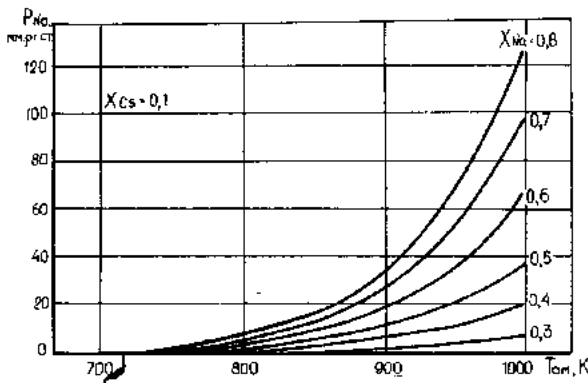


в)

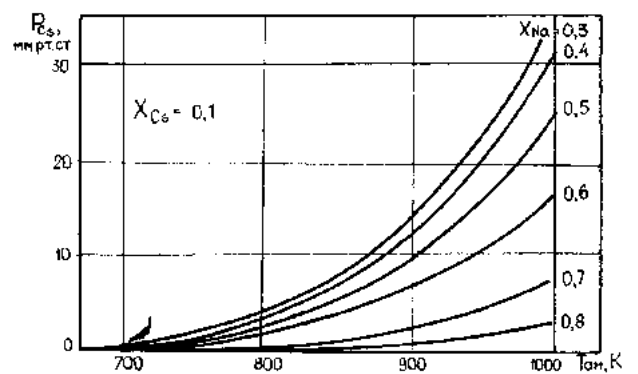


г)

Рисунок 1.18. Спектр излучения НЛВД с добавками калия (а), рубидия (б) и цезия (в), влияние содержания цезия в амальгаме ($m_{\text{Na}}=30$ вес.%) на световые и цветовые характеристики (г) [82]



а)



б)

Рисунок 1.19. Зависимость давления насыщенных паров натрия (а) и цезия (б) от температуры и состава амальгамы натрий – цезий – ртуть [82]

Ранее отмечалось, что спектром излучения натрия можно управлять изменяя температуру и состав амальгамы [83]. Н.П. Петренко совместно с М.Б. Дергачевой в работе [82] произвел расчет давления излучающих компонентов над натрий – цезиевой амальгамой (рисунок 1.19). Как следует из приведенных данных, при фиксированной дозировке цезия увеличение температуры амальгамы приводит к росту давления обоих излучающих элементов. При этом давление цезия возрастает быстрее при более низком содержании натрия в амальгаме [82]. Поэтому при разработке модулируемых разрядных ламп для СОЭП необходимо тщательно подбирать состав амальгамы в случае использования совместно со ртутью нескольких излучающих добавок.

Аналогичные работы по исследованию разрядов в парах смесей щелочных металлов проведены авторами [59, 60, 77] для оптической накачки лазеров. Так добавка калия к традиционному натрий – ксеноновому разряду высокого давления приводит к увеличению силы излучения в красной области спектра $0,5 \div 0,92$ мкм. При удельной электрической мощности 200 Вт/см КПД излучения натрий - калиевой лампы в указанном диапазоне достигает 40% от потребляемой мощности [59].

Однако применение многокомпонентного состава наполнения может иметь отрицательные последствия для эксплуатационных параметров разрядных ламп СОЭП. Введение дополнительного излучающего металла в разряд неизбежно приведет к повышению теплопроводности образовавшейся плазмообразующей среды и, следовательно, к увеличению доли тепла, идущего на нагрев стенки разрядной трубки.

1.5.2. Анализ литературы по влиянию режимов электрического питания натриевых ламп на характеристики излучения

Питание НЛВД импульсным током повышенной частоты не требует изменения конструкции и технологии изготовления ламп, поэтому является скорее аппаратным способом улучшения качества цветопередачи. В 1979 г. П.Д. Джонсоном

и Т.Х. Раутенбергом впервые были проведены исследования натриевой лампы высокого давления при работе в импульсном режиме [84]. Лампа имела размеры разрядного промежутка: диаметр 5,2 мм и межэлектродное расстояние 39 мм. Давление паров по оценкам авторов составляло $p_{Na} = 10$ кПа и $p_{Hg} = 27$ кПа при средней электрической мощности на лампе 150 Вт. В экспериментах было установлено, что осевая температура разряда в импульсном режиме работы быстро возрастает и достигает высоких значений. Так при пиковом значении тока 25А осевая температура, определяемая по методу Бартельса, достигает значений 5500 ± 200 К. В данной работе T_o определена оценочно, так как использованный метод Бартельса требует параболического распределения температурного поля плазменного канала, а при импульсном режиме авторы наблюдали стягивание разряда к оси. Контрагирование разряда авторы объясняют наличием остаточного высокотемпературного узкого канала в момент приложения следующего импульса напряжения. В результате этих процессов происходят изменения в спектре излучения серийной НЛВД при питании импульсным напряжением. В таблице 1.5 и на рисунке 1.20

Таблица 1.5

Спектральное распределение мощности излучения для различных режимов электрического питания НЛВД [85]

Режим работы лампы	Спектральный диапазон, нм						
	400-480	480-575	575-650	615-616	404,7	435,8	541,6
	Na	Na	Na	Na	Hg	Hg	Hg
Импульсный	14,5	45,8	33,4	4,5	0,2	0,8	0,8
Синусоидальный	5,4	26,0	66,0	2,6	-	-	-

приведено полученное П.Д. Джонсоном и Т.Х. Раутенбергом в другой научной работе [85] изменение относительного распределения излучения по спектральным диапазонам при однополярном импульсном режиме работы лампы

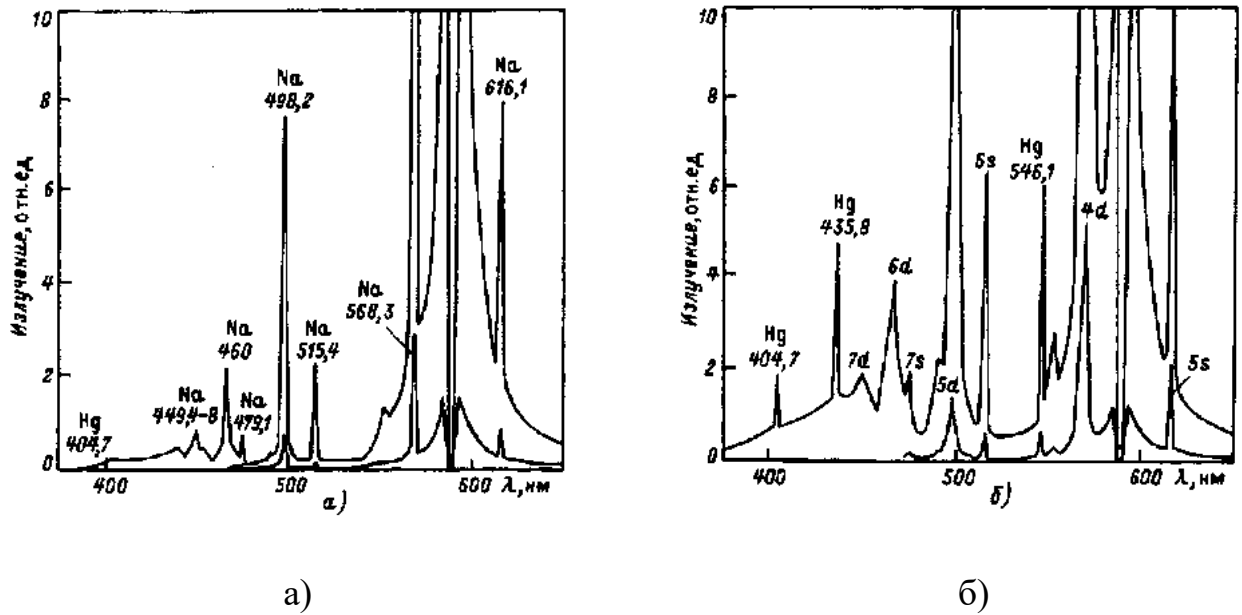


Рисунок 1.20. Спектры излучения натриевого разряда высокого давления при одинаковой электрической мощности 150 Вт [85]
 а- при двуполярной работе с частотой 60 Гц; б- при питании однополярными импульсами с частотой 670 Гц и $\theta = 10\%$

с частотой следования импульсов 670 Гц и скважностью $\theta = 10\%$ в сравнении с НЛВД при питании двухполярным переменным током с частотой 60 Гц. На каждом рассматриваемом рисунке дополнительно приведен спектр излучения серийной лампы мощностью 150 Вт, работающей от сети переменного напряжения.

Из приведенных данных видно, что переход к импульсному режиму работы способствует росту излучения в сине – зеленой области спектра и появлению слабых линий ртути. Одновременно происходит уменьшение интенсивности D- линий натрия, не только в сравнении с другими линиями Na, но и по абсолютному значению, получаемых при синусоидальном режиме работы серийной НЛВД. В работе [85] авторы объясняют это явление возбуждением более высоких энергетических уровней и увеличением степени ионизации Na, приводящим к росту T_o . Так по их расчетам, степень ионизации атомов натрия с 6% при $T_o=4200$ К (серийная НЛВД) возрастает до 34% при $T_o = 5400$ К, что приводит к существенному снижению концентрации нейтральных атомов, излучающих D- ли-

нии. Подробно анализ приведенного на рисунке 1.20 спектрального распределения дан в обзорной статье Рохлина Г.Н. [86].

Влияние структуры импульсно – периодического режима работы (частоты и скважности) Д.Т. Дакин и Т.Х. Раутенберг изучили в работе [87]. Впервые авторы данной публикации использовали двуполярное питание лампы с переменной частотой в диапазоне от 500 Гц до 5000 Гц и скважностью импульсов 25, 50 и 100%. Показано, что наибольшее влияние на спектр излучения натриевой лампы оказывает режим работы с частотой до 1000 Гц и со скважностью 25%. Возбуждение высокоэнергетичных уровней натрия авторы связывают с особенностями разогрева центральной и периферийных областей разряда, когда при малой частоте и скважности предшествующий импульс не влияет на последующий импульс тока. По расчетам авторов осевая температура в начальный период импульса тока достигает значения 6200К, а к концу падает до 5700К из – за расширения разрядного канала. По окончании импульса происходит сначала резкий спад T_o , который постепенно замедляется к концу периода. Такой механизм плазменной релаксации Д.Т. Дакин и Т.Х. Раутенберг объясняют тем, что при высокой температуре доминируют потери энергии из плазмы излучением, а по мере остывания преобладающим механизмом потерь является теплопроводность. Этот важный результат полезен при разработке модулируемого источника излучения, т.е. для повышения глубины модуляции необходимо создание условий резкого повышения температуры разряда в начальный период импульса и быстрого остывания плазмы после его окончания. Последнее явление может быть обеспечено усиленным теплосъемом с разрядной трубки.

Дальнейшее развитие исследований импульсного натриевого разряда получено в работах Н. Братеса [88] и К. Гюнтера [89]. Первым автором проводилось спектрометрическое исследование с временным разрешением излучения на стандартной НЛВД при номинальной мощности 100 Вт в следующем режиме электрического питания: дежурная дуга 0,8А, амплитуда импульса тока 37А, длительность импульса напряжения 98 мкс, частота 150 Гц. В работе получены спектры

излучения в дежурном режиме, в процессе прохождения импульса тока и во время послесвечения (150 мкс) после окончания подачи импульса напряжения. По мере возрастания мощности импульса температура возрастала до величины 6000К, в спектре появлялись линии ртути: 436, 566, 577 и 579 нм. При этом наблюдались снижение интенсивности синего крыла D- линии натрия и возрастание континуума в ИК области спектра.

Предложенное техническое решение по использованию режима дежурной дуги весьма полезно при создании модулируемых источников излучения для СОЭП. Формирование импульсно – периодической структуры модулируемого излучения плазменного канала, когда пауза между сериями токовых импульсов длительна или изменяется по специальному закону, определяемому электронным трактом ГСН, велика вероятность погасания лампы. По этой причине наличие слаботокового проводящего канала между каждой серией импульсов позволит исключить этот недостаток.

В свою очередь К. Гюнтер получил важные результаты по наполнению импульсных натриевых ламп, связав давление паров с электрическими параметрами разряда. Автор в работе [89] провел оптимизацию состава амальгамы натрия для получения компромиссного соотношения между световой отдачей и индексом цветопередачи излучения НЛВД. Определяющим фактором, по утверждению автора, являются пиковая мощность импульса, влияющая на $T_{x.m.}$ и, как следствие, на давление паров натрия. Этот вывод хорошо согласуется с результатами, полученными для серийной натриевой лампы переменного тока, например в [75].

1.5.3. Анализ литературы по влиянию конструктивных параметров на характеристики излучения разряда в парах щелочных металлов

Как отмечалось выше, в работе П. Денбиха [68] рассмотрены 11 основных факторов, определяющих излучательные характеристики натриевого разряда. Среди них автор особо выделил конструкцию электрода, толщину стенки и материал разрядной трубки, диаметр плазменного канала.

Диаметр и длина разрядного промежутка лампы. Увеличение диаметра разрядной трубки приводит к следующим эффектам, изменяющим форму D – линий натрия:

- около стенки образуется холодный слой атомов натрия, поглощающих резонансное излучение центральной части дуги [112];
- увеличивается оптическая длина пути излучения из центра канала и в результате поглощения происходит уширение резонансных линий [98].

В работе [90] Р.П. Гиллард показал, что выход резонансного излучения в натрий – ртутном разряде высокого давления зависит от концентрации невозбужденных атомов Na вблизи стенок разрядной трубки. Поэтому для реализации максимального значения светоотдачи η необходимо конструктивно обеспечить точное соотношение осевой температуры разряда T_o и температуры стенки колбы T_{cm} . Подтверждение этого вывода можно найти в публикации [91]. В результате расчетов и экспериментальных исследований горелок с диаметрами разрядного канала 7,24 и 9,9 мм при фиксированном давлении паров натрия в работе [93] установлено, что максимальное значение η реализуется при $T_o = 4200\text{K}$ и $T_{cm} = 1500\text{K}$. Уменьшение T_{cm} (увеличение внутреннего диаметра разрядной трубки) на 100K приводит в среднем к падению световой отдачи на 4%.

Оригинальную методику исследований влияния диаметра разрядного канала на световую отдачу использовал П. Денбих в своей работе [92]. Автором была изготовлена трехступенчатая горелка с диаметрами 4,0; 5,7 и 7,4 мм. Термостабилизация $T_{x.m.}$ осуществлялась методом погружения одного из электродных узлов горелки в индиевую ванну с фиксированной температурой нагрева расплава [61, 82]. При стабилизированных значениях тока 3, 4 и 5А измерялись напряжение и мощность на лампе, температура амальгамы и стенок каждого участка разрядной трубки, спектр излучения в диапазоне 565- 635 нм, световой поток с единицы длины плазменного столба. В результате получено подтверждение результатов, полученных Р.П. Гиллардом [90], что оптимальная величина температуры стенки составляет 1500K. На основе анализа энергетического баланса лампы показано,

что при поддержании постоянной $T_{cm} = 1500\text{K}$ увеличение внутреннего диаметра разрядной трубки на 1,0 мм приводит к росту η на 8,8 – 11,7%.

Выше изложенное можно объединить выводом, сделанным в работе [91]. При поддержании постоянного произведения $p_{Na} \cdot d$ и T_{cm} с увеличением диаметра световая отдача возрастает. Это говорит о неоднозначном характере зависимости η от диаметра разрядной трубки.

Таким образом, при создании эффективных разрядных источников излучения для СОЭП задача заключается в нахождении оптимального сочетания давления паров добавок, диаметра и удельной электрической нагрузки на оболочку (температуры стенки разрядной трубки), обеспечивающих заданные спектрально – энергетические и модуляционные характеристики ламп.

Материал оболочки разрядной трубки. Как отмечалось выше, в первых лампах с разрядом в парах щелочных металлов высокого давления в качестве материала разрядной трубки использовали поликристаллическую окись алюминия (поликор). Позднее были исследованы оксиды иттрия, циркония, шпинели нескольких окислов [58, 76]. Однако в силу высокой технологичности и низкой стоимости предпочтение для серийного производства было отдано поликору [58]. Первые рекламные сообщения о замене поликристаллической окиси алюминия на монокристаллический сапфир появились в начале 70-х годов прошлого века [79, 93- 95]. Применение сапфировых трубок вместо керамических обеспечивает повышение светоотдачи на 3 – 8 %, позволяет улучшить цветопередачу и увеличить срок службы НЛВД. По мнению авторов [95] эти положительные эффекты достигаются за счет следующих факторов:

- повышенного интегрального (на 3 – 5%) и направленного (в 3 – 5 раз) коэффициента светопропускания в сравнении с поликристаллической окисью алюминия;
- меньших тепловых потерь за счет увеличения прозрачности;
- пониженной излучающей поверхности «гладкого» монокристалла по сравнению с шероховатой поверхностью поликора;

- пониженной теплопроводности при рабочих температурах оболочки 1100 - 1400К;
- более высоких электрических нагрузок на оболочку (30 - 35 Вт/см²), чем у алюмооксидной керамики (20 Вт/см²);
- повышенной химической стойкостью к воздействию горячих паров щелочных металлов и меньшей поверхностью взаимодействия в сравнении с поликором.

Впервые сапфировая труба в качестве оболочки была использована при разработке натриевых ламп высокого давления для уличного освещения. В публикациях отечественных разработчиков НЛВД [96, 97] было показано, что трубки из сапфира по сравнению с поликоровыми оболочками имеют дополнительные преимущества, а именно, более совершенную геометрию, отсутствие глубинной пористости и высокое пробивное напряжение до 20 кВ/мм. Сравнительные испытания натриевых ламп мощностью 400 Вт, изготовленных на основе сапфировых и поликоровых трубок в идентичных условиях одного и того же производства, показали, что эксплуатационные характеристики сапфировых горелок существенно выше как по светоотдаче, так и по сроку службы [97]. Увеличение светоотдачи объясняется лучшей прозрачностью сапфировых трубок. Увеличенный ресурс работы ламп обусловлен высокой механической прочностью сапфира, его повышенной химической стойкостью к щелочным металлам при высокой рабочей температуре, отсутствием загрязнений рабочего пространства компонентами связывающих добавок, имеющихся в поликоре, отсутствием пор, через которые могли бы диффундировать пары натрия.

Надежность ламп с сапфировой оболочкой в огромной степени определяется способом и условиями соединения разрядной трубки с электродными узлами. В работе [97] показано, что при получении вакуумного спая с герметизирующими концевыми колпачками в монокристаллической трубке возникают большие напряжения, обусловленные различием коэффициентов линейного расширения. Это может приводить к образованию трещин в месте спая. Растрескивание удастся свести к минимуму, выращивая кристаллы в направлении (0001) для обеспече-

ния изотропности механических и тепловых характеристик трубки в поперечном сечении. Допустимое отклонение направления роста от (0001) не должно превышать 5° . Поверхностный слой, возникающий в процессе выращивания и обработки торцов трубок, легко удаляется путем химической полировки, а совмещение химической полировки с термообработкой позволяет снизить остаточные напряжения до $0,7 \text{ кг/см}^2$ и обеспечить получение высококачественного спая, а следовательно, и достаточно высокий срок службы.

Проведенные авторами [97] сравнительные исследования НЛВД с поликоровой и сапфировой оболочками при электрической мощности 400 Вт выявили, что в случае одинаковых цветовых параметров лампы с сапфировыми горелками имеют на 7-11% большую световую отдачу по сравнению с источниками излучения, имеющими поликоровые горелки, более высокую стабильность светового потока и незначительное повышение напряжения на лампе. Данные изменения связаны с совершенством материала разрядных трубок. Характеристики микроструктуры трубок на рисунке 1.21 представлены через коэффициенты диффузии натрия $D \text{ (м}^2/\text{с)}$ по границам зерен и объему.

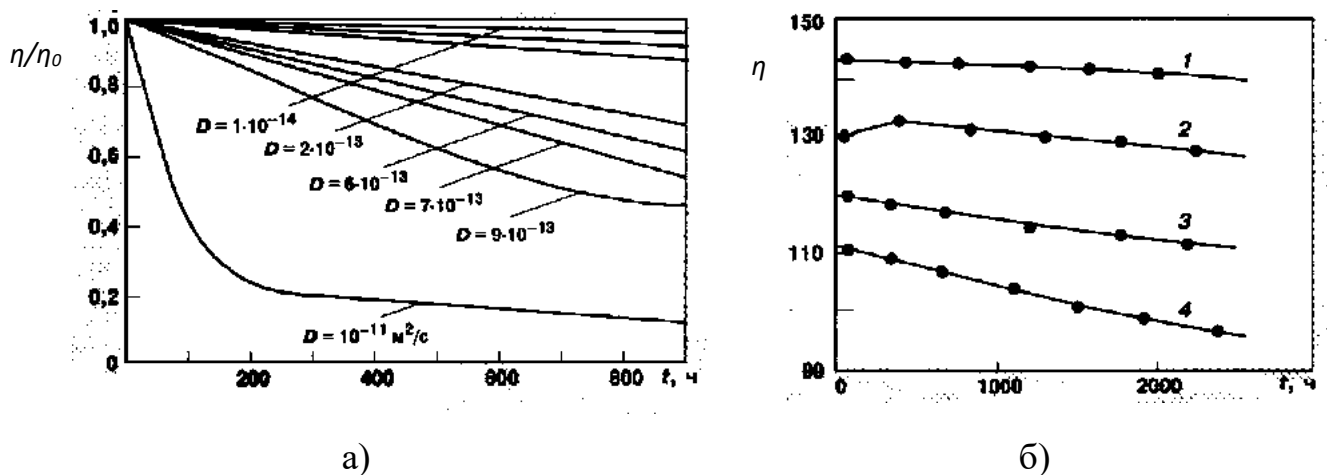


Рисунок 1.21. Расчетная зависимость относительного снижения светоотдачи η для различных коэффициентов диффузии натрия D (а) и экспериментальные кривые падения светоотдачи (б) для разрядных трубок: 1- из монокристаллического сапфира, 2 - 4 – поликристаллической окиси алюминия с различными размерами зерна и шириной межфазной границы [96]

Верхние две кривые на рисунке 1.21,а соответствуют монокристаллическим трубкам, нижние – трубкам со все более несовершенной структурой и более высокими коэффициентами диффузии. Согласно рисунку 1.21 по истечении двух тысяч часов работы спад светового потока для ламп с сапфировыми горелками на 5-7% меньше, чем для аналогичных ламп с поликоровой разрядной трубкой.

Из приведенных данных следует, что оптическое пропускание оболочки играет определяющую роль в излучении и тепловом состоянии колбы лампы.

Рассмотрению оптических характеристик сапфира посвящена обзорная статья [98], которая обобщает результаты исследований оптических свойств сапфира в спектральном диапазоне 0,5-6,0 мкм при температурах от комнатной до 2300 К. Из данной публикации следует, что коэффициент поглощения при длине волны 500 нм составляет ~88%. Следует отметить, что приведенные в [98] данные относятся больше к оптически однородной среде, которая пропускает без рассеяния практически весь выходящий из плазмы поток. Тем не менее, основываясь на спектральных характеристиках оптического пропускания сапфировых труб, полученных в работах [93, 99] и приведенных на рисунке 1.22, можно утверждать, что

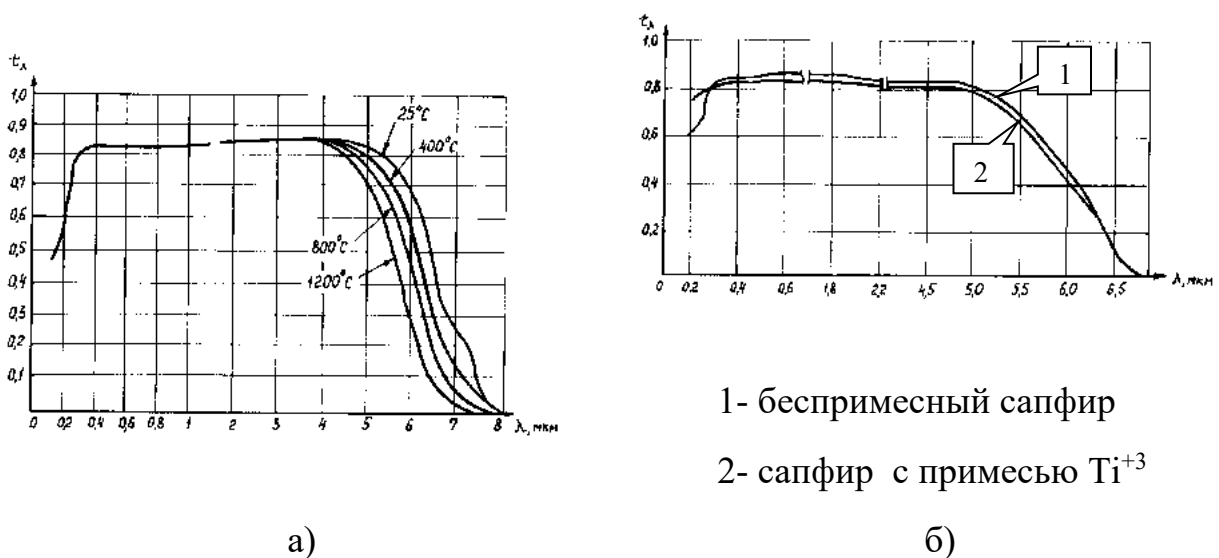


Рисунок 1.21. Влияние температуры (а, [99]) и наличие примеси (б, [93]) на спектральный коэффициент пропускания сапфировых труб

при конструировании модулируемых ИК источников для СОЭП направленного действия необходимо использовать в качестве материала оболочки разрядной трубки только монокристаллическую окись алюминия с контролируемым примесным составом.

Нанесение покрытий на разрядную трубку

С момента появления первых НЛВД для повышения эффективности натриевого разряда на колбу разрядной трубки предлагается отражающие покрытия [100]. Данное техническое решение предполагает возврат обратно в плазму инфракрасной составляющей излучения натриевого разряда с последующим переизлучением в видимом диапазоне. Расчетные оценки, проведенные различными авторами [57, 101], доказывают правильность выбранного направления повышения КПД излучения разрядов в парах щелочных металлов.

Около 40% всего излучения натриевого разряда приходится на ИК диапазон спектра [63]. Если повысить коэффициент отражения ρ стенки оболочки в этой спектральной области, то можно задержать часть ИК излучения и использовать его для подогрева плазмы, благодаря чему увеличивается излучение в видимой части спектра. Это представляется возможным, поскольку в ИК области НЛВД излучают нерезонансные линии, которые поглощаются преимущественно в центральной части канала разряда.

Попытки практической реализации предлагаемого способа повышения эффективности излучения разряда сделаны в работах А.С. Иванцева, например [102], применительно к ксеноновым лампам с кварцевой оболочкой, рабочие температуры которых не превышают 1100К [58]. В указанных публикациях рассматриваются технологические особенности химического нанесения пленок на кварцевые оболочки, физические свойства (коэффициенты оптического пропускания, отражения и поглощения, поверхностного натяжения, линейного расширения и т.д.) покрытий на основе оксидов SnO_2 , In_2O_3 , Cr_2O_3 , V_2O_5 , Fe_2O_3 и других соединений.

Не смотря на то, что на сегодняшний день практическая реализация отражающих слоев на разрядной трубке НЛВД не возможна из – за ее высокой температуры (до 1500К) и отсутствия термостойких пленочных покрытий, теоретические работы показывают перспективность данного направления совершенствования ламп со щелочными добавками.

Конструкция электрода. Изучению кинетики электродных процессов в газоразрядных источниках излучения посвящено большое количество монографий [12, 58, 64, 103, 104]. Электроды в газоразрядных лампах (катод и анод) являются одними из основных элементов, поддерживающих разряд и определяющих эффективность и долговечность источника излучения. Катод является источником электронов, поступающих в разряд, поэтому механизм создания и поддержания эмиссии этого электрода при зажигании и в процессе горения разряда является важнейшей задачей. В подавляющем большинстве источников света используются горячие катоды, электронная эмиссия которых состоит в основном из термоэмиссии, усиленной ускоряющим полем у его поверхности за счет градиента потенциала. Целью данного раздела является рассмотрение влияния нагрева электродного узла на температуру холодной точки разрядной лампы, так как эта характеристика является одной из определяющих параметры излучения.

В случае НЛВД электроды имеют одинаковую конструкцию: вольфрамовую спираль, одетую на керн из этого же материала. Это связано с тем, что каждый электрод при использовании переменного напряжения выполняет поочередно функцию катода или анода. В большинстве случаев холодная точка НЛВД расположена за одним из электродов в образовавшейся полости при наполнении амальгамой натрия и герметизации лампы [58]. Поэтому в данной ситуации важно знать температурное поле электрода.

В работе [105] выявлено, что привязка разряда к электроду в различные моменты времени осуществляется по – разному. В анодный полупериод плазменный канал фиксируется на торце керна, а в катодный он сосредоточен на ближайших к разряду витках спирали. Тем не менее, из – за тепловой инерционности

вольфрама уже через три минуты горения происходит стабилизация температурных полей электродов [58, 105, 106]. Распределение температуры по длине электрода показано на рисунке 1.22. Как видно из приведенных данных, наиболее нагретой частью электрода являются первые витки спирали, температура которых определяется токовой нагрузкой и мощностью разряда. Увеличение мощности приводит к росту температурного градиента вдоль спирали, но в итоге на торце керна, обращенного к холодной точке, температура принимает одинаковые значения для фиксированного тока: 1100К для 3,0А и 1000К для 1,8А. Наблюдаемое различие, предположительно, связано с джоулевым нагревом керна, являющегося в таком конструктивном исполнении проводником тока. Спираль в данном случае выполняет функцию радиатора, обеспечивающего оптимальную температуру керна [106]. Таким образом, компромисс между размерами электрода (спирали, керна) и токовой нагрузкой определяет температуру холодной точки лампы.

Однако соединение электрода, например, с сапфировой оболочкой осуществляется посредством дополнительных элементов - колпачков, проволочных вводов, герметизирующих припоев и т.д. (см. рисунок 1.23).

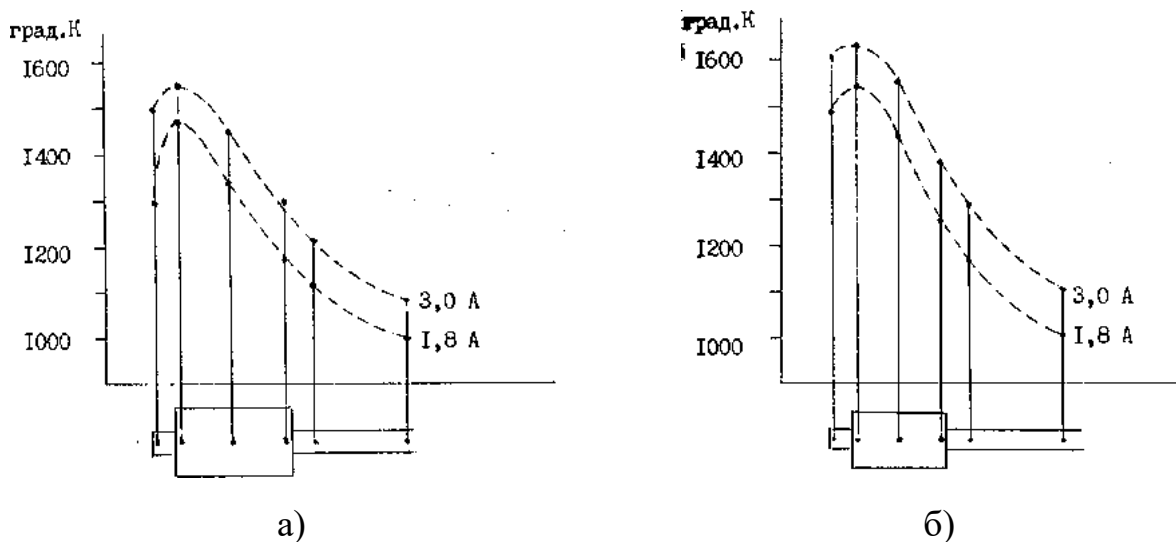


Рисунок 1.21. Распределение температуры по длине электрода для различных конструктивных исполнений:

а – диаметры: керна – 1,0 мм , проволоки спирали 0,5 мм;

б – диаметры: керна – 0,9 мм , проволоки спирали 0,4 мм.

При таком конструктивном исполнении электродного узла можно предположить, что температура холодной точки будет зависеть не только от тепловых потерь электрода за счет теплопроводности, но и от взаимного радиационного обмена между элементами токоввода. В работе [107] было рассчитано распределение температурных полей оболочки сапфировой горелки, включая электродные зоны. На рисунке 1.23 приведено конструктивное исполнение электродного узла с обозначением основных температурных точек, определяющих теплофизические процессы в натриевом разряде. В расчетах принято, что доля электрической мощности, затрачиваемой на нагрев оболочки, составляет 0,35 [58], а часть мощности, поступающей в виде теплового потока на торец электрода, не превышает 0,03. При вычислениях использованы конструктивные параметры, определенные экспериментальным путем для серийной лампы ДНаТ - 250 [61], а именно внутренний диаметр разрядной трубки 6,8 мм, толщина сапфировой оболочки 1,0 мм, диаметр электрода 1,0 мм, диаметр спирали, намотанной на керн 4,2 мм при диаметре проволоки равном 0,3 мм.

Результаты расчетов показывают, что изменение толщины h ниобиевой фольги, из которой изготовлен колпачок 4, слабо влияют на температурный режим узла. Так в диапазоне варьирования $h = 0,15 \div 0,25$ мм при постоянной мощности разряда температура торца электрода T_2 и температура холодной точки лампы T_1 меняются менее, чем на 2%. Более заметное влияние на указанные температуры оказывает величина выноса электрода l_2 . Увеличение l_2 от 1,0 до 10 мм снижает T_1 на 80°C, а T_2 на 35°C. При увеличении электрической мощности разряда от 150 до 250 Вт температуры T_1 , T_2 и T_3 увеличиваются до 20% и фактором, определяющим тепловое состояние лампы, остается вынос электрода l_2 .

Таким образом, регулировать температуру холодной точки (давление паров в разряде) возможно, прежде всего, за счет варьирования l_2 . Другими воздействующими факторами на T_1 являются диаметр держателя 3, площадь контакта колпачка 4 с держателем 6 и оболочкой 1.

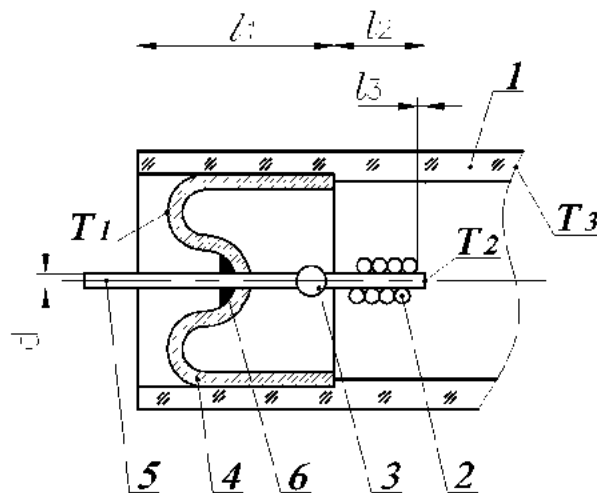


Рисунок 1.23. Конструкция электродного узла

1- разрядная трубка; 2,3 - вольфрамовые спираль и керн электрода; 4- ниобиевый колпачок; 5- ниобиевый проволочный ввод; 6- титановый припой

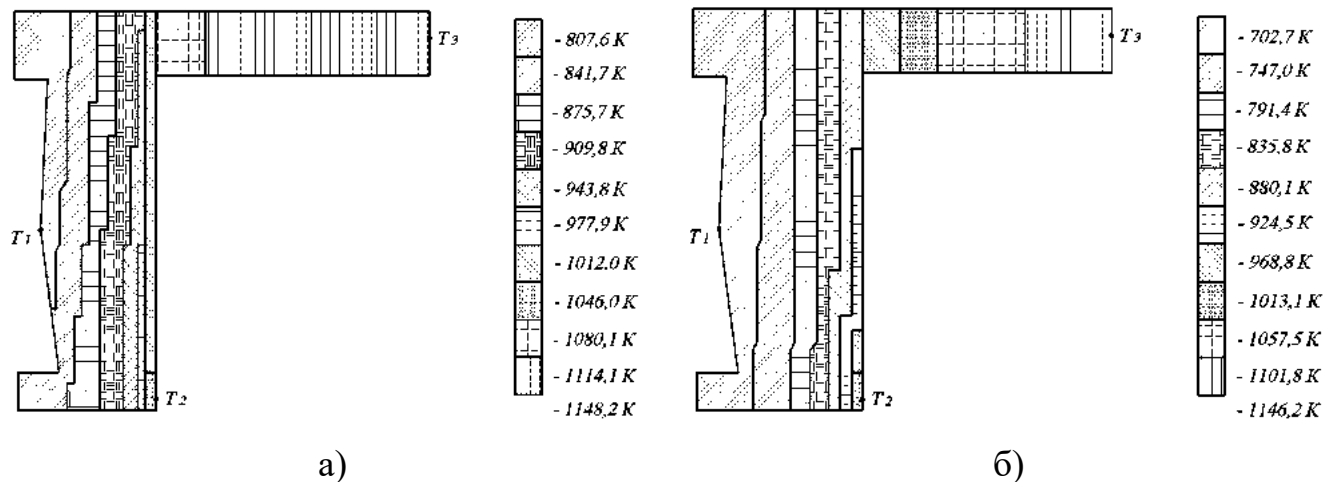


Рисунок 1.24. Распределение температуры в зоне соединения электродного узла с оболочкой для натриевых ламп мощностью 150Вт (а) и 250 Вт (б)

Данные способы регулирования т.х.т. имеют важное значение и могут быть использованы при конструировании разрядных ламп для СОЭП. В работе [107] дополнительно к изложенному выше получены ценные результаты, показанные на рисунке 1.24. Из представленных данных видно, что при повышении электрической мощности разряда в тепловом состоянии электродного узла и, в частности зоны соединения колпачка с разрядной трубкой, появляются зоны локального

нагрева и, следовательно, возникают области термоупругих напряженных состояний сапфировой оболочки. Это явление может привести к разрушению колбы в зоне токоввода. Поэтому при конструировании электродного узла необходимо предусмотреть герметизирующие элементы, обеспечивающие согласованный спай с разрядной трубкой.

Конструктивное исполнение внешней колбы. Изложенные выше результаты относились в основном к конструктивным особенностям горелки натриевой лампы. Однако в промышленном исполнении разрядная трубка монтируется внутри стеклянной колбы, откачанной до высокого вакуума [58]. Вакуум необходим для защиты ниобиевых электродных узлов горелки от окисления атмосферным воздухом и поддержания высокой температуры разрядной трубки [90].

Технические решения, направленные на улучшение индекса цветопередачи и светоотдачи, коснулись и конструкции внешней колбы. Во – первых, на колбу НЛВД предлагалось нанести покрытие, отражающее инфракрасное излучение обратно в горелку. Авторы работы [108] для решения этой задачи запатентовали состав трехслойного покрытия на основе диоксидов титана и кремния, а также смеси оксидов индия и олова. Это, по мнению авторов, позволит путем нагрева возвращенного ИК излучения поддерживать температуру стенок горелки на уровне 1400 – 1500К. Данное техническое решение может быть использовано при конструировании разрядных ИК источников для СОЭП при отражении обратно в разряд видимого излучения. Однако нагрев возвращенным излучением сапфировой трубки будет способствовать падению глубины модуляции, поэтому в такой конструкции необходимо решить вопрос об эффективном теплосъеме с поверхности разрядной трубки.

Для решения этой задачи может быть полезно техническое решение, предложенное в работе [109], а именно, применение конструкции с газонаполненной внешней колбой взамен вакуумированной оболочки. Для наполнения в указанной работе использовались неон, аргон и азот в диапазоне давлений от 10 до 1000 мм рт. ст. В результате экспериментов получено, что скорость роста температуры

оболочки горелки в вакууме в 10 раз больше, чем в случае газонаполненной азотом внешней колбы. Как показал опыт дальнейшего конструирования НЛВД, данное техническое решение не нашло практической реализации. Однако в случае модулируемого ИК источника для систем оптико – электронного противодействия, использование внешней колбы заполненной газом теплоносителем, обеспечивающим снижение температуры оболочки горелки, и соответственно, уменьшение ее непрерывного излучения, может быть применено для повышения модуляционных характеристик и обеспечения компактности конструкции лампы.

1.6. Основные направления исследований по созданию импульсных газоразрядных ламп ИК излучения для СОЭП

Проведенный научно - технический анализ позволил сгруппировать в виде блок схемы (см. рисунок 1.25) основные факторы, определяющие эксплуатационные параметры разрядного источника для СОЭП. Это позволило сделать следующие выводы и сформировать основные направления исследований по созданию нового поколения газоразрядных ламп:

- Для создания нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для систем оптико-электронного противодействия необходимо провести исследования импульсно – периодического разряда в парах цезия и ртути. Фактором, определяющим энергетический баланс и пиковую силу излучения, является осевая температура разряда, которая зависит от теплопроводности плазмообразующей смеси, от ее состава и давления каждого из компонентов наполнения разрядного объема. В состав наполнения лампы необходимо вводить компоненты, выполняющие следующие основные функции - формирование разрядного канала и обеспечение радиационного потока из плазмы (излучающий элемент), а также снижение теплопроводности смеси и обеспечение зажигания разряда (буферный газ: пары ртути или инертный газ). По этой причине первоочередной задачей является оптимизация состава наполнения газоразрядных ламп.

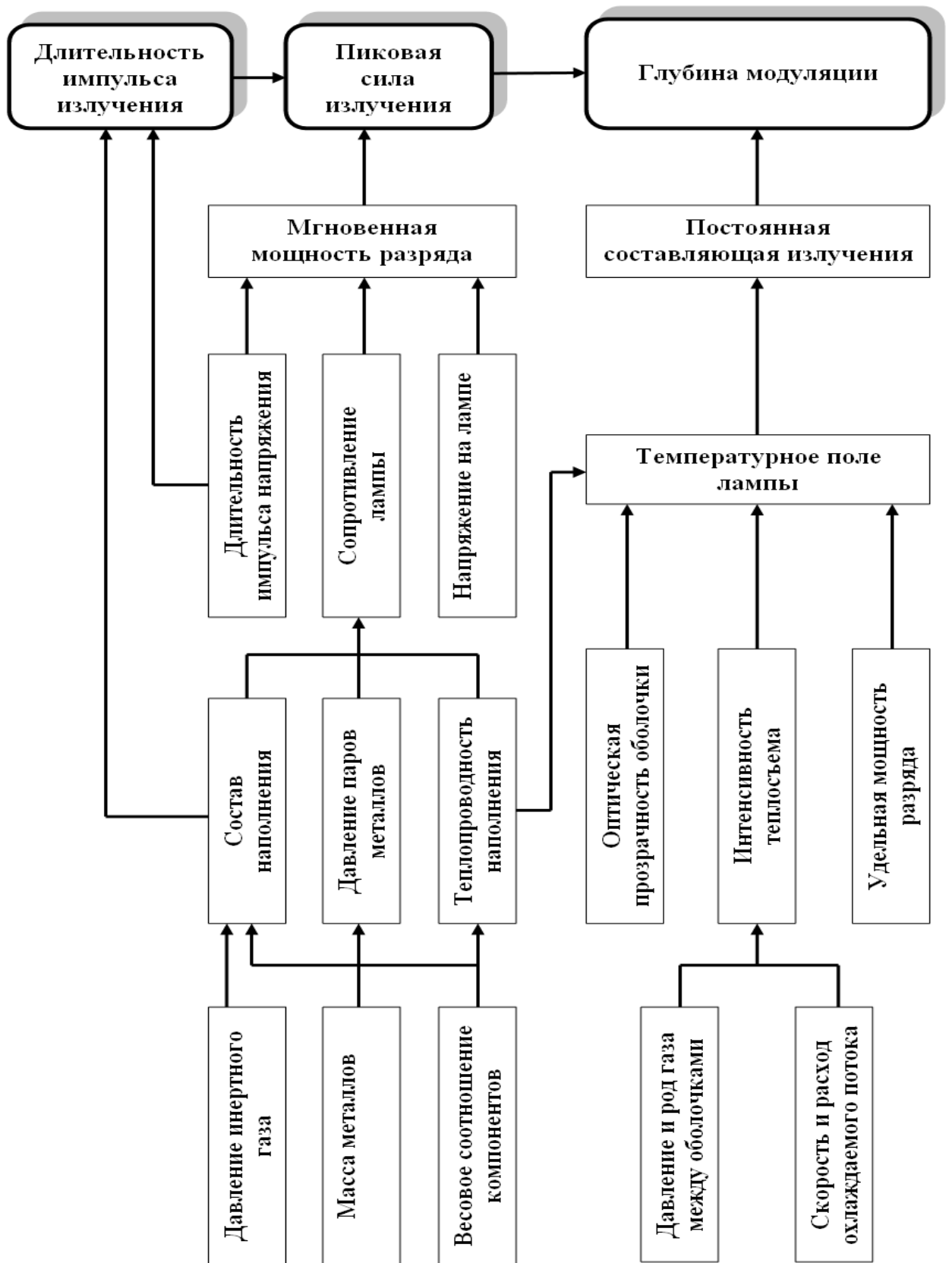


Рисунок 1.25. Факторы, определяющие основные параметры излучения модулируемого газоразрядного источника инфракрасного излучения для СОЭП

- Давление паров металлов в плазме определяется температурой самой холодной точки лампы, а в случае наличия нескольких излучающих элементов, образующих сплав, давлением паров каждого вещества над образовавшимся соединением в холодной зоне. Введение дополнительных металлов в плазмообразующую среду приводит к изменению теплопроводности смеси (осевой температуры), снижению давления основного излучающего элемента и появлению новых линий излучения, интенсивность и длина волны которых зависят от давления паров этого элемента над сплавом и энергией возбуждения излучающего уровня. Поэтому следующим этапом исследований является изучение влияния состава амальгамы и температуры холодной точки разрядной трубки на излучательные характеристики газоразрядных ламп.

- Температура самой холодной точки зависит от электрической нагрузки на разрядную оболочку и мощности тепловых потоков от электрода, направленных в зону ее расположения. В итоге встает задача исследования связи электрической мощности лампы с $T_{хт}$ и излучательными параметрами газоразрядных ламп.

- Основным способом, приводящим к росту осевой температуры разряда, является использование импульсного питания. Варьированием режимов питания, напряжением на лампе, регулированием последовательности импульсов путем изменения их длительности и скважности можно изменять спектральный состав излучения лампы. При работе лампы в импульсно – периодическом режиме для стабилизации интенсивности импульсов излучения и поддержания в проводящем состоянии плазменного канала в промежутке между двумя сериями необходимо применить режим слаботочной дежурной дуги. Оптимизация режимов электрического питания ламп позволит свести к минимуму потери в системе разрядный контур – лампа.

- Фактором, определяющим глубину модуляции ИК излучения разрядного источника, является непрерывное излучение нагретой оболочки, интенсивность которого в соответствии с законом Планка связана с температурой по-

верхности колбы горелки и внешней колбы. Поэтому актуальной задачей является исследование взаимосвязи температуры оболочки разрядного источника с удельной электрической нагрузкой на поверхность разрядной трубки, теплопроводностью компонентов наполнения, диаметром плазменного столба, свойствами материала колбы (оптическое пропускание, теплопроводность и т.д.), наличием отражающих, просветляющих и поглощающих покрытий, интенсивностью и способами теплосъема с поверхности оболочки.

ГЛАВА 2. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИМПУЛЬСНЫХ ЛАМП С ЦЕЗИЙ - РТУТЬ – КСЕНОНОВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Математическое моделирование (вычислительный эксперимент) как методология, призванная дополнить, а иногда и заменить натурный эксперимент, в настоящее время получила общее признание при выполнении разнообразных сложных многофакторных проектов. Применительно к газоразрядным источникам интенсивного излучения с широкой номенклатурой конструктивных параметров (рисунок 1.25) и плазмообразующих сред данная методология развивалась в работах [110 - 114] (см. также ссылки в [57]).

Схема выполнения полного цикла математического моделирования разрядов, находящихся в состоянии локального термодинамического равновесия, выглядит следующим образом. На начальном этапе работы формируются массивы первичных данных, необходимых для расчета характеристик плазмы. К этим данным относятся квантово - механические параметры частиц (полная характеристика возможных состояний, энергия ионизации), характеристики радиационных процессов, сечения элементарных упругих и неупругих столкновений с участием электронов и тяжелых частиц. Затем производится расчет статистических сумм с использованием различных методов обрезания рядов и компонентных составов плазмы. Следующий этап заключается в определении термодинамических и теплофизических свойств исследуемой плазмы (теплоемкости, плотности, энтальпии, коэффициентов тепло- и электропроводности) и коэффициента оптического поглощения. Для вычисления последнего проводится отбор учитываемых радиационных процессов, и последовательно рассчитываются параметры спектральных линий, коэффициент поглощения в дискретном спектре, составляющие непрерывного коэффициента поглощения и затем суммарный коэффициент поглощения плазмы. Найденные таким образом свойства плазмообразующей среды, включая

результаты ряда промежуточных расчетов (например, оптических параметров или составов) заносятся в базу данных, откуда они извлекаются соответствующими программами при моделировании процессов в разряде. Замкнутое моделирование исследуемой системы требует дополнительного привлечения информации о теплофизических и оптических свойствах материалов конструкции азрабатываемого газоразрядного источника излучения. В состав соответствующих данных включаются спектральные коэффициенты поглощения, преломления и рассеяния материалов оболочек при различных температурах, спектральные коэффициенты поглощения, преломления и отражения поверхностей с учетом их теплофизического состояния, температурные зависимости коэффициентов теплопроводности материалов, спектральные степени черноты поверхностей. Эти характеристики берутся из различных литературных и справочных источников. При этом некоторые данные для удобства хранения и последующего использования удобно аппроксимировать аналитическими зависимостями. Например, коэффициент теплопроводности сапфира λ в функции от температуры T можно представить в виде

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left(\frac{T}{\theta} \right)^n,$$

где параметры λ_0, θ, n подбираются обработкой таблицы эмпирической температурной зависимости коэффициента теплопроводности в логарифмических координатах.

Сформированная таким образом база данных составляет суть информационного оснащения вычислительных экспериментов, проводимых с помощью программно - алгоритмического комплекса, построенного на основе моделей газоразрядной плазмы и других элементов устройства. Построение указанных моделей - сложная научно-техническая проблема, решение которой требует комплексной реализации большого круга задач, содержание которых достаточно полно отражено в [115 - 129] и на рисунке 2.1.

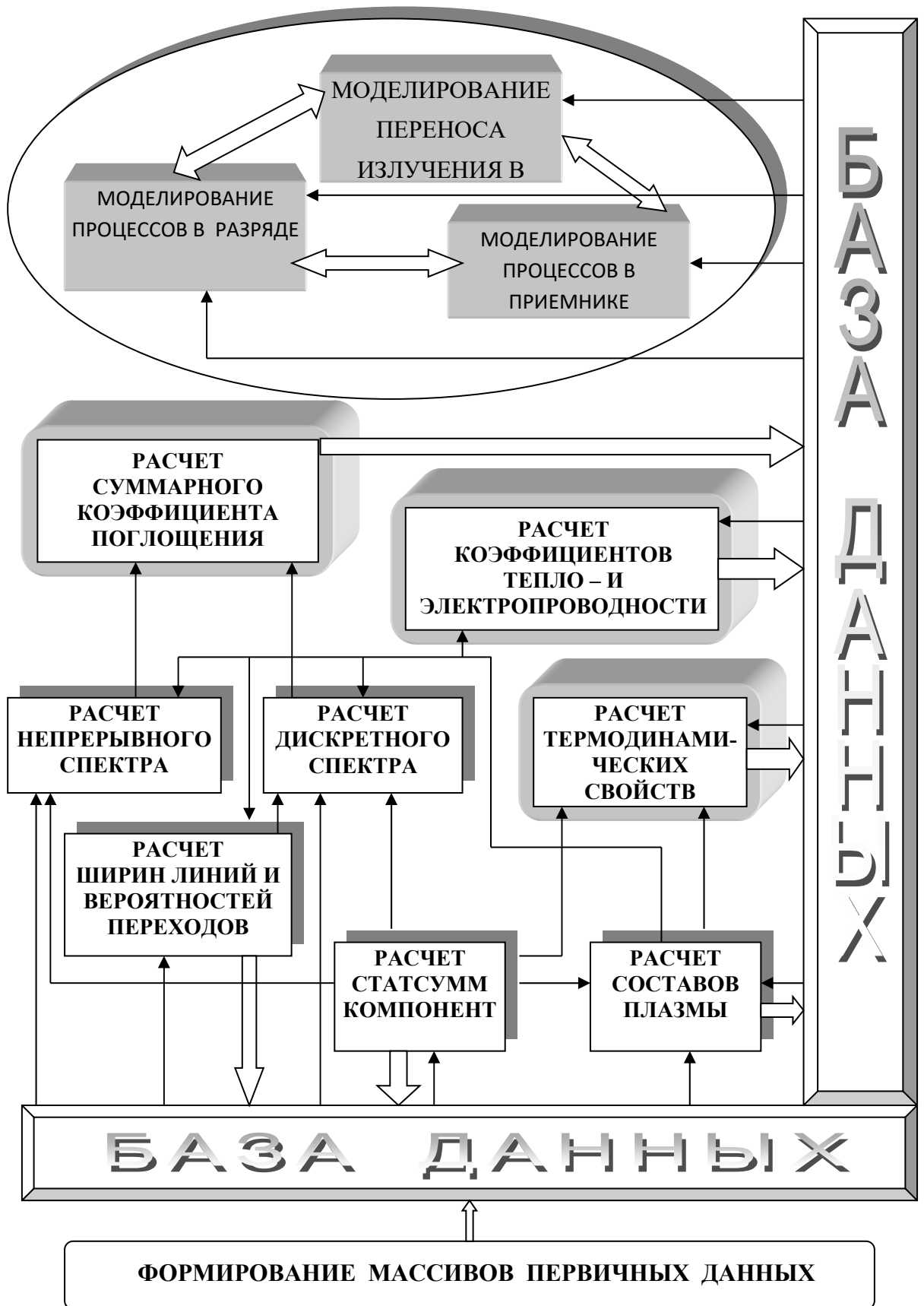


Рисунок 2.1. Схема полного цикла моделирования

2.1. Состояние плазмы импульсных разрядов в парах щелочных металлов

В общем случае процессы в разрядах рассматриваемого типа являются нестационарными, плазма источников излучения неоднородна по объему, в ней возможно проявление эффектов неравновесности и неидеальности и может быть охарактеризована как плазма высокого давления с уровнем температур порядка $(3 - 10) \cdot 10^3 \text{K}$ и давлениями (0,1- 0,4) МПа. Длительность прохождения тока в импульсных режимах составляет (200-300) микросекунд с частотой до 1500 Гц.

Физические процессы в большей части объема разряда протекают в условиях, близких к локальному термодинамическому равновесию (ЛТР). В этом случае для описания состояния плазмы в каждой точке разрядного объема можно использовать равновесные функции распределения тяжелых частиц - по уровням энергии (распределение Больцмана), электронов и тяжелых частиц - по скоростям поступательного движения (распределение Максвелла), а ионизационный состав определять из соотношений равновесной термодинамики с учетом эффектов неидеальности (применительно к заряженным компонентам по уравнению Саха). Вопросы состояния плазмы разрядов высокого давления в источниках селективного излучения со щелочным и инертным наполнениями рассматривались в работах [57, 112, 113, 124, 130]. Принимались во внимание различные эффекты неравновесности и была проведена оценка их влияния на точность моделирования важнейших характеристик источников излучения. Общие выводы о поведении неравновесной плазмы в разнообразных условиях и различные критерии неравновесности содержатся в [57, 130].

Факторами, приводящими к неравновесности, являются выход излучения, наличие внешнего электрического поля и температурных градиентов, конечная скорость процессов возбуждения, ионизации и др., диффузия заряженных частиц к периферии разрядного объема. Критериями, способствующими приближению к условиям ЛТР, выступают упругие и неупругие столкновения между частицами. В результате действия факторов неравновесности в плазме возможны отрыв тем-

ператур ΔT тяжелых частиц T_a и электронов T_e , ионизационная неравновесность, отклонение заселенностей уровней от больцмановского распределения. Значимость каждого фактора зависит от рода плазмообразующей среды, давления в плазме, концентраций частиц, температурных распределений, интенсивности внешних воздействий.

Расчеты и оценки показывают, что в центральных областях разрядов источников излучения эффекты неравновесности проявляются слабо. В пристеночной зоне возможен повышенный отрыв температур частиц и отклонение от равновесия по Саха за счет диффузии частиц и выхода излучения из высокотемпературных областей. Расчетно-теоретическое исследование дуги в парах натрия при давлении $p=0,036$ МПа с учетом неравновесности плазмы проведено в работе [74], где показано, что отклонение температур электронов и тяжелых частиц имеет место в пристеночной зоне толщиной около $0,4 R$, достигая на стенке примерно 700 К. Основная причина температурного расслоения это поглощение периферийными слоями излучения, выходящего из горячей центральной зоны. Заселенности основного и резонансного уровней, разделенных наибольшим энергетическим интервалом, оказываются близкими к больцмановскому распределению с температурой электронов. В механизме заселения уровней энергии и ионизационного континуума большая роль принадлежит переходам между основным и возбужденными состояниями.

При исследовании основных выходных характеристик разрядов в парах щелочных металлов наличие неравновесной пристеночной зоны не сказывается существенным образом на результатах расчетов, выполненных без учета неравновесности. Проведенное сравнение экспериментальных данных и результатов теории, построенной в приближении ЛТР, для натриевых разрядов высокого давления показало удовлетворительное согласие выводов теории и эксперимента [5] (исследовался диапазон давлений паров $p=0,67 \cdot 10^{-2} - 0,67 \cdot 10^{-1}$ МПа. Данные неравновесных расчетов [74] близки к данным равновесной теории.

Выполненное в [57] детальное сопоставление теоретических и экспериментальных данных по широкому комплексу выходных характеристик разрядов не только в парах натрия, но и в парах калия, а также, в калий - рубидиевой смеси свидетельствует о допустимости применения равновесной теории для сформулированных выше целей.

Времена установления кинетического равновесия между электронами и нейтральными частицами, между электронами и ионами, а также время установления больцмановского распределения по уровням для мощных импульсных разрядов в центральных областях составляют при $T \approx 10^4$ К и $n_e \approx 10^{18}$ см⁻³, соответственно, 10^{-6} , 10^{-7} и 10^{-7} с.

Совокупность имеющихся данных по состоянию плазмы источников селективного излучения высокого давления, проанализированная в сопоставлении с результатами экспериментов с различными средами и в различных режимах функционирования, свидетельствует о возможности использования при моделировании плазмы (особенно в серийных расчетах при оптимизации) допущения о существовании локального термодинамического равновесия плазмы и ее квазистационарности.

Рассматриваемая в работе плазма относится к слабонеидеальной. С учетом дальнедействующего характера кулоновского потенциала и экранировки зарядов для оценок неидеальности плазмы обычно принимается параметр [24]

$$\Gamma = \frac{e^2}{kT \cdot r_D}, \text{ где } e, k, T, r_D - \text{ заряд электрона, постоянная Больцмана, температура}$$

плазмы и дебаевский радиус экранирования.

Значения параметра неидеальности для изучаемой плазмы не превышает в среднем 0,1 - 0,25. Повышенные значения параметра свойственны плазме щелочных металлов при увеличении давления. Кулоновская система отвечает условию классичности вследствие малости тепловой длины волны электрона по сравнению

с расстоянием наибольшего сближения частиц, вырождение электронов отсутствует. Плазма с такими характеристиками идеальности рассматривается в работе в дебаевском приближении [131] с введением поправок на взаимодействие заряженных частиц.

Как уже отмечалось выше, относительно простой и вместе с тем важный для практики вариант построения модели разряда относится к ситуации, когда может быть использовано приближение локального термодинамического равновесия плазмы (ЛТР). В этом случае система уравнений модели включает уравнение энергии для определения единой температуры плазмы, уравнения переноса излучения для расчета дивергенции лучистого потока и самих потоков, уравнения закона Ома, внешней электрической цепи и непрерывности для плазмы в целом, соотношения для определения рабочего давления плазмы в замкнутом объеме. В данной модели все материальные функции используются в виде заранее подготовленных таблиц.

Результаты прямого моделирования и оценок, приведенных выше, показывают, что эффекты неравновесности, вызываемые комплексом факторов, не дают существенных погрешностей в результатах вычислений в приближении модели ЛТР плазмы.

Теория дугового разряда в приближении ЛТР (термическая плазма) в стационарном и нестационарном режимах развивалась многими авторами. Обзор соответствующих работ содержится в [57]. Численные и аналитические модели строятся в различных приближениях. Широко известна каналовая модель дуги, согласно которой разряд представляется в виде двух зон: центральной - проводящей и периферийной – непроводящей, при этом удается получить аналитические решения. Развитием каналовой модели является многозонная модель разряда. Ряд работ основан на интегрировании уравнения Эленбааса – Геллера, когда излучением пренебрегают или описывают его в объемном приближении. Для получения аналитических решений приходится аппроксимировать материальные функции,

входящие в уравнение (коэффициенты тепло- и электропроводности, мощность объемного излучения), теми или иными зависимостями (линейными, кусочно – линейными, многочленными). Широко представлены работы, базирующиеся на численных моделях, в которых наиболее полно учитываются детали процессов при минимальных допущениях, в том числе и с учетом переноса излучения в различных приближениях.

2.2. Материальные функции плазмы

2.2. 1. Квантово-механические характеристики частиц

У атомов цезия Cs I рассматривалась одна система термов. Учитывались уровни с орбитальными квантовыми числами s, p, d, f и главными квантовыми числами n от 4 до 25. Для Hg I рассматривались три системы термов с остаточными ионами: $5d^{10} 6s$ (2S) (s, p, d, f, g уровни с главными квантовыми числами 5-19), $5d^9 6s^2$ ($^2D_{5/2}$) (s, p, f- уровни с n=5-14), $5d^9 6s^2$ ($^2D_{3/2}$) (p, f –уровни с n=5-14). Для Хе I принимались во внимание обе системы термов: основная (остаточный ион $5p^5$ $^2P_{3/2}$) (s, p, d, f - уровни с главными квантовыми числами 4-15) и смещенная (остаточный ион $5p^5$ $^2P_{1/2}$) (s, p, d, f - уровни с главными квантовыми числами 4-15). Для расчета коэффициента поглощения необходима полная квантово - механическая характеристика каждого уровня. Соответствующие данные брались из известных таблиц Мур и базы данных NIST. При этом надо подчеркнуть, что многие уровни не идентифицированы и в литературных источниках не удастся найти значения их энергии, которые в итоге приходится, так или иначе, оценивать. Недостаток данных особенно ощущается для HgI (системы термов $5d^9 6s^2$ ($^2D_{5/2}$) и $5d^9 6s^2$ ($^2D_{3/2}$)), где идентифицировано менее 15% уровней. В случае CsII данная проблема существует в системе термов $5p^5$ ($^2P_{3/2}$) для главных квантовых чисел 10-19 и совсем неважно обстоят дела в случае системы термов $5p^5$ ($^2P_{1/2}$)

(имеется информация только о наиболее низких уровнях с главными квантовыми числами до 8). Ограниченность исходной информации отражается на точности расчета статистических сумм, далее – состава плазмы и заселенностей уровней, а значит и на коэффициенте поглощения – непрерывном и в линиях. В контексте качества расчетов, выполненных в данной работе, следует заметить, что точность результатов моделирования процессов в разряде страдает не сильно, т.к. в диапазоне параметров, характерных для рассматриваемой плазмы, роль верхних энергетических уровней атомов и ионов в протекающих процессах не велика.

2.2.2. Статистические суммы по состояниям

Статистические суммы по состояниям частиц необходимы для расчета состава плазмы и коэффициентов непрерывного и линейчатого поглощений. Данные величины рассчитываются по формуле:

$$\Sigma = \sum_{k=1}^n (2J_k + 1) \exp(-E_k / kT),$$

где J_k, E_k, T - квантовое число полного момента, энергия i -го состояния частицы и температура распределения частиц по уровням энергии. Суммирование формально надо проводить до бесконечности. Расходимость сумм устраняется либо обрезанием ряда на фиксированном уровне, либо введением вероятности реализации каждого уровня во внутреннем микрополе плазмы [114].

Статистические суммы атома и ионов цезия и ксенона представлены на рисунках 2.2 и 2.3. Благодаря тому, что первый возбужденный уровень атома ксенона $6s[3/2]_2$ имеет значение энергии 8,31 эВ в основной системе термов, статистическая сумма XeI

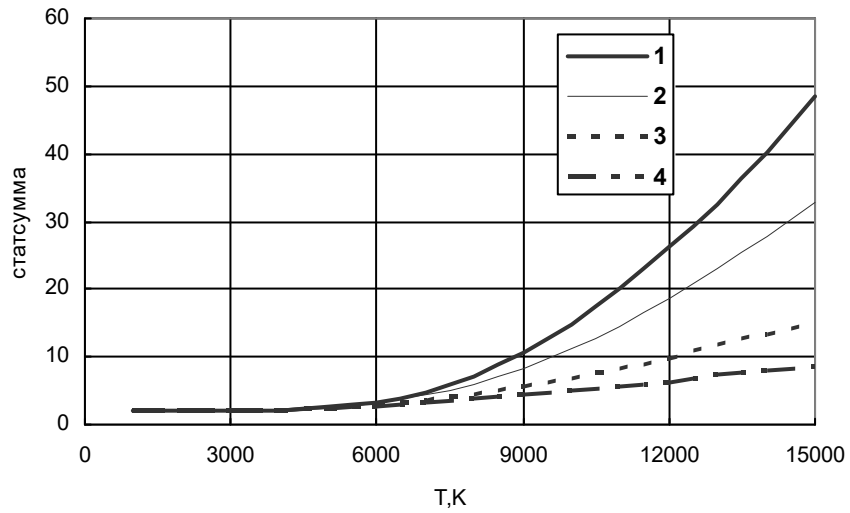


Рисунок 2.2. Зависимость статистической суммы атома Cs от температуры и положения уровня, определяющего границу суммирования 1- $\Delta E = 0,003$ эВ; 2- 0,0506; 3 – 0,445; 4 – 1,088

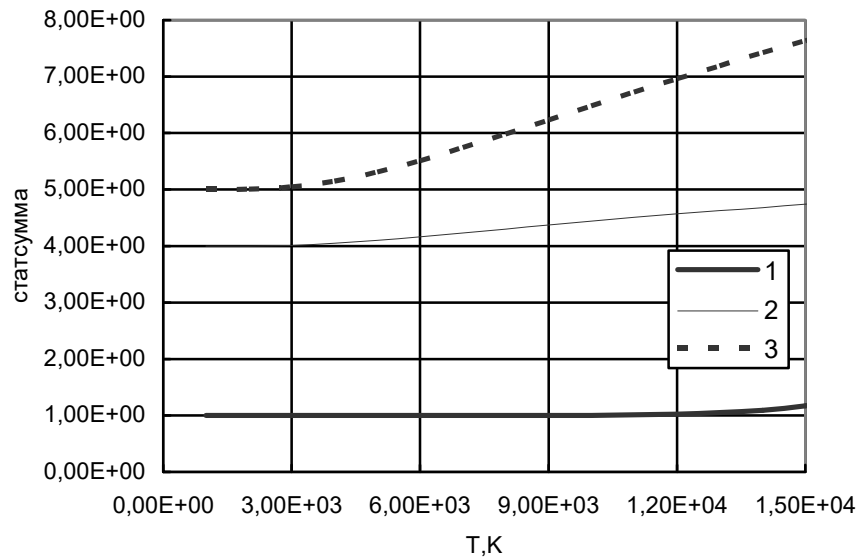


Рисунок 2.3. Статистические суммы ксеноновой компоненты 1- XeI, 2 – XeII, 3 – XeIII

вплоть до температур 14000 К остается практически неизменной и равной статистическому весу основного состояния - единице. При температуре 14000 К статистическая сумма увеличивается всего на 10% . Ионы же ксенона из-за расщепления основного состояния имеют более резкую зависимость статсуммы от температуры.

2.2.3. Термодинамические свойства

Данный этап расчетов (рисунок 2.1) связан с формированием базы данных по составу многокомпонентной плазмы, плотности, теплоемкости, внутренней энергии. Расчет состава плазмы проводится на основе системы уравнений, включающей уравнения Саха, уравнение закона Дальтона, соотношения количеств частиц, уравнение квазинейтральности плазмы, уравнение для нахождения параметра неидеальности, выражения для констант равновесия.

Плазма рассматриваемых источников излучения описывается как слабонеидеальная. Эффекты неидеальности наиболее существенны для паров щелочных металлов. Учет неидеальности при вычислениях составов плазмы проводится посредством ограничения статсумм по связанным состояниям и введения поправок на взаимодействие заряженных частиц в уравнение состояния Δp и в значения потенциалов ионизации ΔE . Используется дебаевское приближение в большом каноническом ансамбле, обеспечивающее предельный переход к случаю слабонеидеальной плазмы. Отметим, что неидеальность проявляется также и в спектрах излучения и поглощения плазмы. В этом случае эффекты взаимодействия частиц проявляются как в нереализации верхних уровней, примыкающих к границе ионизации, так и в слиянии высших членов спектральных серий, сходящихся к соответствующим порогам фотоионизации. Указанные эффекты учитываются при расчете оптических свойств (коэффициента поглощения) плазмы.

Оценки параметра неидеальности производится по формулам

$$\Gamma = \frac{e^2}{kT r_D}, \quad r_D = \left(\frac{4\pi \cdot e^2}{kT} \sum_i n_i z_i \right)^{-\frac{1}{2}},$$

(где e, k - заряд электрона, постоянная Больцмана, n_i - объемные концентрации частиц) показывают, что при значениях Γ порядка 0,2 – 0,3 данное приближение дает для снижения потенциала ионизации ΔE_i значения, близкие к обычному приближению Дебая- Хюккеля $\Delta E_i = kT \cdot \Gamma$, однако при больших значениях этого параметра приближение Дебая- Хюккеля приводит к заметному превышению по ΔE_i достигающему при $\Gamma=2$ почти 100 %, что дает завышенные значения степени ионизации и особенно сильно искажает результаты расчетов составов сред с низкими потенциалами ионизации частиц (Cs , K , Rb).

Для решения системы нелинейных уравнений используется метод Ньютона. На рисунке 2.4 приведены концентрации всех компонент тройной смеси Cs-Hg-Xe для характерного давления в области температур $(2 - 10) \cdot 10^4$ К. Концентрация электронов вплоть до температур около 10000К целиком определяется ионизацией CsI. Далее с ростом температуры концентрация электронов растет за счет ионизации Хе I и Hg I. На рисунке 2.5 видно, что при температурах вплоть до 12000К концентрация ионов цезия более, чем в 3 раза превышает концентрацию Хе II и более, чем в 6 раз - концентрацию Hg II. Это означает, что до температуры 12000К основной вклад в электропроводность плазмы вносит рассеяние электронов на Cs II. Точно так же, до указанной температуры определяющая роль в формировании свободно - свободного коэффициента поглощения принадлежит обратным тормозным процессам электронов на ионах цезия.

При температурах в области 15000К и выше концентрации ионов цезия, ртути и ксенона выравниваются, но данные температуры в плазме разрядов обсуждаемого типа не реализуются.

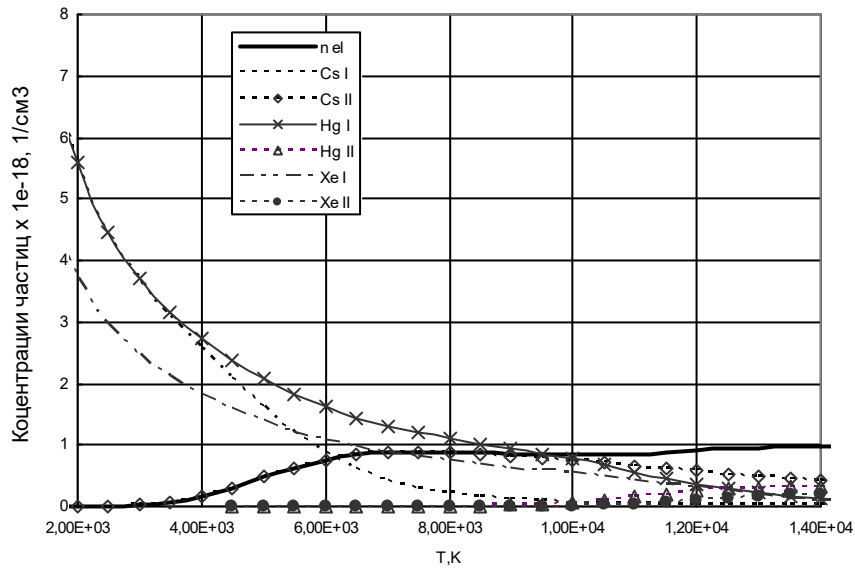


Рисунок 2.4. Зависимость концентрации частиц плазмы Cs – Hg - Xe от температуры. Суммарное давление $p=0,41$ МПа. Соотношение концентраций тяжелых частиц компонент Cs:Hg и Cs:Xe 1-1,5, соответственно

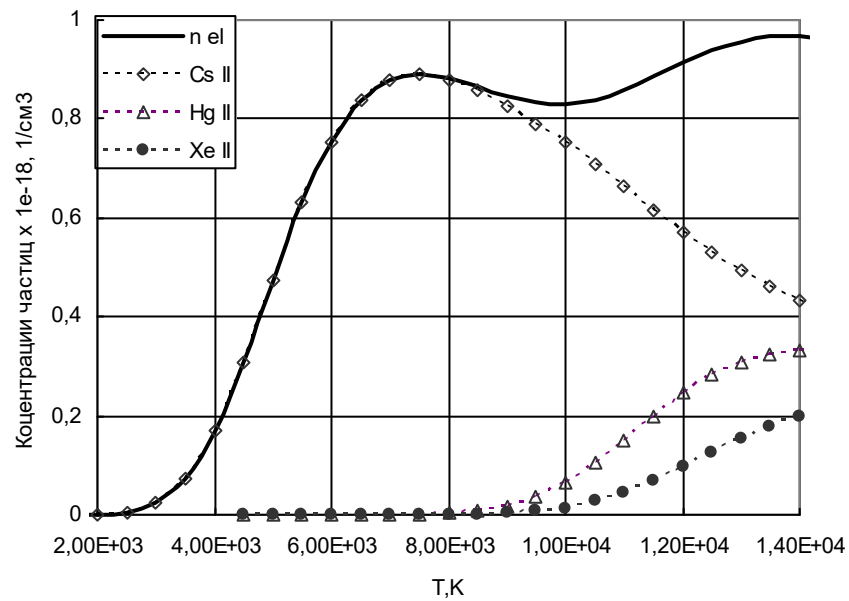


Рисунок 2.5. Зависимость концентрации электронов и ионов плазмы Cs-Hg-Xe от температуры. Суммарное давление $p=0,41$ МПа. Соотношение компонент: 1-1,5

На рисунке 2.6 выполнено сравнение результатов расчета настоящей работы для чисто цезиевой плазмы и данных [131]. Видно удовлетворительное совпадение как по концентрациям частиц, так и по параметру неидеальности.

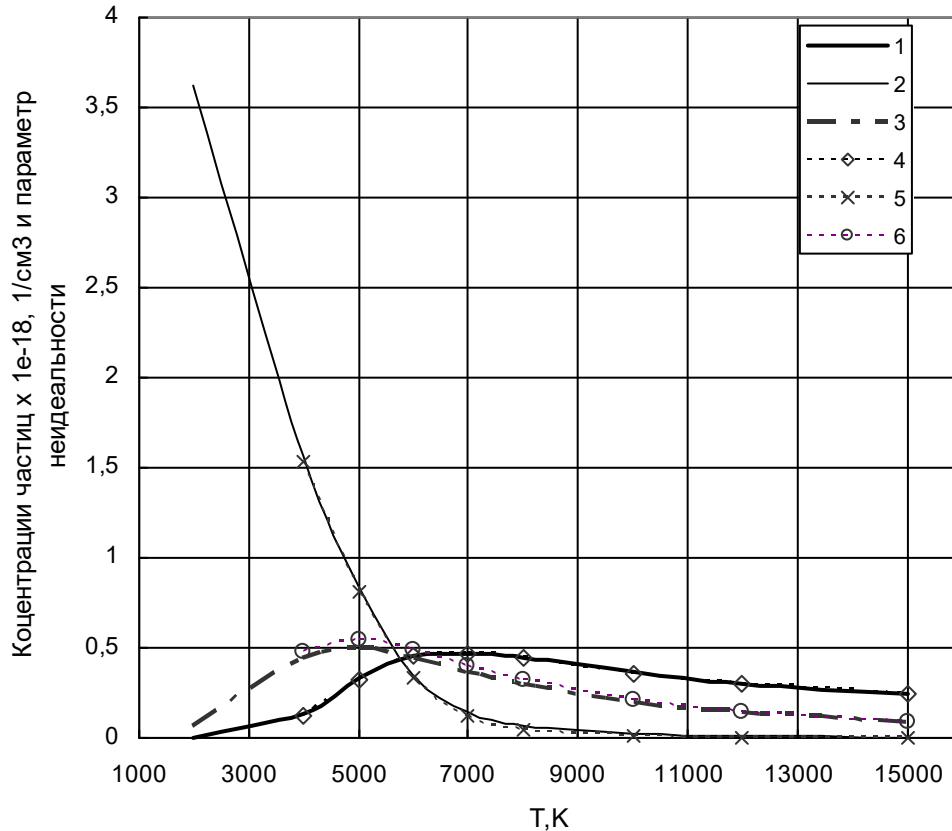


Рисунок 2.6. Зависимость концентрации частиц плазмы Cs и параметра неидеальности от температуры. Суммарное давление $p = 0,1$ МПа
 1,4 - электроны; 2,5- атомы; 3,6 - параметр Γ ; 1-3 – данные настоящей работы;
 4-6 – данные [24]

На рисунке 2.7 приведена теплоемкость плазмы. Появление ионов трех присутствующих в смеси компонентов с разными потенциалами ионизации приводит к немонотонной зависимости данной характеристики от температуры. С ростом давления теплоемкость увеличивается, при этом роль процессов ионообразования и снижения концентрации атомов становится заметнее.

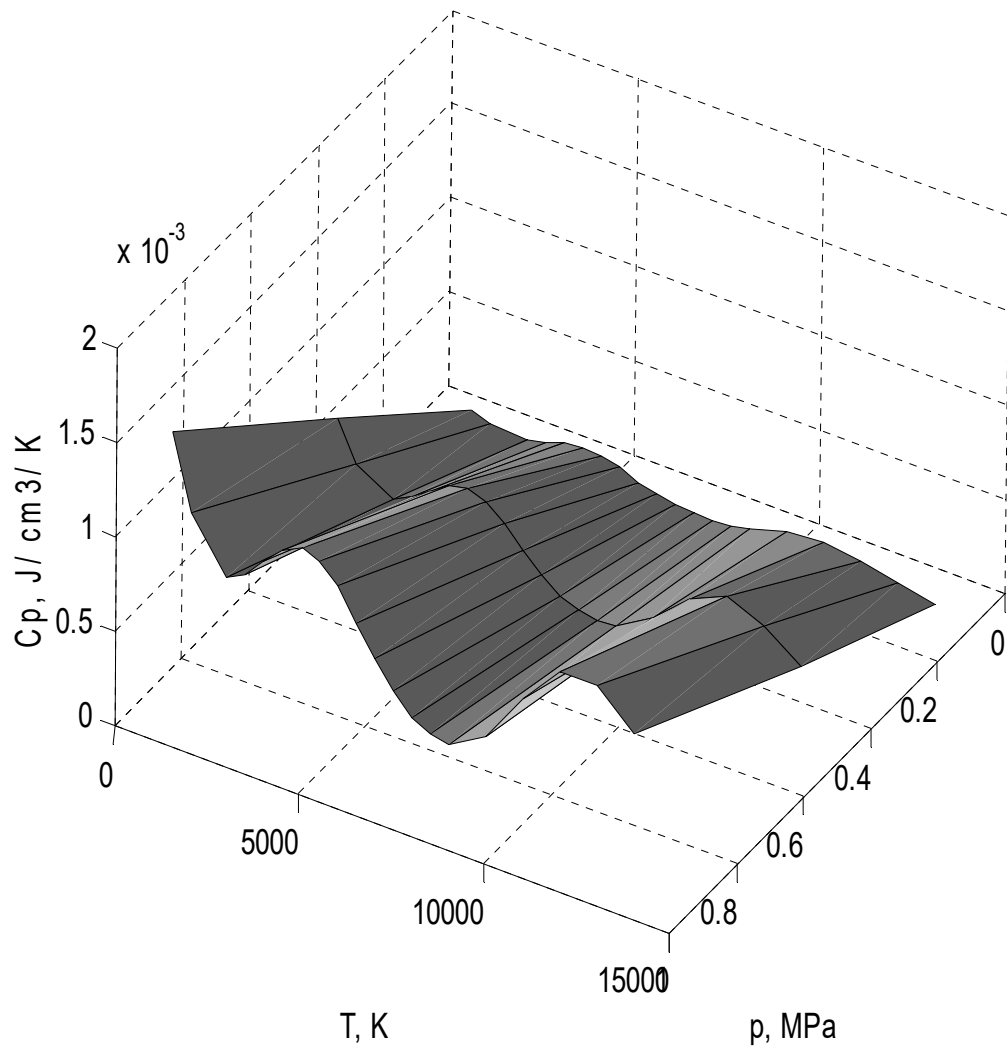


Рисунок 2.7. Зависимость теплоемкости плазмы Cs-Hg-Xe от температуры и давления. Соотношение компонент: 1-1.5.

2.2.4. Теплофизические свойства

Вычисления электронных коэффициентов переноса (электропроводности и электронной теплопроводности) выполнены с помощью одного из правил смеси с хорошо установленной точностью методом Фроста [120].

Составляющие коэффициента теплопроводности, связанные с тяжелой компонентой, рассчитываются по методу Д. Гиршфельдера и др. [120, 121] с учетом ионов, нейтральных частиц и переноса энергии ионизации. Детальное описание метода расчета, применяемого при создании базы данных по данному коэффициенту, содержится в [121]. Влияние неидеальности плазмы щелочных металлов на ее свойства переноса может быть значительным, что вызывает необходимость соответствующей корректировки расчетов, выполненных в приближении слабой неидеальности. Коллективные эффекты, возникающие при детальном рассмотрении отклонения от идеальности, могут быть учтены согласно результатам [131]. Отработка методики расчета теплофизических свойств плазмы и прямая проверка точности получаемых данных выполнена в [124, 126, 127] в вычислительных экспериментах, направленных на исследование источников излучения с широкой номенклатурой плазмообразующих сред (инертных газах и металлогазовых смесях). Сравнение с многочисленными экспериментами по электрофизическим и спектрально - энергетическим характеристикам указанных приборов свидетельствует об удовлетворительной точности расчетных методик.

Для получения комплекса материальных функций плазмы, необходимых для моделирования, требуется множество данных по сечениям упругих столкновений электронов и тяжелых частиц, ионов и нейтральных атомов, параметрам интегралов столкновений тяжелых частиц, которые заимствуются из большого числа различных источников. Соответствующая библиография приведена в [120, 122, 123], а также в работах [124 - 127]. Сечения кулоновских столкновений рас-

считываются в соответствии с [120]. Следует подчеркнуть одну трудность, связанную с подбором сечений упругого рассеяния электронов на нейтральных частицах. Дело в том, что для теории и эксперимента достаточно сложной для рассмотрения является область малых энергий электронов (не более 2 - 3 эВ), но именно эта область и представляет наибольший интерес при исследовании плазмы источников излучения. Здесь данные разных авторов сильно различаются, и практически отсутствует теоретическое описание процессов, приводящее к удобным для вычислений формулам. Поэтому основным средством получения информации по этим сечениям остается эксперимент [122].

На рисунке 2.8 приведен коэффициент электропроводности смеси Cs-Hg-Xe в зависимости от температуры и давления плазмы. Влияние давления слабое, в то же время с ростом температуры электропроводность меняется весьма сильно.

2.2.5. Оптические свойства

Основными радиационными процессами, определяющими оптические свойства многокомпонентной атомарной плазмы, являются: фотоионизация атомов и ионов (bf- переходы), торможение электронов в полях нейтралов и ионов (ff- переходы), дискретные переходы связанных электронов (bb). Суммарный коэффициент поглощения зависит от длины волны излучения, температуры и давления плазмы (в случае ЛТР) или от длины волны, концентрации частиц, температур электронов и тяжелых частиц, а также их распределения по уровням энергии (в случае неравновесной плазмы). При его вычислении проводится суммирование вкладов перечисленных процессов.

При вычислении наиболее существенной фотоионизационной составляющей для каждого компонента плазмы в каждой системе термов все уровни разбиваются на две группы.

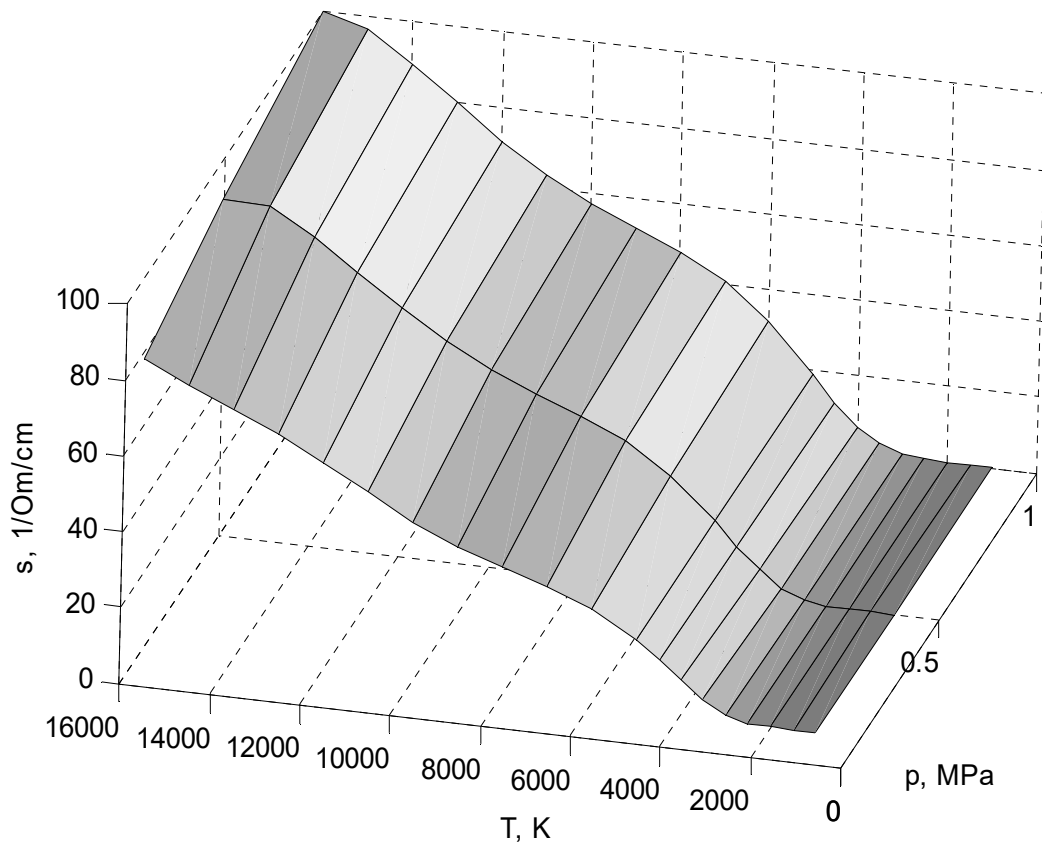


Рисунок 2.8. Коэффициент электропроводности плазмы Cs-Hg-Xe в зависимости от температуры и давления. Соотношение компонент: 1-1.5

Небольшая группа высоко расположенных уровней вблизи ионизационного предела в диапазоне энергий связи, меньшей оптического сдвига порога фотоионизации $h\nu_g^0$, учитывается в водородоподобном приближении, а для всех остальных уровней вычисляются сечения фотоионизации и проводится непосредственное суммирование по уровням тонкой структуры. Квантовые дефекты дискретных уровней аппроксимируются методом наименьших квадратов.

Коэффициент поглощения плазмы на частоте ν , обусловленный фотоионизацией неводородоподобных уровней, рассчитывается суммированием по всем уровням, с которых возможен отрыв электрона на данной частоте. В случае бoльцмановского распределения частиц по уровням расчет данного коэффициента проводится сразу при известных концентрациях частиц и температуре заселения

$$k_{\nu}^1 = \sum_m \frac{n_m}{Q_m} \sum_s \sum_i \sigma_i q_{is} \exp(-E_{is} / kT),$$

где индекс s нумерует системы термов, а индекс i - уровни, принадлежащие данной системе термов, q_{is} - статистический вес терма с квантовыми числами S и L .

Свободно - свободные переходы электронов в полях ионов учитываются по Крамерсу с введением фактора Гаунта.

Наконец, для определения суммарного коэффициента поглощения атомарных компонент рассчитывается поглощение, связанное с обратным тормозным эффектом в полях нейтральных частиц. Для этого используются результаты работы [128].

Линейчатый спектр формируется в результате перекрытия крыльев линий, уширенных различными механизмами - штарковским, резонансным, доплеровским, вандерваальсовским. Перенос излучения в линиях сильно осложняет решение задач лучистого теплообмена. Это связано с узостью спектральных линий и их большим количеством.

При расчете коэффициента поглощения принимаются во внимание ударный и доплеровский механизмы уширения, т.е. профиль линии считается фойхтовским.

Ударные ширины линий, обусловленные эффектом Штарка, вычисляются в соответствии с нестационарной теорией Собельмана - Вайнштейна [129]. Оценка параметров, определяющих применимость ударного или квазистатического при-

ближений, показывает, что в типичных условиях газового разряда для включенных в расчет линий электроны создают ударное уширение. В то же время возможно квазистатическое уширение ионами. При расчете ударных ширин линий принимается во внимание уширение электронами и ионами. Вклад ионов, как правило, на порядок меньше вклада электронов. При этом в зависимости от величины параметра β_k [129] применяется адиабатическая или неадиабатическая теории.

Сила линии S_{ik} перехода между уровнями i и k рассчитывается в одноконфигурационном приближении при условии применимости векторной модели по формуле [129]: $S_{ik} = S \cdot s$, где S, s - приведенная сила линии и сила одноэлектронного мультиплета, соответственно. Величина S вычисляется по методике Рака. При этом существенно, какой тип связи моментов реализуется для данной атомной системы. Полный коэффициент поглощения плазмы ($k'_\nu = k'_\lambda$) находится суммированием непрерывной и линейчатой составляющих.

На рисунке 2.9 – 2.13 представлен коэффициент поглощения k'_ν плазмы Cs-Hg-Xe при нескольких температурах T и давлениях p . Отметим, что рисунок 2.9 призван продемонстрировать роль непрерывной составляющей коэффициента поглощения при низких температурах, поэтому вершины линий на данном рисунке не показаны. Обращает на себя внимание богатая линейчатая структура спектра поглощения в широком диапазоне температур и давлений. Достаточно сильная группа линий располагается в инфракрасной области 3 - 4 мкм. Она проявляется не только при низкой температуре (см. рисунок 2.9), но сохраняется и при более высоких ее значениях (рисунок 2.12).

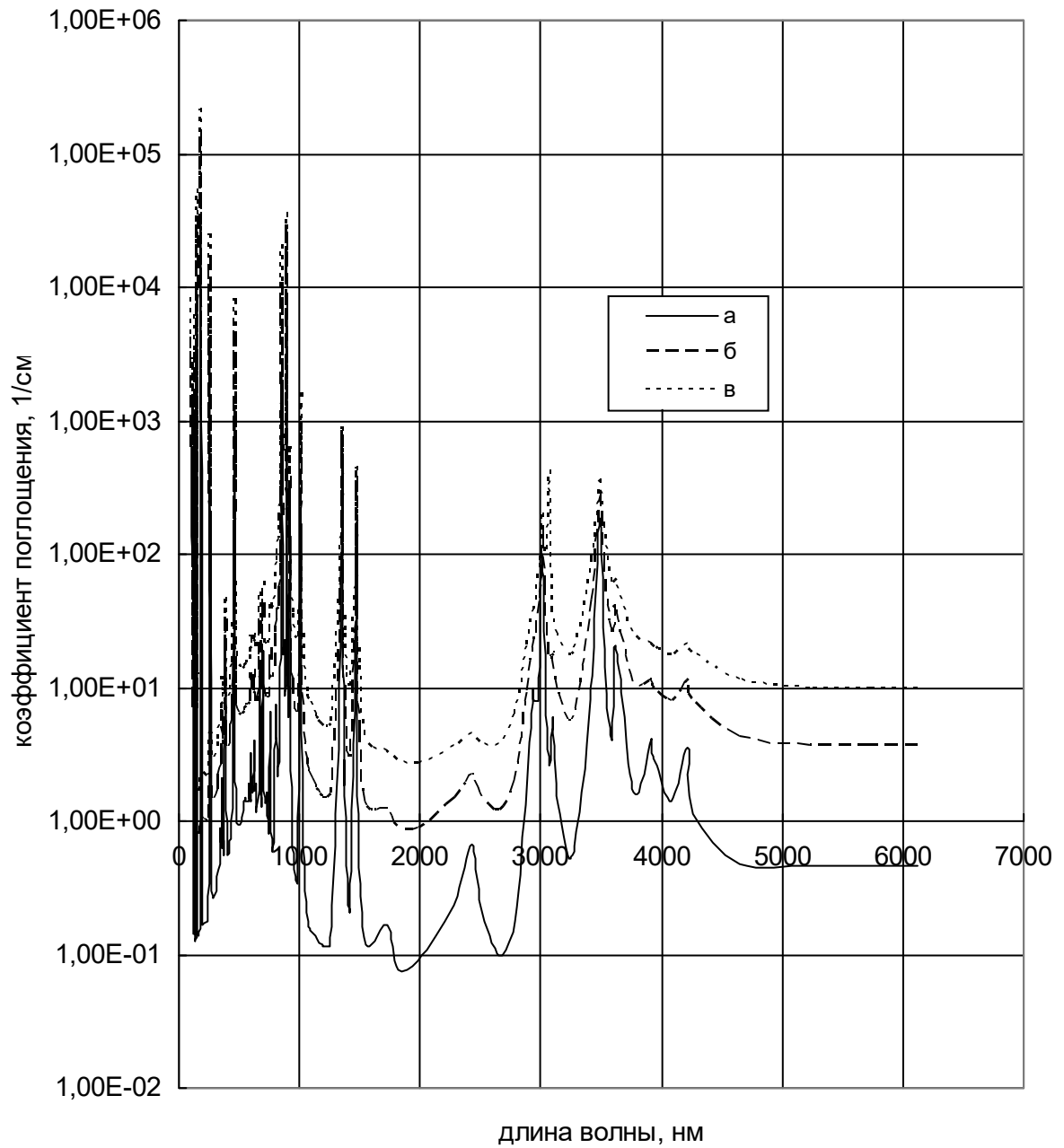


Рисунок 2.10. Коэффициент поглощения плазмы Cs-Hg-Xe. Температура плазмы $T=4000\text{K}$. Соотношение компонент: 1-1,5

Давление: а – $p=0,1$ МПа, б – $0,5$ МПа, в - 1 МПа

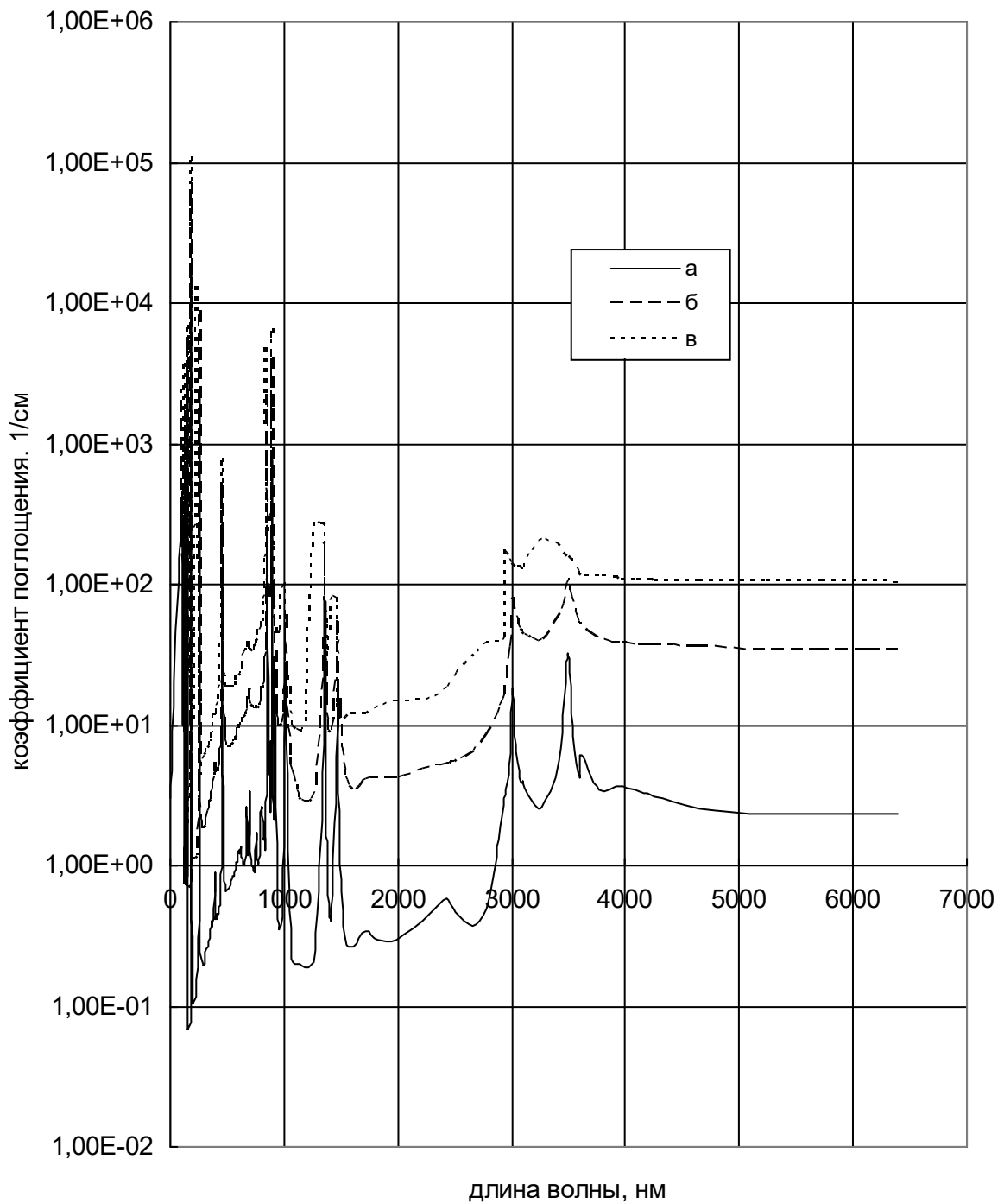


Рисунок 2.11. Коэффициент поглощения плазмы Cs-Hg-He. Температура плазмы $T=6000\text{K}$. Соотношение компонент: 1-1,5

Давление: а – $p=0,1$ МПа, б – $0,5$ МПа, в - 1 МПа

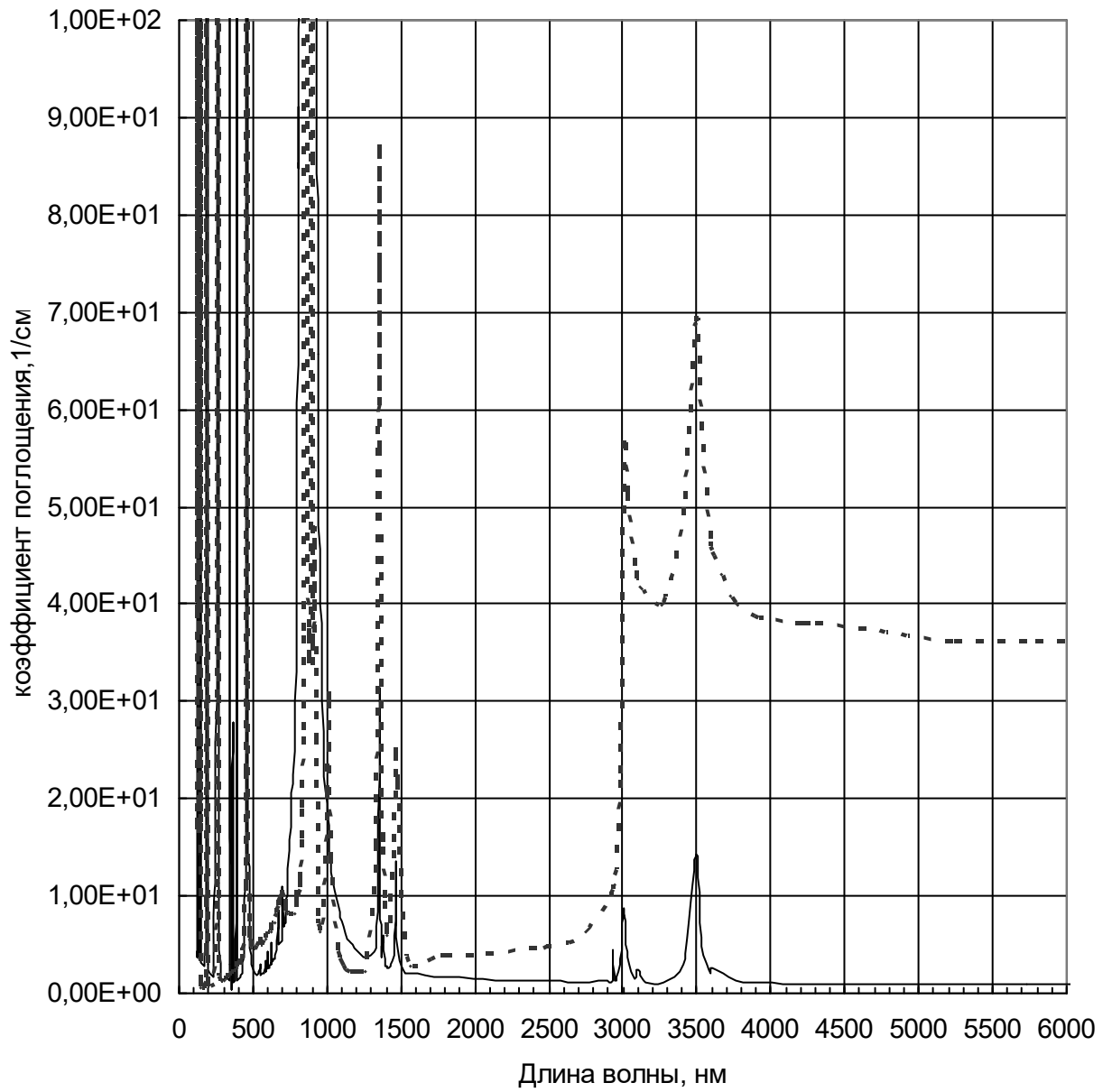


Рисунок 2.12. Коэффициент поглощения. Cs-Hg-Xe. $p=0,5$ МПа.
Соотношение компонент: 1-1,5. Сплошная линия - $T=2000\text{K}$, пунктирная - 7000K

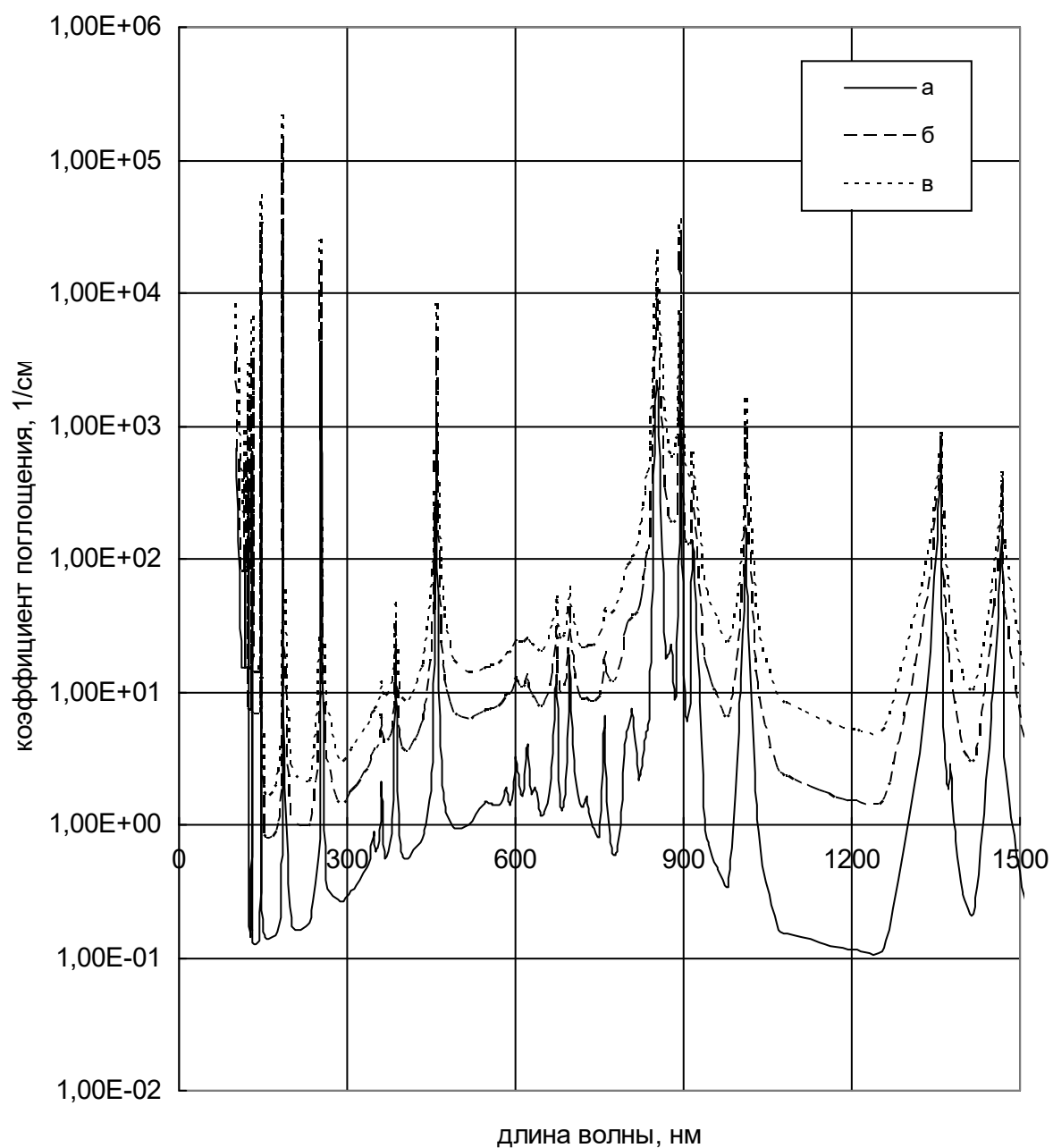


Рисунок 2.13. Коэффициент поглощения плазмы Cs-Hg-Xe. Температура плазмы $T=4000\text{K}$. Соотношение компонент: 1-1,5.
Давление: а – $p=0,1$ МПа, б – $0,5$ МПа, в - 1 МПа

При температуре плазмы 2000К, характерной для дежурной дуги, коэффициент поглощения в области более 4 мкм, обусловленный свободно-свободными переходами электронов в полях нейтральных частиц, мал, поэтому следует ожидать, что подогрев плазмы излучением раскаленной до 1600-1900 К стабилизирующей разряд оболочки окажется небольшим. С ростом температуры плазмы коэффициент k'_ν резко нарастает. Например, при изменении T от 2000 К до 7000 (и соответствующем росте заселенностей верхних уровней атома цезия) коэффициент поглощения в диапазоне 3 - 6 мкм меняется почти на 2 порядка (см. рисунок 2.12). При переходе к более высоким давлениям коэффициент поглощения меняется пропорционально, при этом линии (в основном за счет роста концентрации уширяющих частиц) становятся шире, занимая все более обширные спектральные области, и образуют перекрывающиеся пакеты, своего рода квазиконтинуумы, налагающиеся на истинный непрерывный спектр (см. рисунок 2.10 и 2.11). На рисунке 2.13 воспроизведена более узкая область спектра с рисунка 2.10. Хорошо прослеживается, как одиночная структура линий в области до 300 нм сменяется квазисплошными фрагментами перекрывшихся линий в районе 350 нм, 600 нм и особенно 900 нм. При этом в вершинах линий коэффициент поглощения достигает значений 10^3 - 10^4 см⁻¹.

Следует обратить внимание на то, что несмотря на отчетливо выраженную линейчатую составляющую суммарного спектра в поглощении, в излучении картина может оказаться иной. Дело в том, что уровень коэффициента k'_ν при температурах, характерных для источников излучения, велик и оптическая плотность плазмы в широком диапазоне спектра при эксплуатационных размерах плазменного столба легко может оказаться больше 1. В итоге в излучении линейчатая структура спектра окажется сильно сглаженной.

При формировании базы данных для получения приемлемых по размерам массивов данных весь спектральный диапазон излучения плазмы разбивается на некоторое число спектральных интервалов. В пределах каждого интервала

проводится усреднение коэффициента поглощения. В дальнейшем вычисления характеристик излучения плазмы осуществляются с этими коэффициентами. Кроме интенсивных линий с большим коэффициентом поглощения рассматриваемые элементы имеют большое количество оптически тонких линий распределенных в широком спектральном диапазоне. Высвечивание в этих линиях в массовых расчетах источников ИК- излучения учитывается в объемном приближении, для чего в базу данных помещаются таблицы объемной мощности лучистых потерь в зависимости от температуры, давления и соотношения компонент плазмы.

Отметим, что все методы и реализующие их программные средства подвергались тщательной проверке на основе сравнения получаемой с их помощью информации с расчетными данными других авторов и имеющимся экспериментальным материалом, а также анализа качественного поведения рассчитанных величин в зависимости от определяющих параметров.

2.3. Расчетная схема и математическая модель процессов в газоразрядных лампах с двойными оболочками в режиме периодического следования импульсов

2.3.1. Расчетная схема (концептуальная модель)

При построении нестационарной модели системы, работающей в импульсно- периодическом режиме, существенными считаются теплофизические процессы в плазме разряда, взаимодействующих с ней сапфировых оболочках и влияющих на разряд режимах работы блока питания. Для разряда и оболочек принимается вариант азимутальной симметрии. В плазме важная роль принадлежит процессам переноса тепла за счет селективного по спектру излучения, теплопроводности, конвекции. Перенос излучения рассматривается с учетом того, что плазма имеет по спектру произвольную оптическую плотность. Двойная система оболочек находится в радиационном поле излучения плазмы и вследствие высоких температур сама является излучающей не серой средой. Внутренняя поверхность оболочки, соприкасающейся с плазмой, подвергается воздействию тепловых кондуктивных потоков, объемно поглощаемому излучению плазмы в области 2 - 6 мкм и поверхностных лучистых потоков в ИК - и УФ - областях непрозрачности сапфира. Блок питания моделируется электротехнической цепью, включающей лампу, конденсатор большой емкости, индуктивность (проводов и импульсного трансформатора), активное сопротивление контура. Конденсатор разряжается на лампу до определенного момента времени, когда он мгновенно отключается, формируя импульс тока заданной длительности с крутым задним фронтом, определяемым индуктивностью и активным сопротивлением цепи. При моделировании импульсного разряда фиксируется начальное давление наполнения ксенона в лампе и давление ненасыщенных паров цезия и ртути, т.е. в установившемся режиме, в процессе прохождения импульса тока, поступления

новых порций паров металлов в разряд не происходит (количество паров в разрядном промежутке в течение всей серии импульсов считается неизменным).

2.3.2. Модель процессов в разряде и двойных оболочках

Математическая модель процессов в плазме в наиболее полном описании строится с использованием следующих групп уравнений [57]: нестационарного уравнения энергии, уравнений газодинамики (неразрывности, движения), переноса излучения (в диффузионном приближении), закона Ома. Процессы в оболочках и зазоре между ними рассматриваются на основе нестационарного уравнения энергии, в котором учитываются радиационные источники тепла, и уравнений переноса излучения (в приближении Шустера - Шварцшильда). Внешняя электрическая цепь описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка с нелинейным сопротивлением, каковым является разряд лампы. Учитывается работа цепи с дежурной дугой в лампе. К системе уравнений подключаются необходимые начальные и граничные условия.

Гидродинамический блок модели состоит из уравнений движения и неразрывности для каждой компоненты плазмы и всей плазмы в целом.

Уравнения непрерывности для частиц одного сорта

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \text{div}[n_a (\vec{u} + \vec{U}_a)] = \nu_a \quad (2.1)$$

где n_a - скорость образования (или распада) частиц сорта a в единице объема в результате неупругих столкновений с другими сортами частиц.

Уравнения переноса импульса без учета вязкости и термодиффузии:

$$m_e n_e \frac{d\vec{u}_e}{dt} = -en_e \vec{E} - \nabla p_e - m_e n_e \sum_{k \neq e} \bar{v}_{ek} (\vec{U}_e - \vec{U}_k), \quad (2.2)$$

$$m_i n_i \frac{dU_i^p}{dt} = en_i \vec{E} - \nabla p_i - n_i \sum_{k \neq i} m_{ik} \bar{v}_{ik} (U_i^p - U_k^p), \quad (2.3)$$

$$m_n n_n \frac{dU_n^p}{dt} = -\nabla p_n - n_n \sum_{k \neq n} m_{nk} \bar{v}_{nk} (U_n^p - U_k^p). \quad (2.4)$$

Здесь $m_j, m_{jk}, n_j, e, \vec{E}, p_j, \bar{v}_{jk}$ – соответственно, масса частицы сорта j ($j=e, i, n$), приведенная масса частиц сортов j и k , объемная концентрация частиц j -го вида, заряд электрона, напряженность электрического поля, парциальное давление j -ой компоненты, средняя частота упругих столкновений частиц j и k с передачей импульса. Индексы e, i, n - обозначают электроны, ионы и нейтральные частицы. Суммирование в правой части выполняется по всем сортам частиц, с которыми взаимодействуют частицы рассматриваемого сорта.

Уравнение энергии в частном случае одинаковых температур легких и тяжелых частиц плазмы

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) + (\vec{v} \nabla) \rho \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) = -div p \vec{v} + q - div \vec{F}_i \quad (2.5)$$

Уравнение движения для плазмы в целом без учета вязкости

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla p \quad (2.6)$$

Уравнение неразрывности для плазмы в целом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div \rho \vec{v} = 0. \quad (2.7)$$

Система дополняется начальными и граничными условиями.

В этих уравнениях обозначено: $\varepsilon, \rho, \vec{v}, p, q, \vec{F}_i$ - удельная внутренняя энергия плазмы, плотность среды, скорость, давление, мощность объемных источников

энергии, вектор плотности потока тепла за счет теплопроводности, соответственно.

Субстанциональная (лагранжева) производная определяется как обычно согласно

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla$$

Наиболее сложен в реализации блок, связанный с моделированием переноса излучения в средах: разрядной плазме и оболочках. Он строится как на основе точного уравнения переноса излучения, так и на различных его дифференциальных приближениях, включая диффузионное приближение и приближение Шустера-Шварцшильда [132]. Отметим, что при расчетах спектров источников излучения во многих случаях нужна тщательная проработка отдельных спектральных компонент вплоть до учета «тонких» деталей поведения оптических свойств, например, в крыльях линий и рассмотрения сдвигов центров линий и асимметрии их контуров. Данное обстоятельство заставляет решать проблему переноса излучения в полном объеме, включая сложную задачу эффективного интегрирования по частоте.

Заметим, что в общем случае все фигурирующие в модели материальные функции плазмы приходится рассчитывать в ходе решения задачи. Наибольшее упрощение обеспечивает приближение локального термодинамического равновесия. В этом случае возможна предварительная табуляция материальных функций в зависимости от температуры, давления и соотношения компонент.

Уравнения переноса излучения в диффузионном приближении на длине волны λ имеют вид

$$F_{\lambda} = -\frac{c}{3k_{\lambda}} \frac{dU_{\lambda}}{dr}, \quad (2.8)$$

$$\operatorname{div} F_{\lambda} = c k_{\lambda} (U_{\lambda p}(T) - U_{\lambda}), \quad (2.9)$$

где F_{λ} , $U_{\lambda p}$, U_{λ} - спектральные поток излучения, равновесная объемная плотность и реализующаяся в плазме объемная плотность энергии излучения.

Для определения температурного состояния оболочек источника излучения выписанная система уравнений дополняется уравнениями энергии (теплопроводности) для многослойной системы: пара оболочек и зазор между ними, заполненный газом

$$c_i(r) \frac{\partial T_{ci}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_i(r) \frac{\partial T_{ci}}{\partial r}) - \operatorname{div} F_{Li}(r), \quad (2.10)$$

где c_i, λ_i - теплоемкость и коэффициент теплопроводности в i -м слое (нумерация слоев идет в направлении от разряда: $i=1$ и 3 - для внутренней и внешней оболочек, $i=2$ для газа в зазоре), T_{ci} - температура в слое, F_{Li} - интегральный по спектру поток излучения в оболочках (газ является при эксплуатационных температурах диатермичной средой и в нем перенос излучения не рассматривается, т.е. $F_{L2}=0$). Поток излучения формируется в результате объемного излучения и поглощения в спектральной области полупрозрачности сапфира и рассчитывается в приближении Шустера - Шварцшильда для цилиндрического слоя [132]

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r F_v^+) = 2(\pi j_v - k_v F_v^+) + f_v(r), \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r F_v^-) = 2(-\pi j_v + k_v F_v^-) + f_v(r), \quad (2.12)$$

где
$$f_v(r) = \frac{4}{r} \int_0^{\pi/2} I_{v\pi/2}(r, \psi) \sin^2(\psi) d\psi,$$

$$I_{v\pi/2}(r, \psi) = \frac{F_v^-(R_b)}{\pi} \exp\left(-\frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^d k_v(x) dx\right) + \\ + \frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^d j_v(x) \exp\left(-\frac{1}{\sin(\psi)} \int_0^x k_v(x^\circ) dx^\circ\right) dx$$

Интенсивность излучения $I_{\nu\pi/2}$ вычисляется в плоскости, перпендикулярной радиус - вектору точки.

При решении задачи о переносе излучения в материале стабилизирующих разряд оболочек коэффициент излучения записывается в соответствии с законом Кирхгофа в виде

$j_\nu = k_\nu n_\nu^2 I_{\nu\pi/2}$, где $n_\nu, I_{\nu\pi/2}$ - спектральный коэффициент преломления материала и функция Планка, соответственно.

Дивергенция результирующего лучистого потока, фигурирующая в уравнении энергии, вычисляется согласно

$$\operatorname{div} F_\nu(r) = 4\pi j_\nu - 2k_\nu(F_\nu^+ + F_\nu^-) \quad (2.13)$$

Граничные условия для расчета разряда совместно с оболочкой, принимая во внимание, что перенос излучения в плазме моделируется в диффузионном приближении, ставятся следующим образом

$$r = R_b, \quad F_\nu^- = 0,$$

$$r = R_a = R, \quad F_\nu^+ = F_\nu + F_\nu^-,$$

$$F_\nu = \frac{cU_\nu}{2} - 2F_\nu^-$$

где U_ν, F_ν - как и прежде, объемная плотность и результирующий поток излучения плазмы на границе с оболочкой.

Граничные условия для уравнений энергии учитывают особенности процессов теплообмена в системе, в том числе лучистый теплообмен между внутренней и внешней оболочками в спектральной области непрозрачности сапфира за длинноволновой границей пропускания λ_0 (около 6,5 мкм), поверхностное излучение наружной оболочки в окружающее пространство за указанной границей, процесс

конвективного теплосъема на наружной поверхности потоком охлаждающего воздуха

$$r = R, -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} = F_T, T(R) = T_1(R),$$

$$r = R_1, -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} - F_{p1} = -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r}, T_1(R_1) = T_2(R_1)$$

$$r = R_2, -\lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial r} - F_{p2} = -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r}, T_2(R_2) = T_3(R_2)$$

$$r = R_3, -\lambda_3 \frac{\partial T_3}{\partial r} = \alpha(T_3 - T_{oc}) + F_{p3}.$$

Здесь R, R_1, R_2, R_3 - радиусы поверхностей слоев, начиная от внутреннего радиуса разрядной трубки, F_T - поверхностный поток тепла, нагружающий внутреннюю поверхность разрядной трубки (включает кондуктивный поток тепла из разряда и поток излучения плазмы за длинноволновой границей пропускания сапфира), F_{p1}, F_{p2}, F_{p3} - результирующие потоки излучения на поверхностях, соответствующих радиусам R_1, R_2, R_3 , в спектральной области за длинноволновой границей пропускания сапфира, T_{oc} - температура окружающей среды. При вычислении потоков F_{p1}, F_{p2}, F_{p3} принимается, что сапфир в указанной области спектра излучает как серое тело с заданной степенью черноты ε . Поток $F_{p3} = \varepsilon \pi I_{p\Delta}(R_3)$, где $I_{p\Delta}$ - интенсивность равновесного излучения в спектральной области за длинноволновой границей пропускания сапфира.

Используя результаты [133], для потоков F_{p1}, F_{p2} можно записать

$$F_{p1} = \frac{\pi \varepsilon [I_{p\Delta}(R_1) - I_{p\Delta}(R_2)]}{1 + (1 - \varepsilon) \frac{R_1}{R_2}}, \quad (2.14)$$

$$F_{p2} = -\frac{R_1}{R_2} F_{p1}. \quad (2.15)$$

Спектральные распределения коэффициента поглощения лейкосапфира при различных температурах в диапазоне от 700 до 2300К содержатся в [98].

Наконец уравнения внешней электрической цепи

$$\frac{dI}{dt} = \frac{1}{L_k} [U_c - (R_k + R_p)I - I_d R_p - U_{ak}] \quad (2.16)$$

$$\frac{dU_c}{dt} = -\frac{1}{C_k} I \quad (2.17)$$

где $R_p, L_k, R_k, U_c, I, C_k, I_d, U_{ak}$ - электрическое сопротивление плазмы, индуктивность и сопротивление разрядного контура, напряжение на конденсаторе, электрический ток и емкость конденсатора, ток дежурной дуги и анодно-катодное падение потенциала. При $t=0$ задается начальное напряжение на конденсатор и ток через разрядный промежуток, равный току дежурной дуги.

Уравнения решаются методом конечных разностей. При этом разностные схемы для дифференциальных уравнений получаются интегро - интерполяционным методом. Для решения разностных схем применяются современные методы вычислительной математики. Модель реализована в соответствующем программно-алгоритмическом комплексе.

2.4. Результаты исследования электрофизических и спектрально-энергетических характеристик импульсных источников ИК излучения

Лампа работает в импульсно - периодическом режиме со сложной структурой импульсов, при этом электрическое сопротивление разряда в цепи нелинейно зависит от проходящего тока. Функционирование лампы в электрической цепи определяется следующими параметрами: составом и количеством плазмообразующих компонент (цезия, ртути), током дежурной дуги, индуктивностью и активным сопротивлением контура. Расчеты показывают, что за время между импульсами полная релаксация плазмы к состоянию холостого хода дуги не происходит. В результате имеет место существенное влияние предыдущего импульса на последующий. При этом неточности в задании указанных выше параметров приводит к тому, что, либо в плазме развивается неуправляемый лавинообразный рост тока, либо проводимость плазмы перед импульсом недостаточна для полноценного развития разряда (за время импульса ток едва успевает достичь значений в несколько ампер). Поэтому моделировать необходимо всю группу импульсов до установившегося режима (около 10 серий для установления регулярного теплового режима в разряде и более 32000 серий - в стенке), что существенно осложняет процедуру вычислительного эксперимента из-за высокой трудоемкости расчетов.

На рисунке 2.14 – 2.24 показано развитие процессов в разряде лампы с размерами промежутка $R=0.55$ см, $L=3.5$ см. Содержание цезия и ртути в разряде 1.3 и 2.0 мг. Параметры электрической цепи: напряжение на конденсаторе 120 В, индуктивность 8 мкГн, активное сопротивление контура 0.026 Ом, ток дежурной дуги - 1 А. Время, через которое обрывается напряжение на конденсаторе, составляет 260 мкс. Электрический режим реализуется в виде серий из трех импульсов с определенными частотами следования импульсов в сериях и самих серий.

Напряжение на разрядном промежутке (см. рисунок 2.14) по мере нарастания тока падает в каждом импульсе примерно на 25% из-за роста напряжения на индуктивности. Наибольший ток в серии при заданном напряжении на конденсаторе достигается только в последнем, третьем импульсе, и этот ток заметно превышает ток первого импульса. Это связано с тем, что начальное состояние разрядного промежутка перед первым и последним импульсом совершенно разное. Если последний импульс проходит по достаточно развитому каналу, подготовленному двумя предыдущими импульсами, то перед первым импульсом разрядный промежуток оказывается сrelаксировавшим ближе к состоянию дежурной дуги.

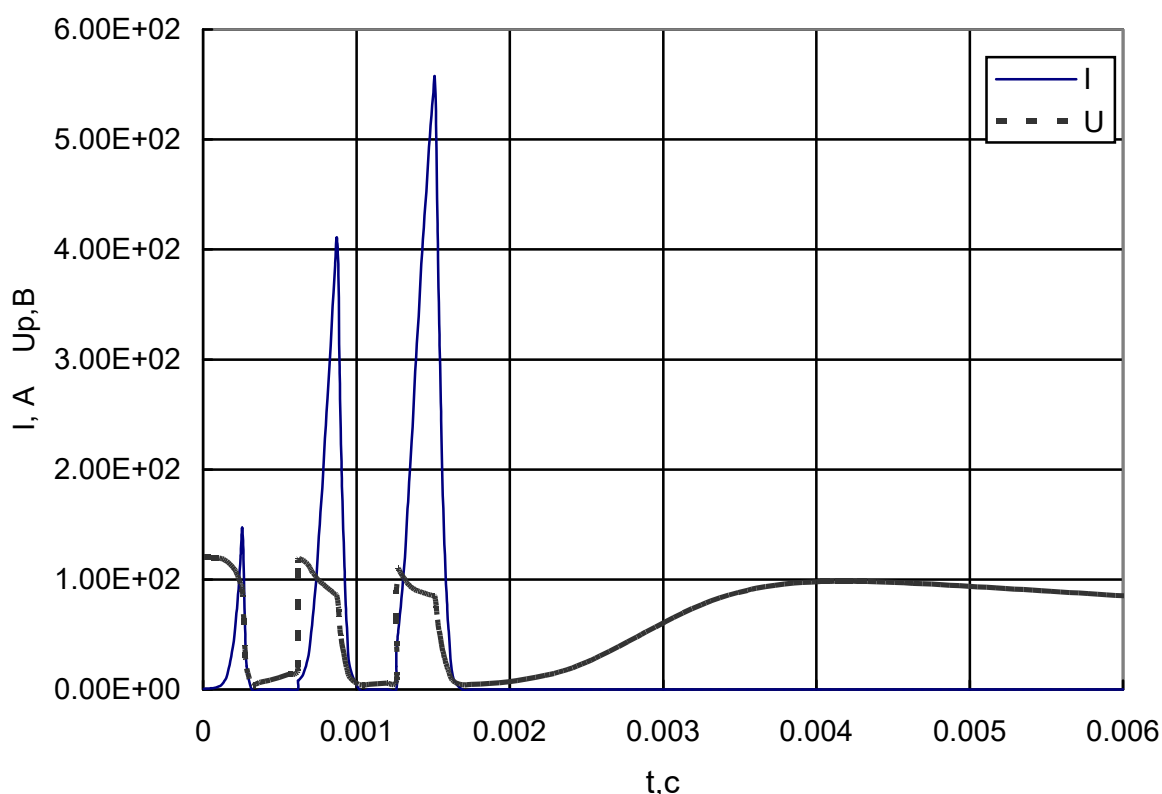


Рисунок 2.14. Зависимость напряжения на лампе и тока от времени в трех импульсах в установившемся режиме работы

Ниже будет показано, что соответственно току ведет себя и интенсивность импульса излучения.

Спад тока на заднем фронте происходит за время порядка 60-90 мкс. Если увеличивать частоту импульсов, то возможно перекрытие заднего и переднего фронтов соседних световых импульсов, что негативно отразится на глубине модуляции.

После окончания последнего в тройке импульса сопротивление разрядного промежутка восстанавливается от высокопроводящего состояния (0,2-0,4 Ом) до примерно 90 Ом (см. рисунок 2.15), при этом напряжение на разрядном промежутке нарастает до 90-100 В. После прохождения первого импульса сопротивление успевает восстановиться до 10 Ом, далее следует очередной импульс, и сопротивление столба начинает падать. В указанном поведении электрических параметров разряда проявляется нелинейная связь сопротивления столба разряда с током и тепловая инерция плазмы.

На рисунке 2.16 и 2.17 показано, как меняется температурный профиль в разряде в течение импульса, а на рисунке 2.18 дан временной ход осевой и средней температур плазмы на протяжении трех импульсов и временного промежутка между импульсами.

В течение импульса тока центральная зона разряда, имеющая наименьшее электрическое сопротивление, на начальной стадии прогревается быстрее, что отражается в заметном отличии приосевых температур от средней. Особенно сильно данный эффект проявляется в первом импульсе, перед которым плазма успевает остыть до состояния, приближающегося к состоянию дежурной дуги. В данном случае в проводящем состоянии находится узкая приосевая зона, в которую и начинает вводиться электрическая мощность при формировании импульса тока. Именно для этого импульса имеется наибольшее отличие осевой и средней температур. По мере нарастания тока температурный профиль выравнивается по ра-

диусу. После окончания каждого импульса идет остывание, причем третий импульс начинается в условиях наименьшего сопротивления плазмы и наибольшей однородности температурного поля по сравнению с условиями двух предыдущих импульсов, поэтому, как уже отмечалось, ток в данном импульсе успевает достичь заметно больших значений (рисунок 2.14). По истечении серии из трех импульсов осевая и средняя температуры плазмы быстро уменьшаются, однако примерно на 350-й миллисекунде под действием тока дежурной дуги центральная зона снова начинает прогреваться, тогда, как основная масса газа продолжает остывать.

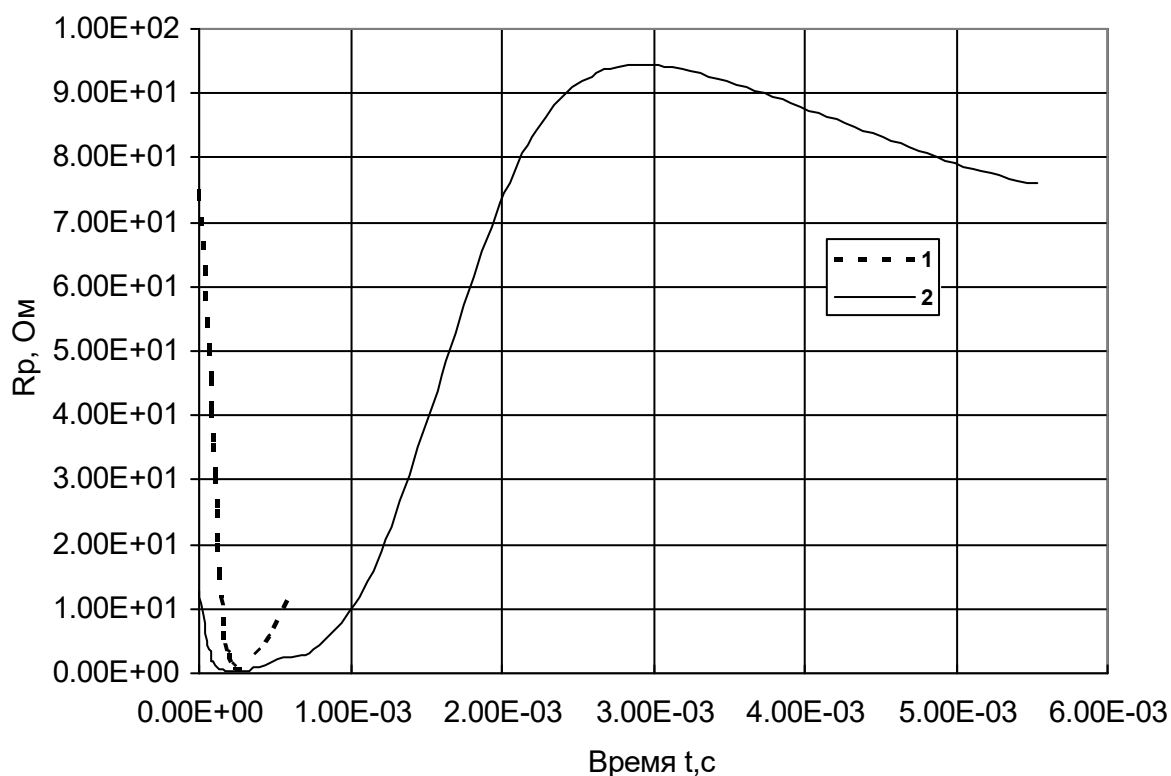


Рисунок 2.15. Зависимость электрического сопротивления разряда от времени импульса. 1 - 1-й импульс, 2 – 3-й импульс

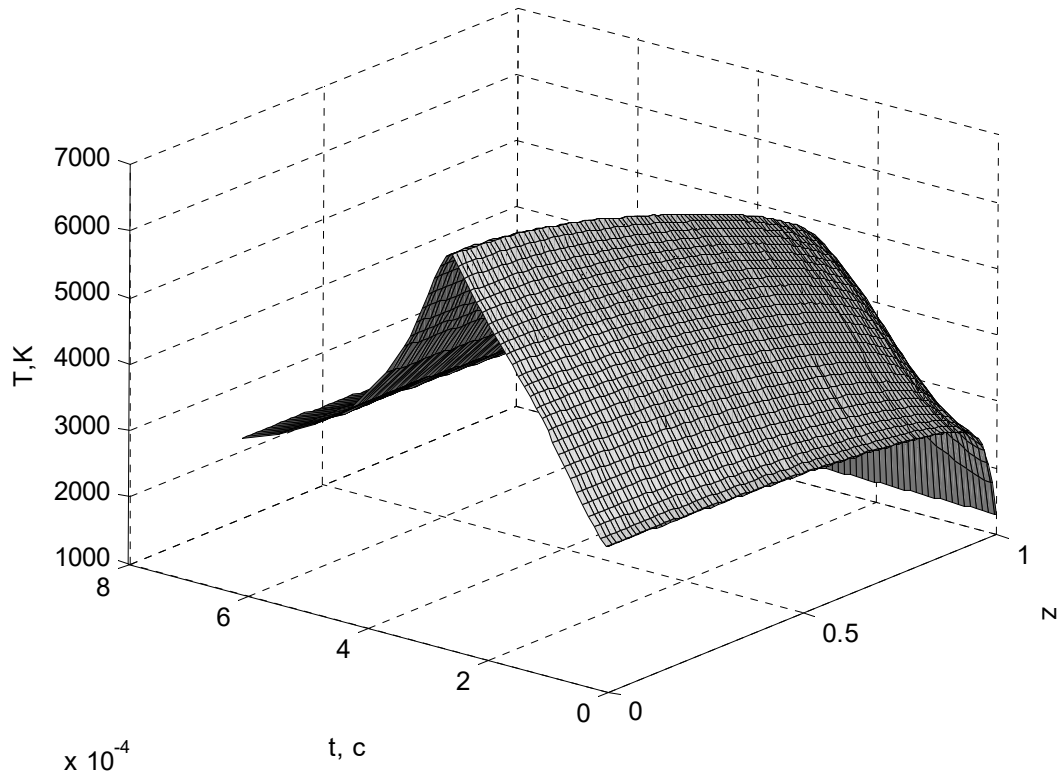


Рисунок 2.16. Температурное распределение в плазменном столбе во времени в течение 3 - го импульса

Проводящая зона сокращается в размерах, но, несмотря на это, в целом сопротивление столба начинает уменьшаться, что соответствует временному ходу напряжения на лампе, представленному на рисунке 2.14. Падение сопротивления канала разряда до прихода первого импульса очередной тройки составляет почти 25%. На рисунке 2.18 видно, что отличие осевой и средней температур уменьшается в серии от импульса к импульсу по мере того, как происходит постепенный прогрев среды. В последнем третьем импульсе профиль температур характеризуется высокой пространственной однородностью на протяжении всего импульса (рисунок 2.17).

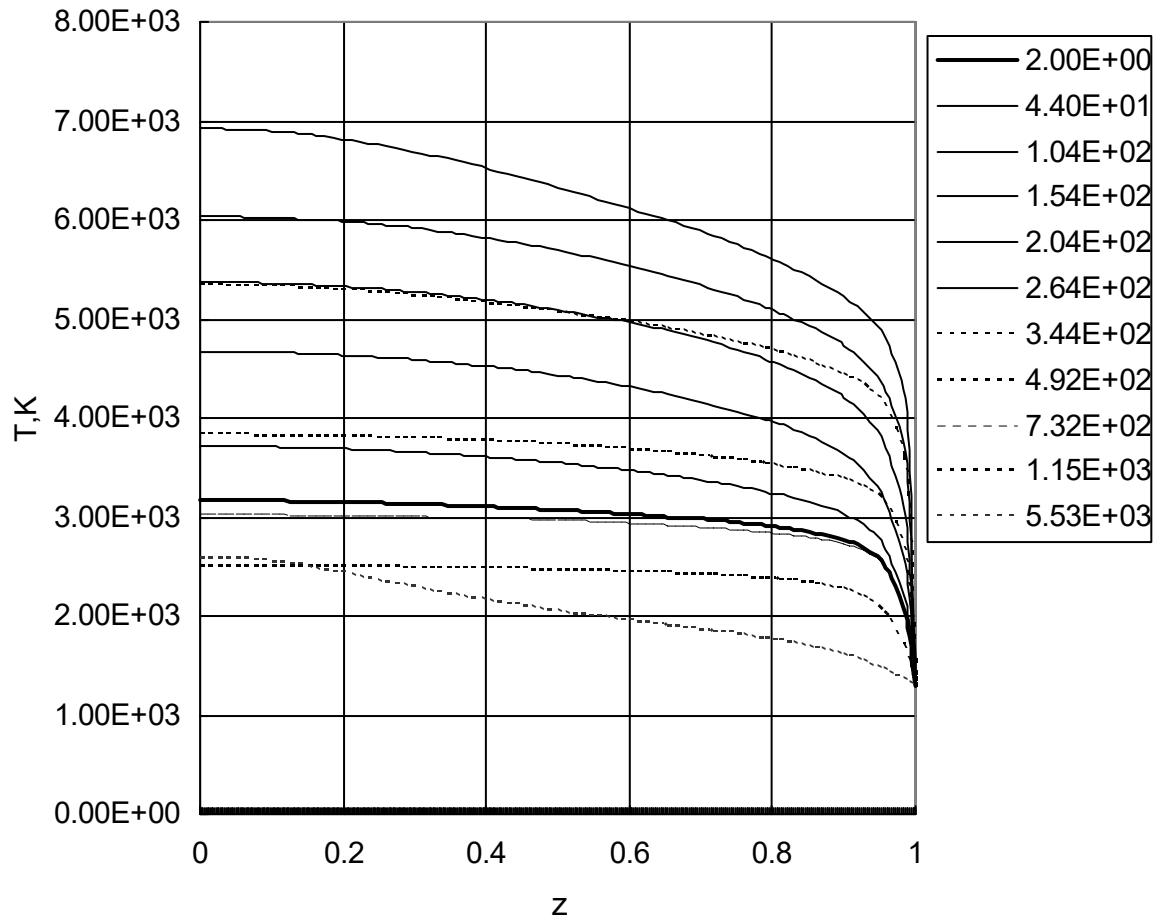


Рисунок 2.17. Зависимость температурного поля в разряде от времени 3-го импульса. Сплошные кривые - на стадии нарастания осевой температуры, пунктирные - на стадии спада. Цифру у кривых - момент времени от начала импульса в мкс

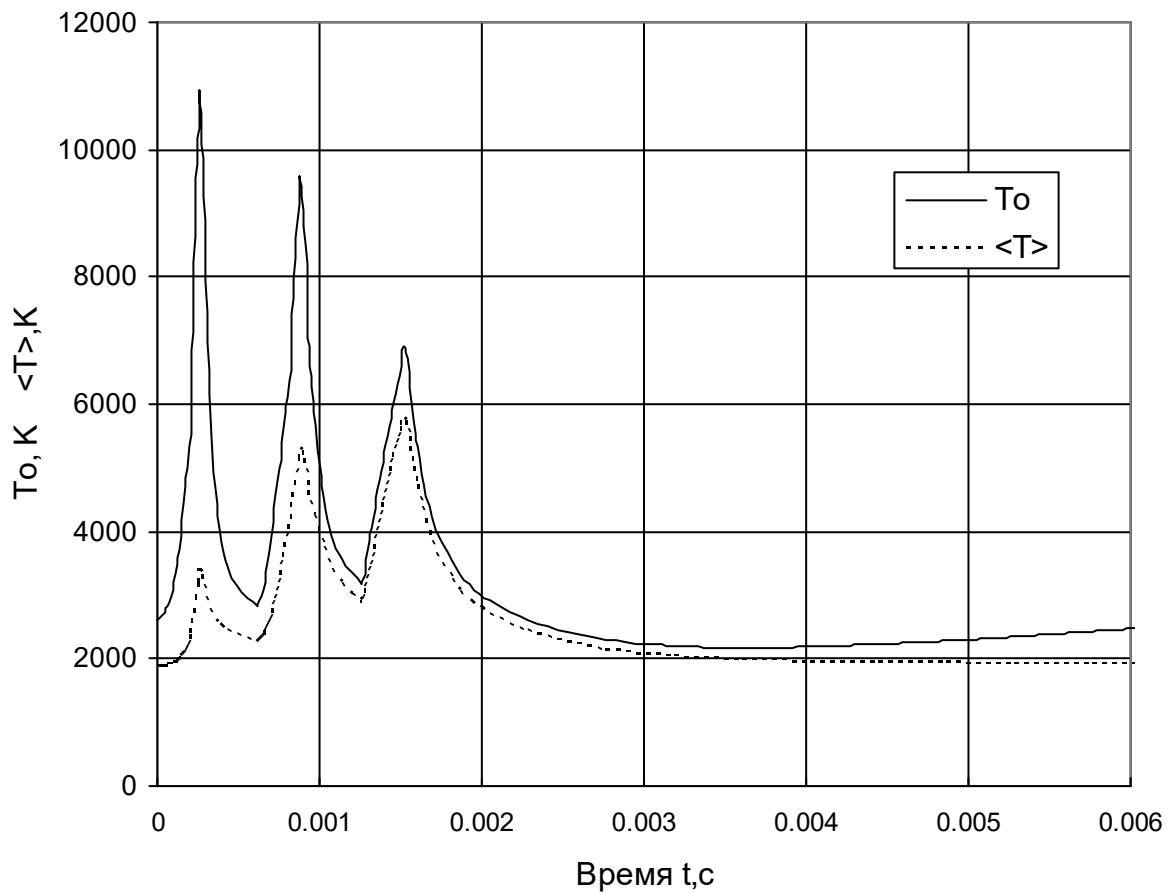


Рисунок 2.18. Зависимость температуры на оси и средней по объему плазмы температуры от времени импульса в трех последовательных импульсах

В соответствии с ходом средней температуры от времени ведет себя давление в разряде (см. рисунок 2.19). В первом импульсе давление вырастает сравнительно мало (примерно на 70%), во втором - уже в 3 раза, а в третьем – почти в 4 раза относительно начального уровня перед серией. В паузе между сериями давление, как и средняя температура, медленно релаксирует к уровню порядка 0.1 МПа. Общее повышение средней температуры в серии (оглабающие минимумов и максимумов на рисунке 2.18) сопровождается общим повышением давления в разрядном промежутке.

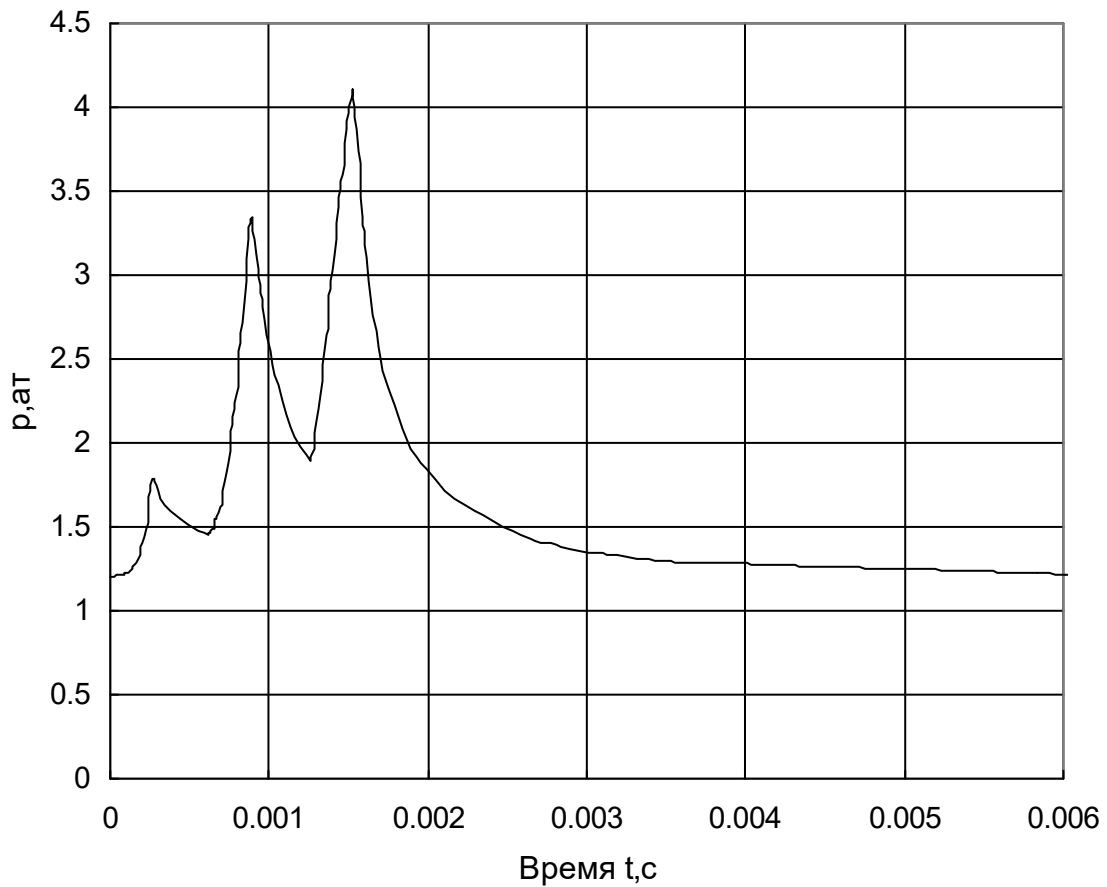


Рисунок 2.19. Зависимость рабочего давления от времени импульса в трех последовательных импульсах

В конце 3-го импульса концентрация электронов достигает значений $(0.5-0.9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Электроны достаточно равномерно распределены по радиусу канала (см. рисунок 2.20), зона проводимости составляет порядка 80% от внутреннего диаметра разрядной трубки. Концентрации тяжелых частиц цезия, ртути и ксенона нарастают к холодным пристеночным областям. Повышенная концентрация частиц у стенок приводит к обращению резонансных линий всех элементов, а для цезия с его низким потенциалом ионизации и высокими коэффициентами поглощения в других линиях, данный эффект наблюдается и для нерезонансных линий (см. рисунки 2.21, 2.22, и 2.23).

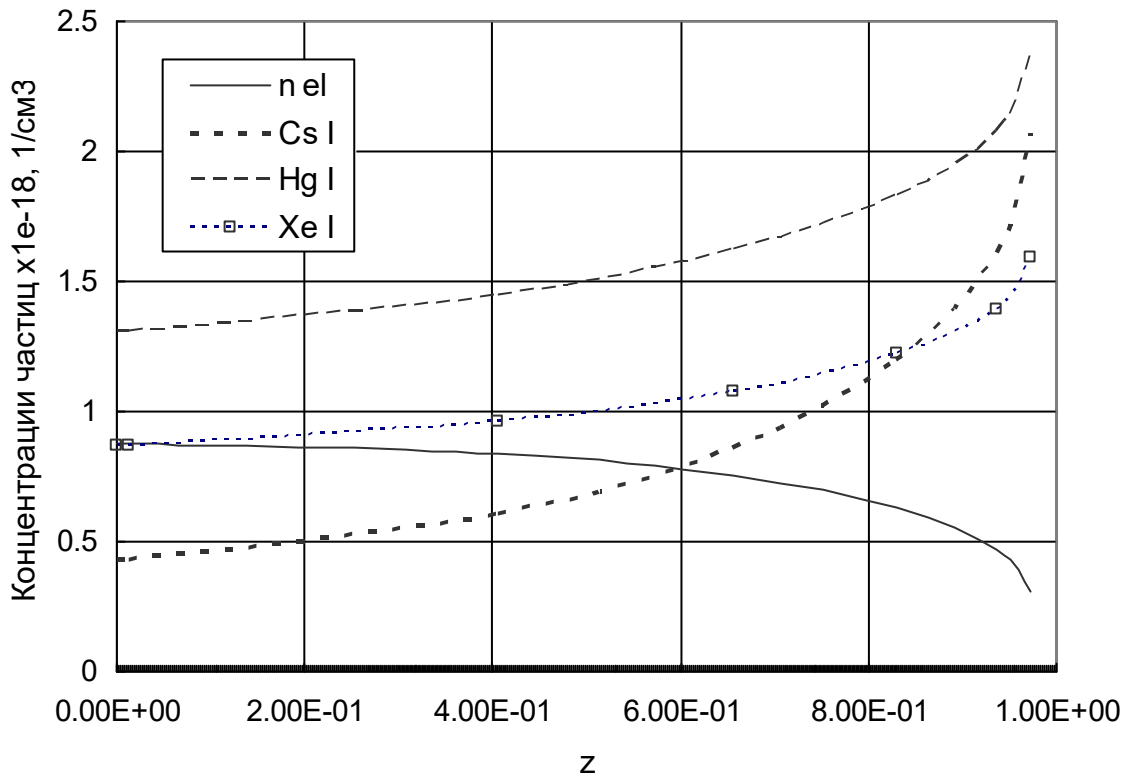


Рисунок 2.20. Распределение концентрации частиц по радиусу в конце 3-го импульса (260-я мкс)

Отметим обнаруженное важное обстоятельство, заключающееся в том, что в установившемся режиме имеется тесная зависимость электрических характеристик (временной наклон кривой напряжения на лампе, максимумы тока от импульса к импульсу в серии, максимум напряжения на лампе на стадии восстановления электрической прочности разрядного промежутка на длинной паузе между сериями) от таких параметров лампы, как состав плазмообразующей среды, ток дежурной дуги, индуктивность и активное сопротивление цепи. Проводя моделирование при точном задании входной информации по параметрам электрического контура и геометрии лампы, можно определить, например, такие трудно измеряемые характеристики, как состав исходной паро-газовой смеси, температуру холодной точки и временные зависимости внутренних параметров плазмы.

Данное наблюдение позволяет предложить метод комплексной диагностики плазмы разряда, основанный на результатах вычислительных экспериментов и точных измерениях входных параметров модели.

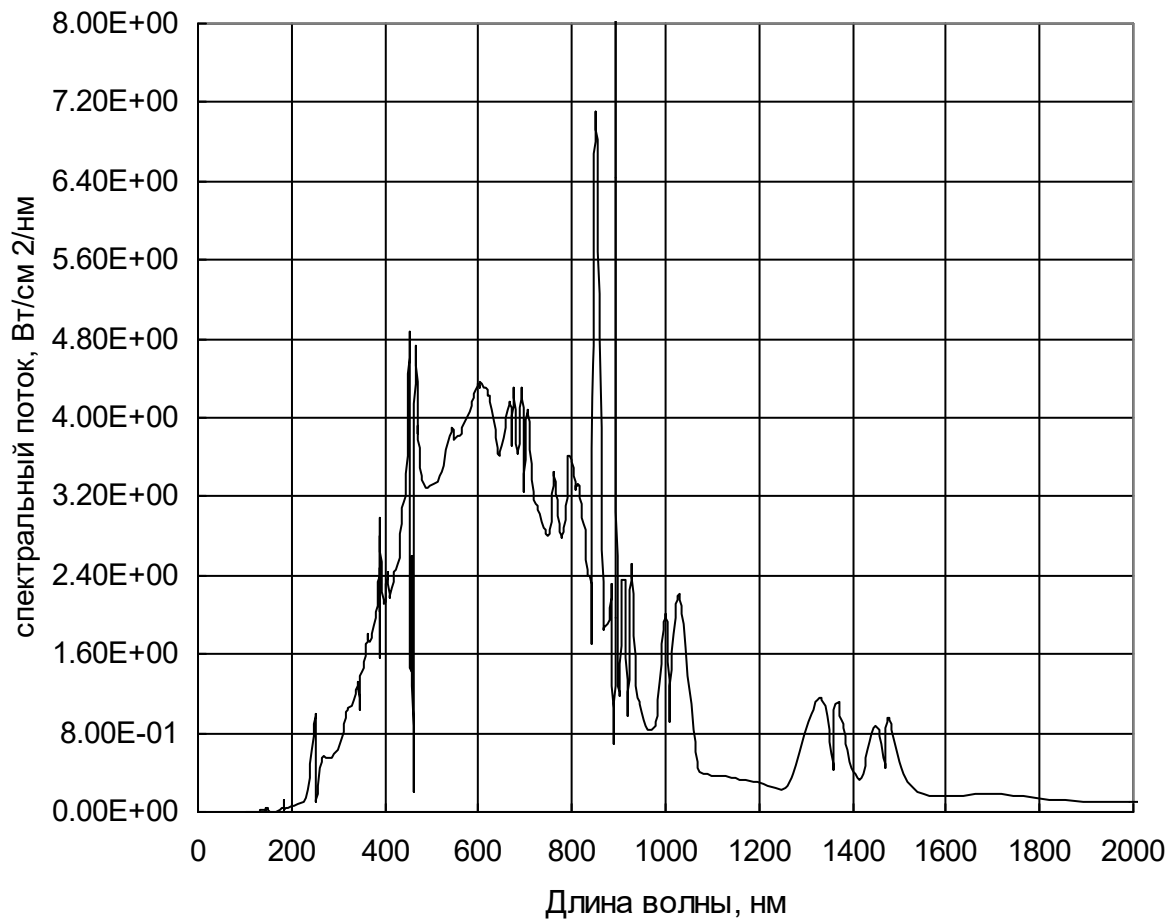


Рисунок 2.21. Спектральное распределение излучения разряда в конце 3-его импульса на 255-ей мкс

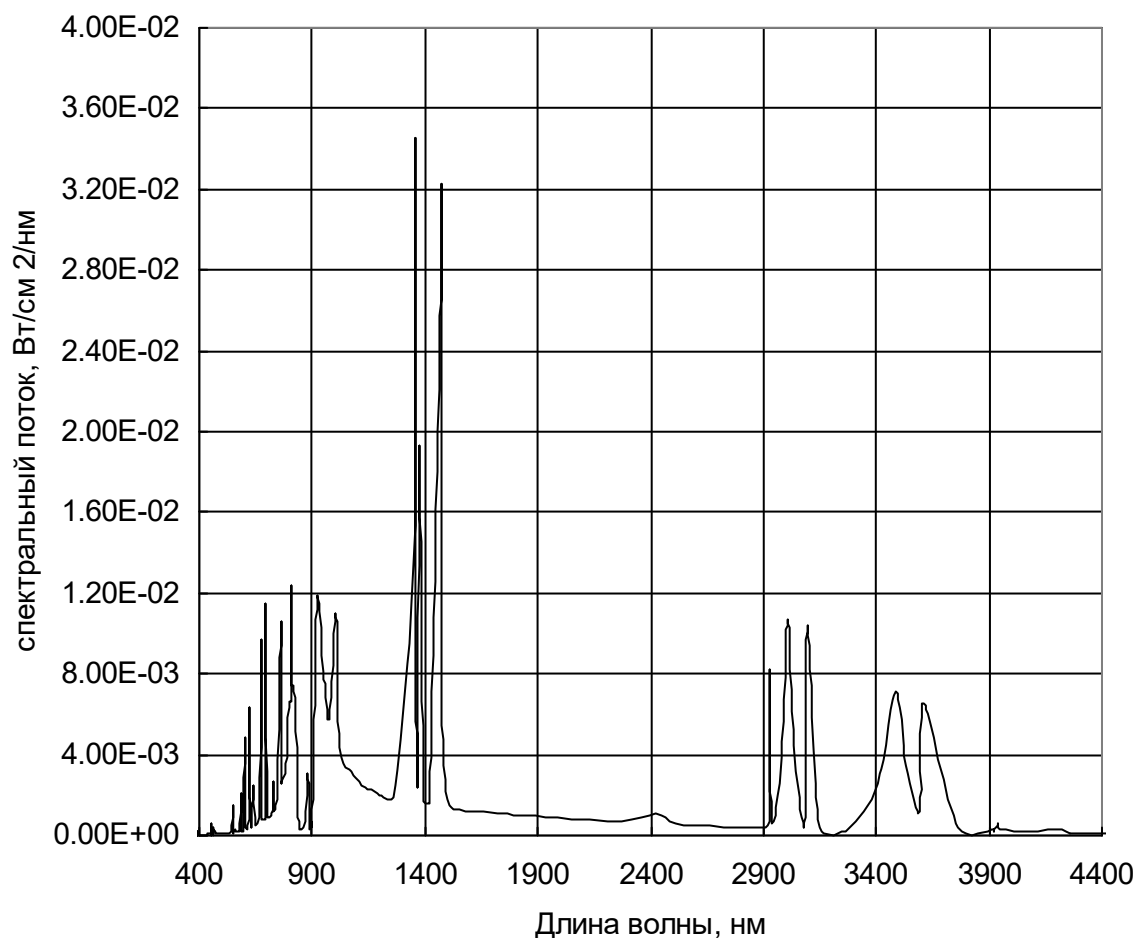


Рисунок 2.22. Спектральное распределение излучения разряда в конце серии на 5530-ой мкс

Спектры излучения в конце импульса (в максимуме тока) (см. рисунок 2.21) и в конце серии импульсов (см. рисунок 2.22) при остывшей плазме кардинально отличаются. В конце импульса температура и давление плазмы значительно более высокие, в итоге во многих спектральных диапазонах явственно наблюдается спектр поглощения. Понятно, что многие линии самообращены, как это было отмечено выше, но, например, в области 600-800 нм имеет место поглощение непрерывного излучения, выходящего из горячей центральной области, линиями в холодной пристеночной зоне. Данный эффект особенно заметен, при увеличении давления. Линейчатая структура спектра, отчетливо выраженная в коэффициенте поглощения, здесь сильно нивелируется. Наоборот, перед первым

импульсом, когда плазма разрежена, линейчатая компонента спектра проявляется в полной мере (рисунок 2.22). На рисунке 2.23 видно как меняется соотношение спектральных компонент в течение импульса в ходе изменения термодинамического состава плазмы и смены механизмов формирования излучения.

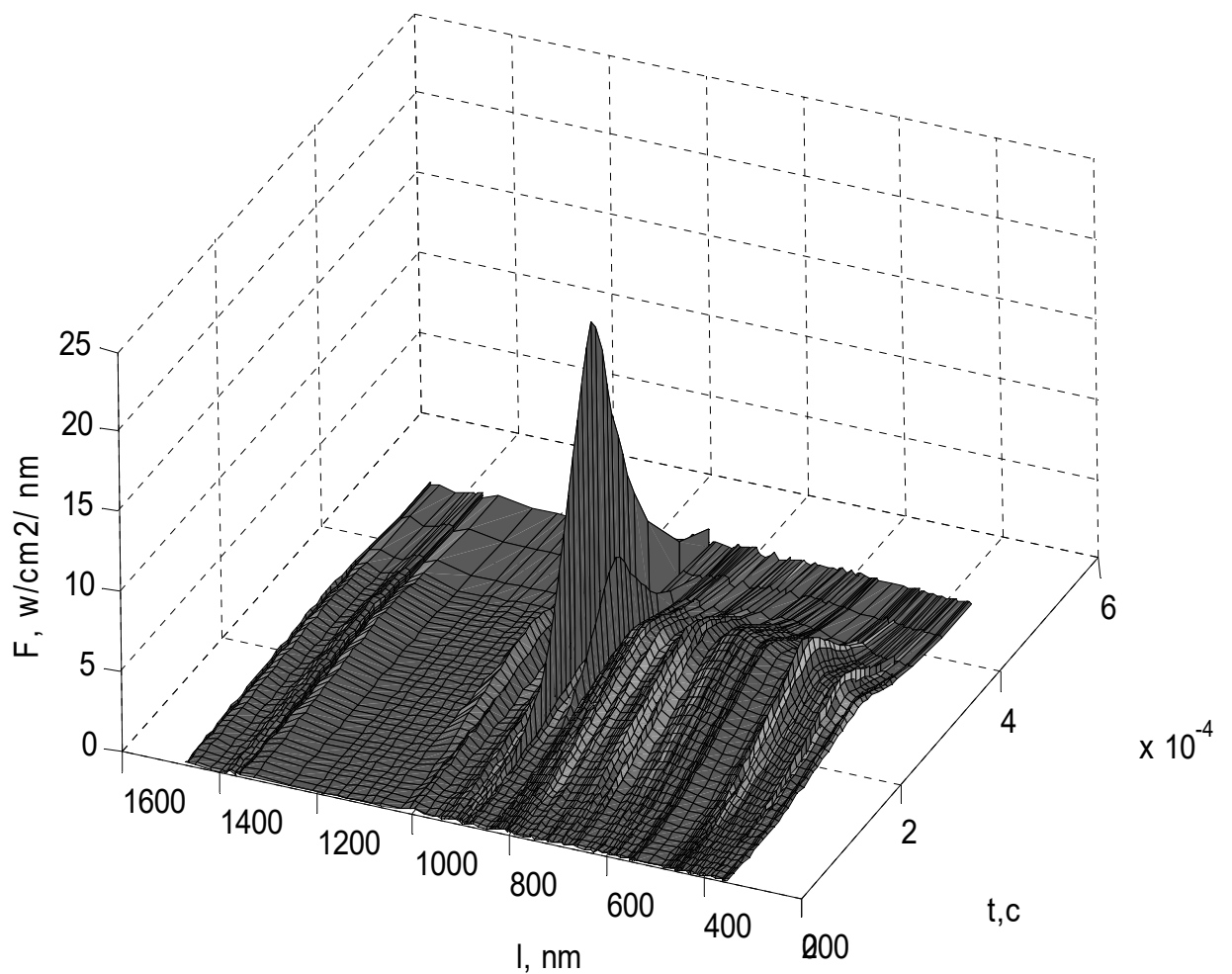


Рисунок 2.23. Спектральное распределение излучения разряда в течение 3-его импульса

Далее представлены результаты расчета пиковой силы излучения разряда при различных характеристиках лампы, полученные в ходе серии численных экспериментов.

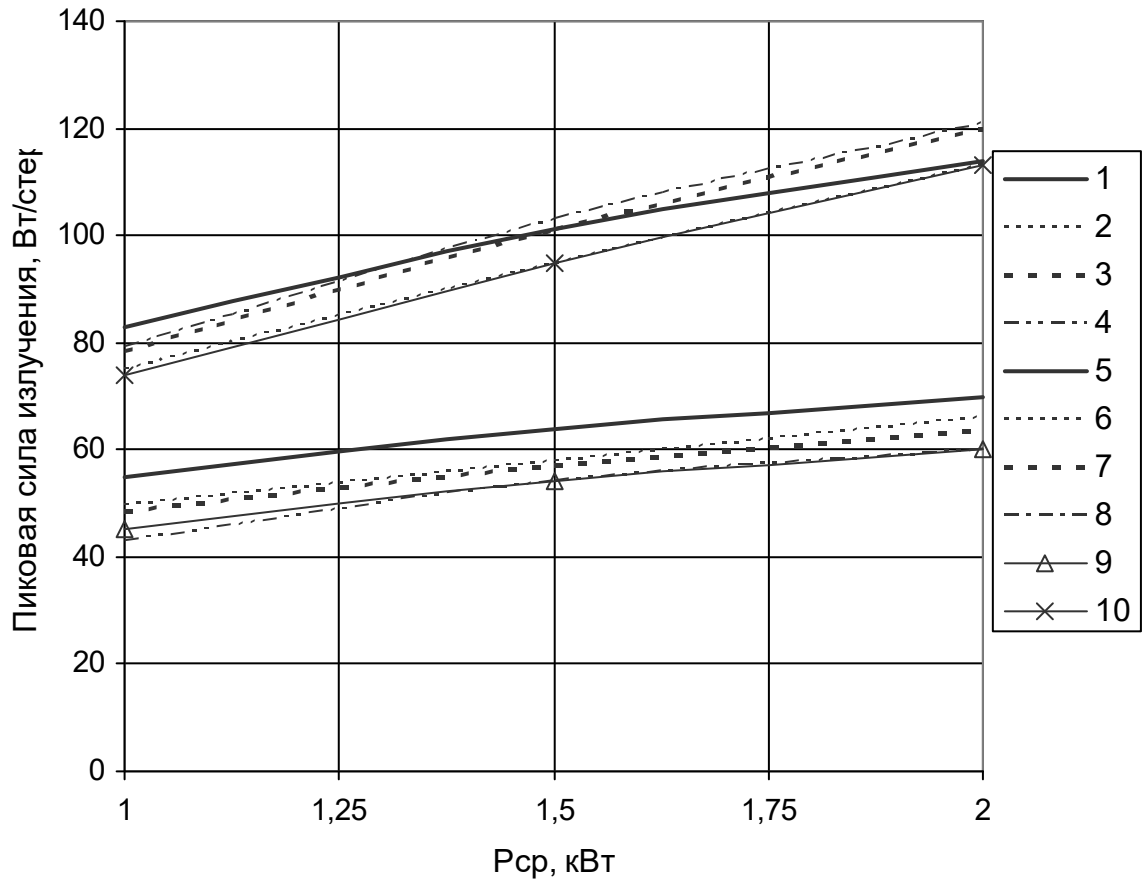


Рисунок 2.24. Зависимость пиковой силы излучения разряда в спектральных областях (3-5) мкм (нижняя группа линий) и (1,8-4.2) мкм (верхняя группа линий). $R=0.55$ см $L=3.5$ см. 1, 5- масса цезия $M_{Cs}=0.5$ мг, масса ртути $M_{Hg}=0.8$ мг, 2,6- $M_{Cs}=1.6$ мг, $M_{Hg}=2.4$ мг, 3, 7- $M_{Cs}=2.4$ мг, $M_{Hg}=3.6$ мг, 4,8- $M_{Cs}=5.3$ мг, $M_{Hg}=8.0$ мг. 9,10 - $R=0.65$ см $L=3.0$ см, $M_{Cs}=2.4$ мг, $M_{Hg}=3.6$ мг

В расчетах определялась пиковая сила излучения $I_{\Delta\lambda}$ в спектральных областях 1.8- 4.2 мкм (диапазон 1) и 3-5 мкм (диапазон 2), при этом варьировались количество плазмообразующих веществ цезия и ртути в разряде, электрическая

мощность, вводимая в лампу, размеры разрядного промежутка (диаметр и межэлектродное расстояние).

Результаты расчетов показывают:

1. Изменение содержания цезия и ртути в разряде на порядок в пределах 0.53 – 5.3.мг приводит к изменению пиковой силы света примерно на 25-30 %.

2. Максимальное расчетное значение $I_{\Delta\lambda}$ равно 70 Вт/стер для диапазона 2 и 120 Вт/ стер для диапазона 1 при средней электрической мощности $P_{ср}=2$ кВт. При этом в диапазоне 2 значение $I_{\Delta\lambda}$ увеличивается с уменьшением содержания цезия и ртути, а для диапазона 1 ситуация обратная.

3. Переход к диаметру 13 мм не дает заметного выигрыша в $I_{\Delta\lambda}$.

Функционирование рассматриваемых источников излучения существенным образом связано с температурным режимом оболочек, стабилизирующих разряд, т.к. для приложений важна еще одна характеристика ламп - глубина модуляции. Данная величина представляет собой отношение переменной (модулируемой) лучистой составляющей к суммарному излучению ИК- источника, в составе которого присутствует постоянная составляющая излучения разогретых стенок. Пиковая сила излучения и глубина модуляции связаны друг с другом и определяются совокупностью геометрических, энергетических и физических параметров излучателей. К ним относятся диаметр разрядного канала и межэлектродное расстояние, род плазмообразующей среды и соотношение цезиевой и ртутной компонент, температура холодной точки, толщины стенок оболочек и величина зазора между оболочками, состав газа-теплоносителя, заполняющего зазор между оболочками, электрическая мощность, вкладываемая в разряд, параметры разрядного контура, ток дежурной дуги, расход охладителя, форма тракта охлаждения, направление подачи охладителя и др.

Ниже приведены результаты расчетов температурных режимов и глубины

модуляции излучения лампы с размерами разрядного промежутка 0.55×3.5 см с технологической частотой следования импульсов 450 Гц. Параметры электрической цепи: индуктивность 8 мкГн, активное сопротивление контура 0.026 Ом, ток дежурной дуги - 2 А. Содержание в разряде цезия составляет 1.32 мг, ртути – 2.0 мг. Толщины стенок - 0.2 см, зазора -0.15 см. Рассматривается установившийся режим работы лампы.

На рисунке 2.25 приведены температурные распределения в разряде и системе оболочек лампы в течение импульса

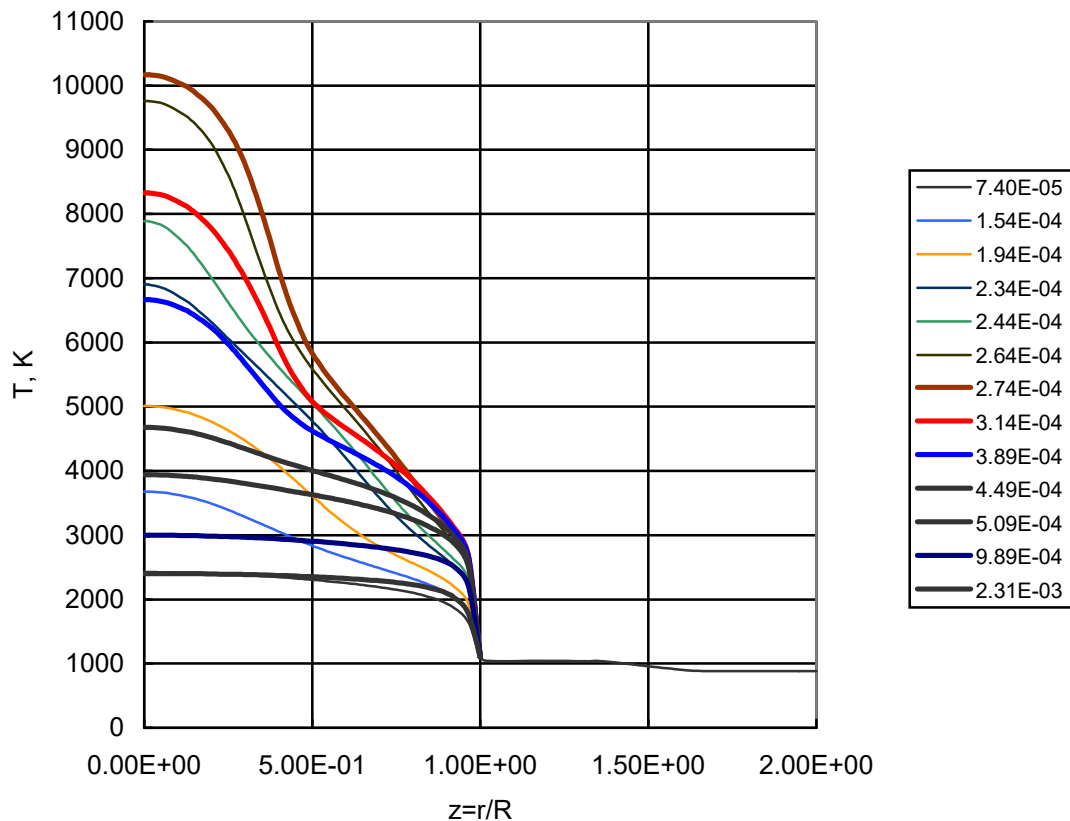


Рисунок 2.25. Температурный профиль в разряде и системе оболочек при напряжении на конденсаторе 140В и коэффициенте теплоотдачи $\alpha = 0.001$ Вт/см² К. Числа, обозначающие кривые – текущее время

Температурное поле в разряде (осевая температура и форма профиля) существенным образом меняется в течение импульса (жирные линии соответствуют моментам времени после отключения напряжения на лампе, когда плазма остывает). В то же время температурное поле в оболочках полностью стабилизируется и в данном режиме практически не меняется ни от импульса к импульсу, ни в период прохождения импульса, длительность которого равна 260 мкс. При частоте 450 Гц из-за высокой тепловой инерционности материала температура стенок никак не отслеживает резкое изменение теплового потока из разряда (см. рисунок 2.26), нагружающего внутреннюю оболочку, а также нестационарное объемное выделение тепла за счет поглощения стенками излучения разряда в области полупрозрачности. Тепловой поток на рисунке 2.26 формируется составляющими баланса энергии, обусловленными теплопроводностью плазмы и выходом излучения за длинноволновой и коротковолновой границами пропускания лейкосапфира, в качестве которых были взяты значения 5.5 нм и 0.18 мкм, соответствующие технологически реальным свойствам данного материала (коэффициент поглощения чистого сапфира представлен на рисунке 2.27). Учет коротковолновой составляющей тепловых потоков выполнялся ввиду того, что в момент максимума тока в центральной области разряда температура превышает (8-9) 10^3 К. Из рисунка 2.26 следует, что тепловой поток из разряда существенно меняется с увеличением электрической мощности. Так изменение мощности с 235 Вт/см до 460 Вт/см меняет поток в максимуме почти в 2.5 раза. Видно, что поток во времени имеет крутой передний фронт, на котором происходит его быстрое (за время 70-90 мкс) нарастание до максимума, затем после обнуления напряжения происходит вначале тоже достаточно быстрое уменьшение потока и затем идет медленный спад по мере трансформации температурного поля и выхода на режим дежурной дуги. Разность температур на внутренней поверхности разрядной трубки и внешней поверхности наружной оболочки при увеличении средней электрической мощности изменяется в пределах 110-190К при коэффициенте теплоотдачи $\alpha = 0.001$ Вт/см² К и 170- 280 К при $\alpha = 0.01$ Вт/см² (см. рисунок 2.28).

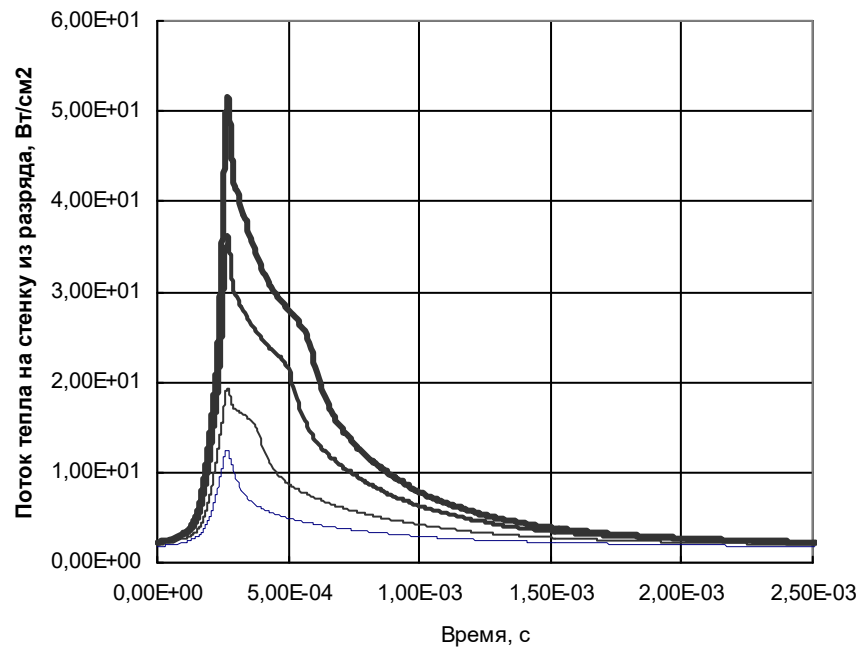


Рисунок 2.26. Зависимость суммарного теплового потока на стенку из разряда от времени. 1 – средняя электрическая мощность -160 Вт/см, 2- 235, 3 – 365, 4 – 460

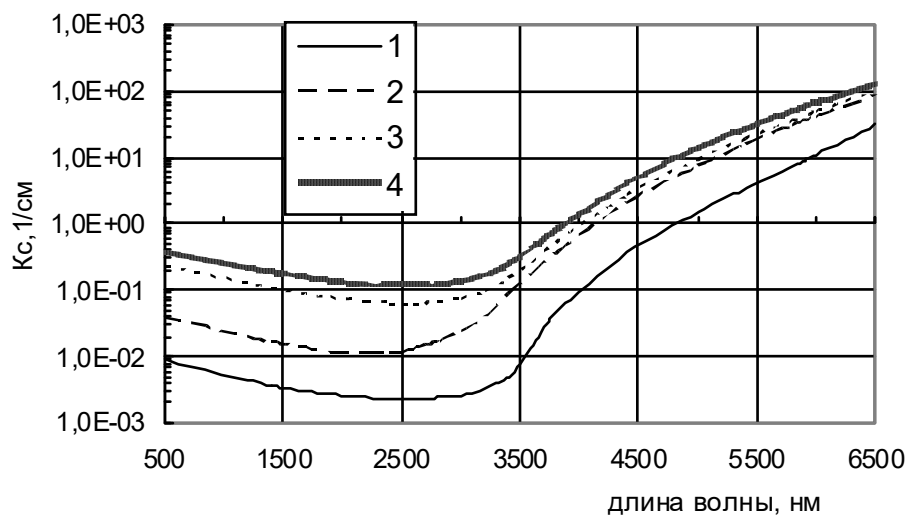


Рисунок 2.27. Коэффициент поглощения лейкосапфира по данным [98]
Кривые 1 – 4 соответствуют температурам 700, 1700, 1900 и 2300К

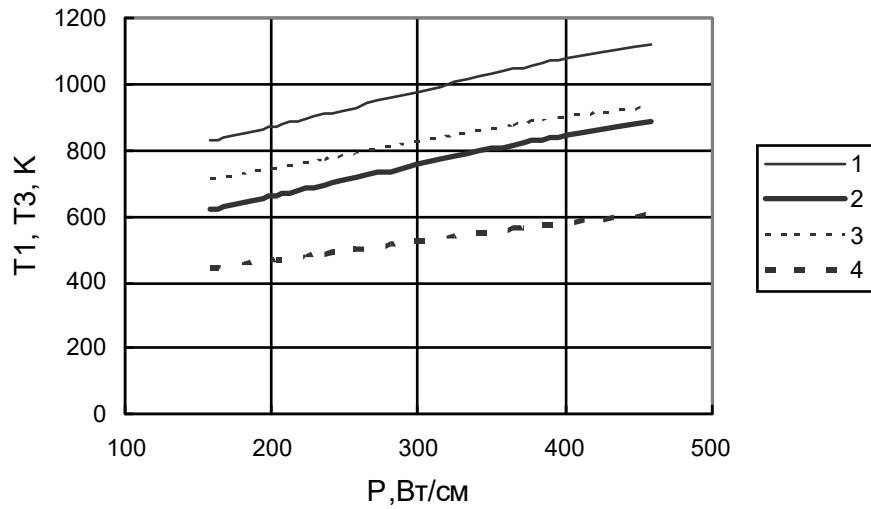


Рисунок 2.28. Зависимость температур на внутренней поверхности внутренней оболочки (1, 2) и на внешней поверхности внешней оболочки (3,4) от средней электрической мощности. Кривые 1,3 - $\alpha=0.001$ Вт/см² К, 2,4 - 0.01 Вт/см² К. R=0.35 см

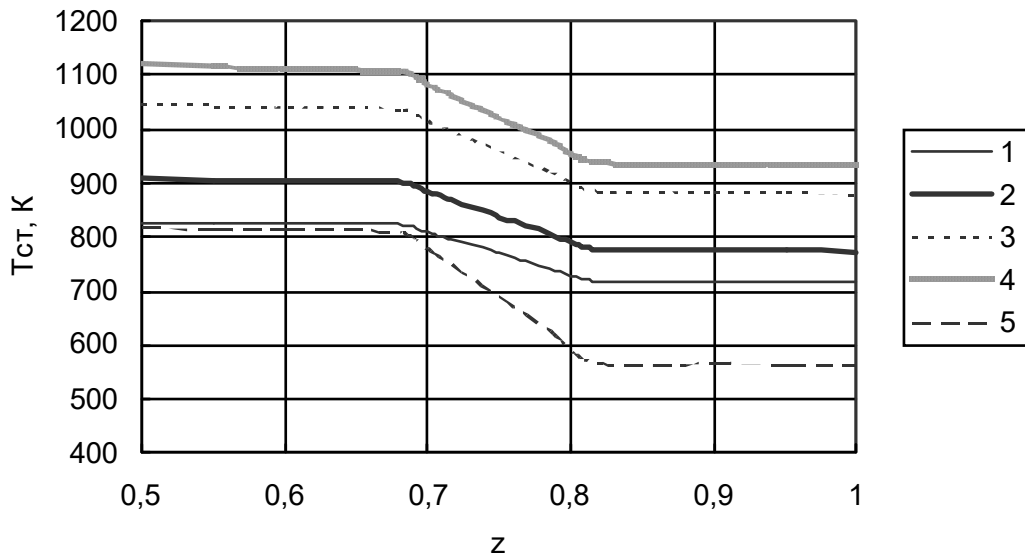


Рисунок 2.29. Температурное поле в системе оболочек. Кривые 1-4 - $\alpha=0.001$ Вт/см² К, 5- $\alpha=0.01$ Вт/см² К. 1 - $P_s=160$, 2- 235, 3,5- 365, 4 - 460 Вт/см

Основной перепад температуры приходится на зазор (см. рисунок 2.29), при этом, если в стенке перепад температуры при $\alpha = 0.001 \text{ Вт/см}^2 \text{ К}$ укладывается в диапазон 5 - 10 К, то в зазоре он составляет 125 - 170 К. При увеличении α до 0.01 Вт/см^2 перепад температуры из-за нелинейности коэффициентов теплопроводности смеси в зазоре и лейкосапфира увеличивается до 240К. При изменении соотношения неона и гелия в промежутке между оболочками меняется разность температур на границах зазора. Переход к более чистому материалу оболочек, у которого длинноволновая граница пропускания отодвинута до 6 - 6.5 мкм, уменьшает тепловой поток, нагружающий оболочку, и облегчает их тепловой режим.

Спектральный состав излучения, поглощаемого и сбрасываемого оболочками, определяется спектральными распределениями излучения разряда, коэффициентом поглощения материала стенок и, понятно, функцией распределения равновесного излучения Планка, произведение которой на коэффициент поглощения согласно закону Кирхгофа определяет излучательную способность материала. Пиковое и среднее по импульсам спектральные распределения излучения разряда представлены на рисунке 2.30. Среднее значение потока излучения определялось как произведение энергии излучения за импульс на частоту следования импульсов. Представленные на рисунке 2.30 средние и пиковые величины отличаются более, чем на порядок. Основная доля излучения разряда сосредоточена в области длин волн короче 2 мкм. Именно эта область дает основной вклад в объемное поглощение в стенках. Интересно отметить, что на кривой пикового излучения отчетливо видны достаточно мощные ультрафиолетовые спектральные компоненты, которых нет в спектре среднего излучения. Это говорит о том, что вклад излучения УФ - области в районе максимума тока в общую энергию излучения за импульс в этой же области достаточно мал.

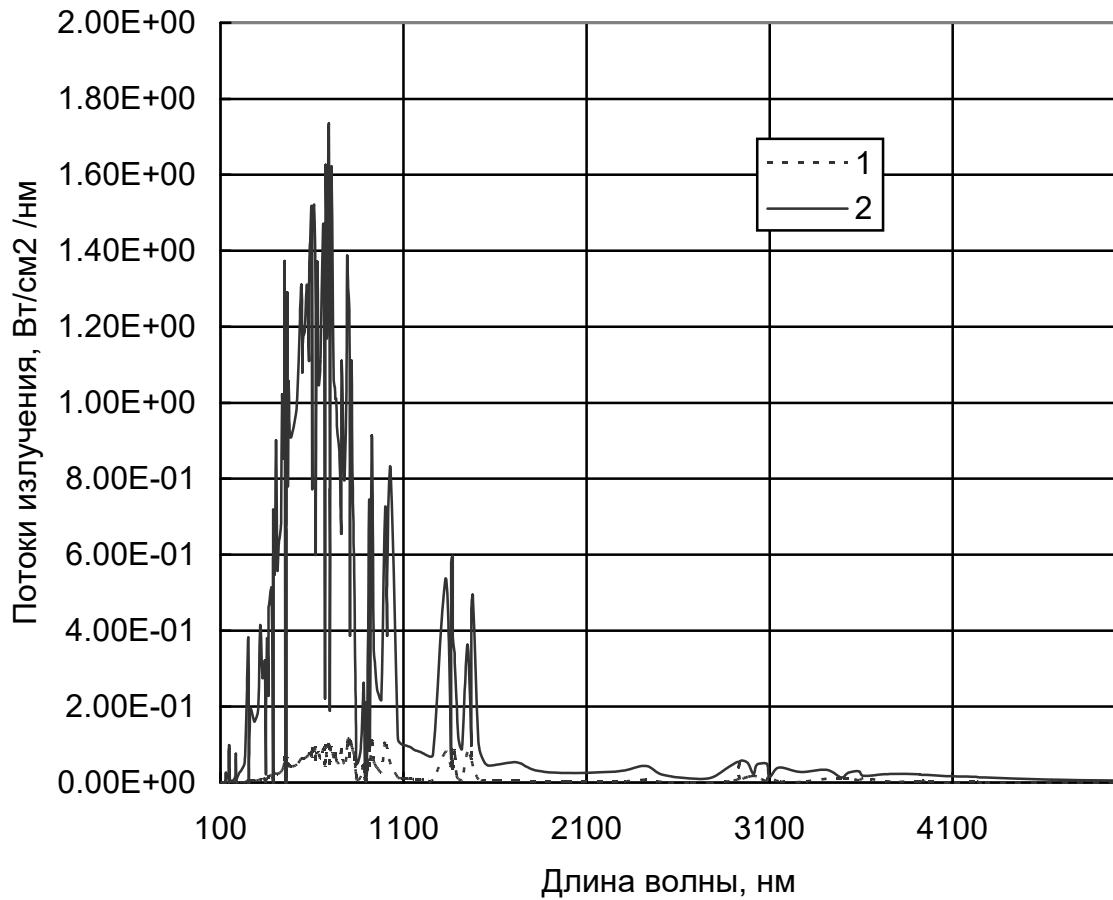


Рисунок 2.30 Средний (1) и пиковый (2) спектральные потоки излучения разряда. Средняя электрическая мощность $P_s=235$ Вт/см

Оболочки разогреваются до температур, при которых они сами начинают заметно излучать. При этом в длинноволновой области, где коэффициент поглощения лейкосапфира достаточно большой, излучение оболочек может превысить излучение разряда, в то же время в более коротковолновой области спектра стенки выступают в роли поглотителя излучения плазмы (коэффициент поглощения сапфира на рисунке 2.30 имеет минимальное значение при длинах волн около 2 мкм и растет в УФ - сторону). С ростом электрической мощности излучение оболочек становится заметно сильнее (рисунок 2.31), примерно в таком соотношении – увеличение мощности в два раза приводит к росту излучения стенок в максимуме спектра в 2.5 раза со сдвигом этого максимума в коротковолновую об-

ласть. При высоких температурах (около 1800 К) в спектре излучения оболочек из-за резкого нарастания коэффициента поглощения материала стенок появляется два максимума.

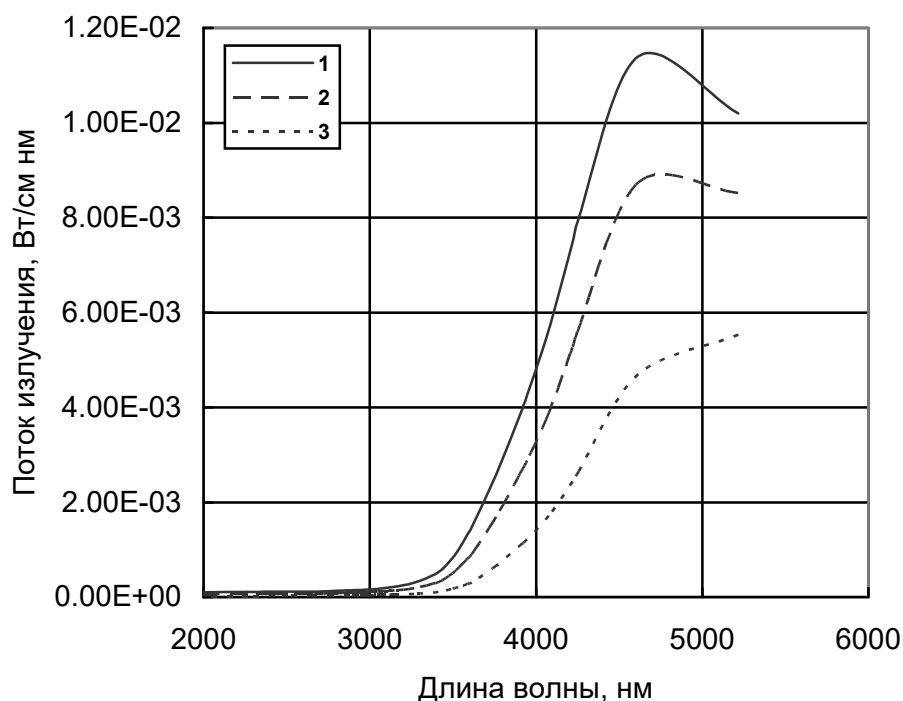


Рисунок 2.31. Спектральное распределение излучения оболочек лампы при $\alpha = 0.001 \text{ Вт/см}^2 \text{ нм}$, 1 - средняя электрическая мощность $P_s = 460 \text{ Вт/см}$, 2 - 360, 3 - 235

С точки зрения обеспечения необходимой глубины модуляции излучения в ИК- области оказывается, что стремление поднять пиковую мощность излучения за счет увеличения электрической нагрузки на источник сопровождается очень быстрым возрастанием постоянной составляющей излучения оболочек, причем во все более расширяющемся диапазоне спектра.

Что касается структуры баланса мощности, сбрасываемой оболочками, то было установлено, что с увеличением электрической мощности растет вклад в суммарный сброс лучистой составляющей, причем роль этого механизма более значима при меньших коэффициентах теплоотдачи. С увеличением последнего ощутимо увеличивается интенсивность конвективного теплоотвода и уменьшается

вклад сброса мощности излучением. Отмеченное обстоятельство дает ключ к рассмотрению способов и приемов повышения глубины модуляции излучения в заданных областях спектра.

Зависимость глубины модуляции от длины волны, электрической мощности и условий охлаждения показана на рисунке 2.32.

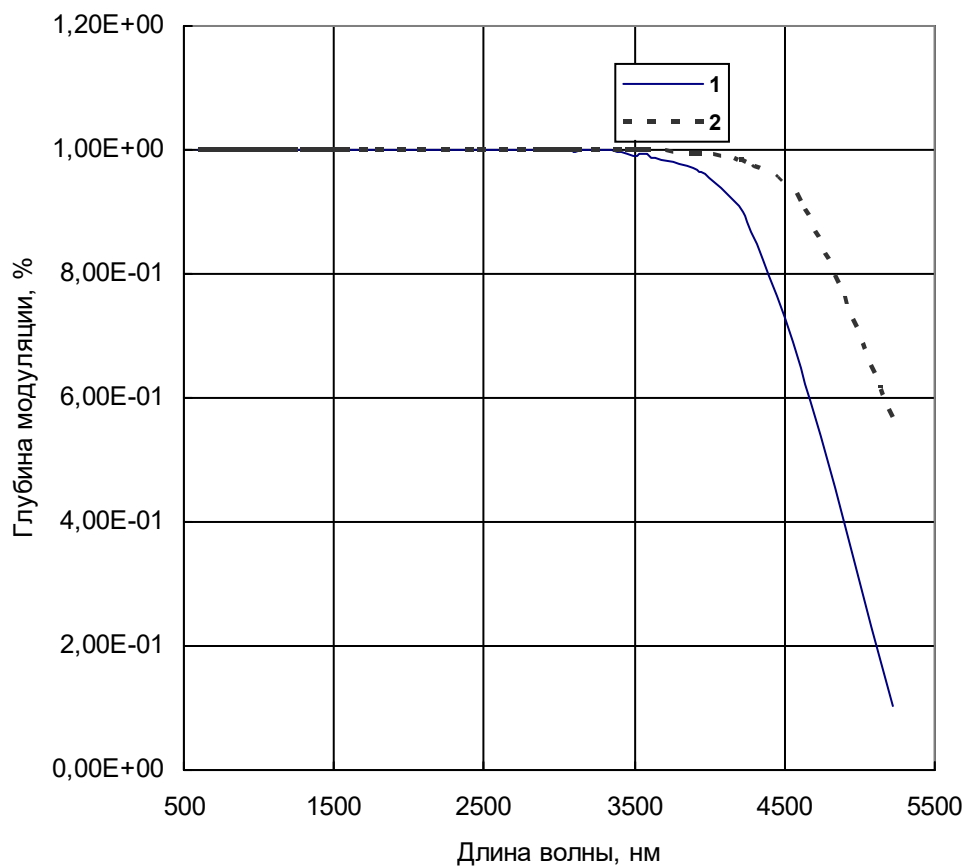


Рисунок 2.32. Зависимость глубины модуляции от длины волны

Средняя электрическая мощность $P_s=365 \text{ Вт/см} - \alpha=0.001 \text{ Вт/см}^2 \text{ К}$,
 $2 - 0.01 \text{ Вт/см}^2 \text{ К}$

Видно, что, начиная примерно от 4.9-5.2 мкм, разряд практически теряет модуляционные свойства. При этом глубина модуляции резко уменьшается при продвижении в ИК - область от длин волн около 3.5 мкм. При меньших длинах волн зависимость глубины модуляции от длины волны слабая, за исключением узких участков вблизи реабсорбированных резонансных линий. Увеличение ко-

эфициента теплоотдачи приводит к уменьшению температуры оболочек, снижению обоих составляющих в излучательной способности материала (функции Планка и коэффициента поглощения), соответственно, снижению постоянной составляющей излучения и увеличению глубины модуляции.

Масштабный вычислительный эксперимент, в ходе которого было исследовано влияние большого числа геометрических, энергетических и физических параметров ИК - излучателей на их выходные характеристики, позволяет сделать заключения о зависимости пиковой мощности излучения в заданных областях спектра (ПМИ) и глубины модуляции излучения от набора ключевых факторов.

Существенный рост ПМИ достигается при увеличении диаметра разрядного промежутка при неизменных остальных параметрах (геометрических, электрических, физических). При этом возрастание диаметра от 7 до 11 мм дает увеличение ПМИ на 20-25%, а постоянная составляющая излучения оболочек падает почти в 1.5 раза. Температурный режим работы оболочек становится более умеренным и имеется возможность увеличить мощность, вкладываемую в лампу, почти на 40% с соответствующим ростом мощности полезного сигнала. Дальнейшее увеличение диаметра разрядной трубки сохраняет тенденцию к некоторому росту ПМИ, что наводит на мысль о создании ИК - излучателей новых геометрий с развитой наружной поверхностью. Однако следует иметь в виду, что речь идет о сравнительно небольших процентах роста (до 5-7%), возможно неоправданных сложностью разработки новых конструкций.

Замена буферного газа (ксенона на криптон) при начальных давлениях, отличающихся в пределах 30-40%, не дает эффекта и приводит даже к снижению ПМИ.

Изменение тока дежурной дуги влияет на сопротивление плазменного столба, и сам процесс установления режима повторяющихся импульсов, в том числе и сложной структуры, при этом в каждом конкретном случае необходимо оптимизировать разрядный контур и состав наполнения. Определенные резервы повышения ПМИ таятся в правильном выборе формы импульса тока, для которой

предпочтительнее в энергетическом отношении быстрое нарастание в конце импульса. При высоких частотах следования импульсов (килогерцы) передний фронт излучения последующего импульса налагается на задний фронт предыдущего, в результате появляется своего рода новая постоянная составляющая излучения, и падает глубина модуляции. Реальным способом снижения длительности свечения на заднем фронте импульса является снижение давления ртути и буферного газа. Расчеты показывают, что этот способ эффективен при определенных соотношениях в количествах излучающих паров и буферного газа. Например, снижение давления ксенона в 2 раза уменьшает длительность послесвечения более чем в 1,5 раза.

Наиболее радикальным способом повышения ПМИ является переход на новые наполнения. Здесь могут оказаться перспективными электроотрицательные газы (хлор, бром) и щелочно-земельные металлы (барий). Сохраняет свою актуальность и применение активной фильтрации излучения (с помощью интерференционных покрытий).

Остановимся на постоянной составляющей излучения (ПСИ). Постоянная составляющая излучения определяется излучением оболочек, а при больших частотах также и перекрытием импульсов излучения. Заслуживают внимания несколько способов снижения постоянной составляющей излучения, обусловленной нагретыми оболочками.

На ПСИ влияют геометрические размеры оболочек (диаметры, толщины стенок, зазоры между оболочками), спектральные оптические свойства материала оболочек, состав и интенсивность тепловых нагрузок на стенку, условия охлаждения, свойства газа в зазоре между оболочками.

Относительно слабое влияние на ПСИ оказывают толщины оболочек, величины зазоров между оболочками, диаметры, состав теплопередающего газа в зазоре. Оптимизация по этим параметрам может обеспечить эффект до 10-18%. Сильное влияние на ПСИ оказывают параметры охлаждения. Изменение коэффициента теплоотдачи в 2 раза изменяет ПСИ почти на 30-50% (в зависимости от

интервала спектра). Интенсивность охлаждения может быть повышена за счет следующих мер:

а) увеличение расходов охладителя и уменьшением поперечного сечения его потока;

б) переход от продольного обдува к поперечному. Интенсивность теплообмена может быть повышена в несколько раз;

в) нанесение канавок на наружной поверхности оболочки, не ухудшающих пропускание излучения;

г) переход на конструкцию с одной оболочкой. При этом должна быть повышена стабильность охладительного тракта.

По всем перечисленным пунктам должна быть проведена оптимизация. Эффект может оказаться на уровне десятков процентов.

Понятно, что больше резервы снижения ПСИ заключены в такой характеристике материала оболочек, как коэффициент поглощения. Здесь важны как значения коэффициента в области прозрачности, так и длинноволновая граница области пропускания и степень черноты поверхности. Можно сформулировать требования к материалу, которые обеспечивают заметное снижение ПСИ (на десятки процентов). Укажем также на умеренное влияние температуры окружающей среды на основные характеристики ИК-излучателя.

Приведенные данные удовлетворительно описывают имеющийся экспериментальный материал.

ГЛАВА 3. ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ, ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И НАДЕЖНОСТЬ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ИСТОЧНИКОВ СОЭП

В главе 1 в результате проведенного анализа физического принципа постановки оптической помехи в управляющем тракте ИК ГСН определены основные требования к излучательным параметрам разрядного источника для СОЭП – это глубина модуляции, пиковая сила и длительность импульса излучения сигнала оптической помехи. Сравнительный анализ источников, излучающих в инфракрасной области, показал преимущество использования в составе СОЭП импульсных цезиевых ламп. По результатам проведенного анализа зарубежной и отечественной научно – технической литературы, удалось составить обобщенную блок – схему факторов, определяющих излучательные параметры разрядных источников для СОЭП (см. рисунок 1.25). При этом разработка математической модели в парах цезия и ртути, сформированные базы данных и реализация разработанного алгоритма вычислительного эксперимента позволили сузить исследовательское поле по оптимизации конструкции разрядного источника для СОЭП.

В итоге все факторы, определяющие характеристики импульсной газоразрядной лампы, условно можно разделить на три большие группы:

- Конструктивные особенности источника ИК излучения. В эту категорию параметров входят размеры разрядного канала и сапфировой оболочки (толщина стенки, конфигурация и т.д.), ограничивающей разряд, конструкция электродов, включая заэлектродные области, наполнение горелки (состав, масса и весовые соотношения компонентов), габариты внешней оболочки, давление и род газа - теплоносителя между оболочками и т.д.

- Характеристики цепи электрического питания лампы. В этом блоке параметров необходимо произвести выбор принципа формирования импульса тока (разрядный контур, мощный силовой выпрямитель с электронным ключом, нали-

чие дежурной дуги, методы формирования импульсно – периодической структуры импульсов и зажигания лампы и т.д.)

- Условия эксплуатации газоразрядного источника ИК излучения. В этом разделе необходимо определить влияние внешней среды и режимов эксплуатации на параметры излучения и время готовности лампы в составе СОЭП.

3.1 Влияние конструктивных характеристик импульсной газоразрядной лампы на параметры ИК излучения

В данном блоке параметров наиболее важным является состав и давления компонентов плазмообразующей среды, так как именно эти свойства определяют излучательные параметры и теплофизическое состояние разрядной лампы.

3.1.1. Спектральные характеристики и энергетический баланс излучения разрядов в парах щелочных металлов

Несмотря на расчетно – теоретическую обоснованность выбора цезиевого разряда в качестве источника инфракрасного излучения, любое научное предположение требует экспериментальной проверки. Для решения данного вопроса необходимо провести сравнительный анализ спектральных и энергетических характеристик разрядов в парах щелочных металлов Na, K, Rb и Cs.

Понятно, что наибольший интерес с точки зрения формирования помехи СОЭП представляет мощность излучения в интервале длин волн 2,0 - 5,0 мкм, но знание энергетического баланса во всем оптическом диапазоне дает возможность частично понять происходящие процессы в плазме и выработать способы управления спектральными характеристиками лампы.

Методология сравнительного анализа разрядов с различными плазмообразующими средами заключается в сопоставлении спектрально – энергетических

характеристик при работе ламп в равных эксплуатационных условиях и при одинаковых удельных электрических нагрузках. При этом нет необходимости в проведении абсолютизации спектров излучения. Наложение спектров друг на друга дает четкое представление об энергетическом преимуществе излучения исследуемого разряда в требуемом спектральном диапазоне. Данная методика справедлива только при условии идентичности режимов работы спектрального прибора (ширина входной и выходной щелей, удаленность источника от спектрометра, напряжение питания приемника и т.д.) и фотоприемного устройства (спектральная чувствительность, быстродействие и т.д.). В наших экспериментах все указанные особенности были строго учтены.

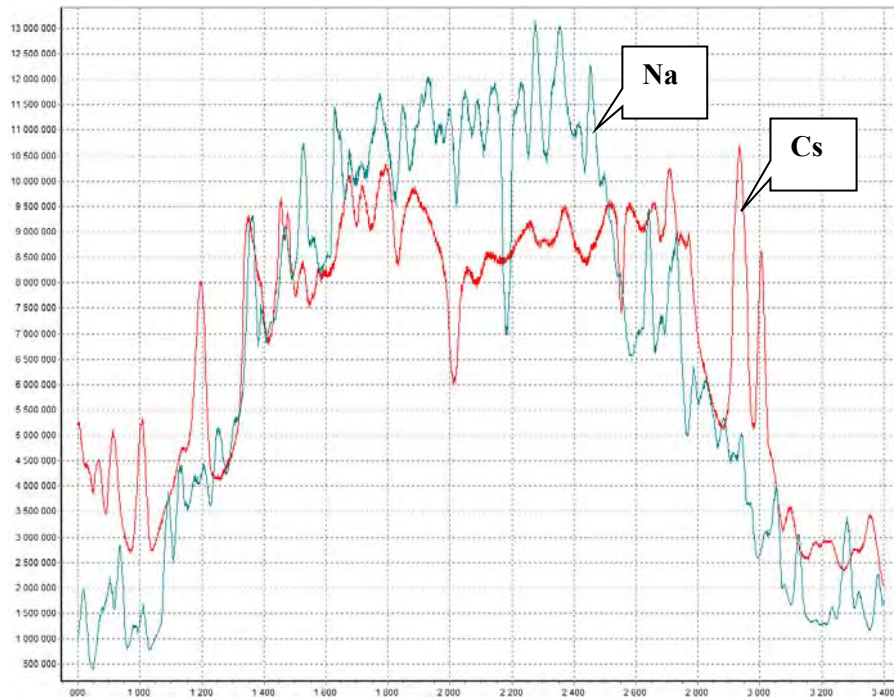
На рисунках 3.2, 3.3 и 3.4 приведены полученные нами спектральные характеристики натриевого, калиевого, рубидиевого и цезиевого разрядов. Исследуемые источники конструктивно представляли собой лампу с одной сапфировой оболочкой, с размерами разрядного канала - диаметр 7 мм и межэлектродное расстояние 90 мм. Экспериментальные лампы работали в следующих режимах:

- средняя электрическая мощность – 740 Вт;
- частота следования токовых импульсов – 425 Гц;
- напряжение на разрядных конденсаторах – 120 В;
- длительность импульса напряжения – 250 - 260 мкс.

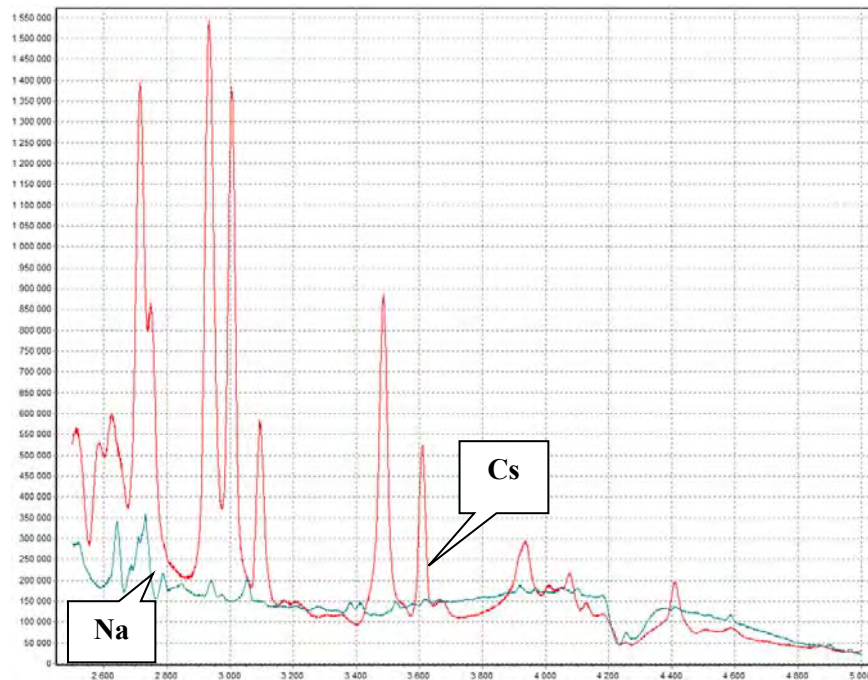
Электрическая мощность на лампе поддерживалась регулированием тока за счет подогрева холодной точки (регулировкой давления паров щелочных металлов).

Из приведенных данных следует:

- натриевый разряд высокого давления имеет явное энергетическое преимущество в спектральной области от 0,8 до 2,4 мкм в сравнении мощностью излучения цезиевой плазмы. Это связано с наличием интенсивных линий атома натрия,

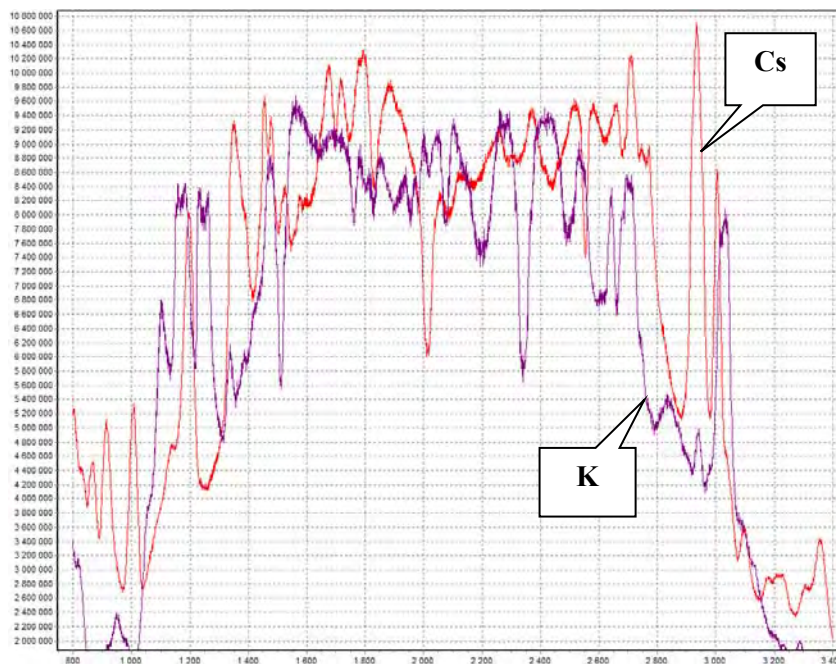


a)

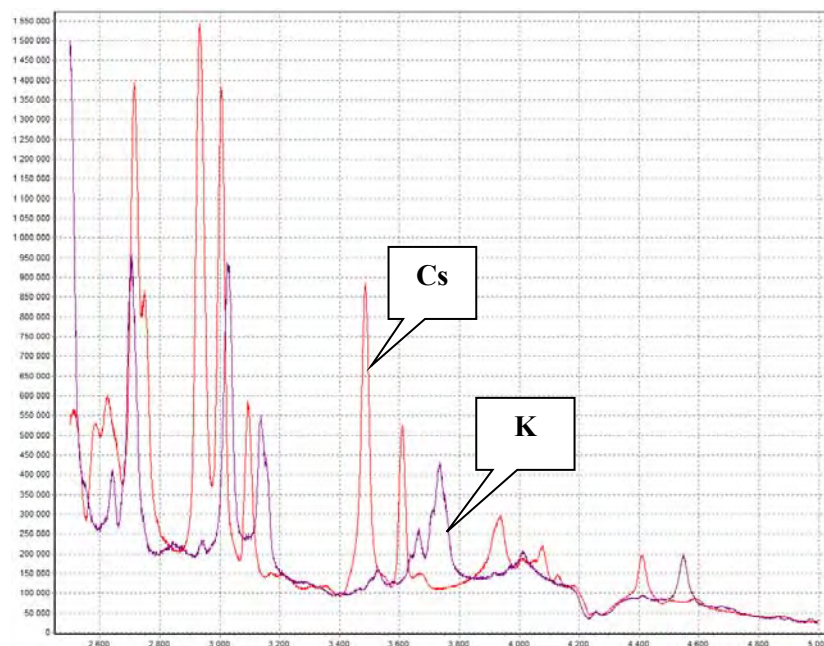


б)

Рисунок 3.2. Спектральное распределение излучения импульсного разряда в парах цезия и натрия в диапазонах длин волн 0,8 – 3,0 мкм (а) и 2,4-5,0 мкм (б)

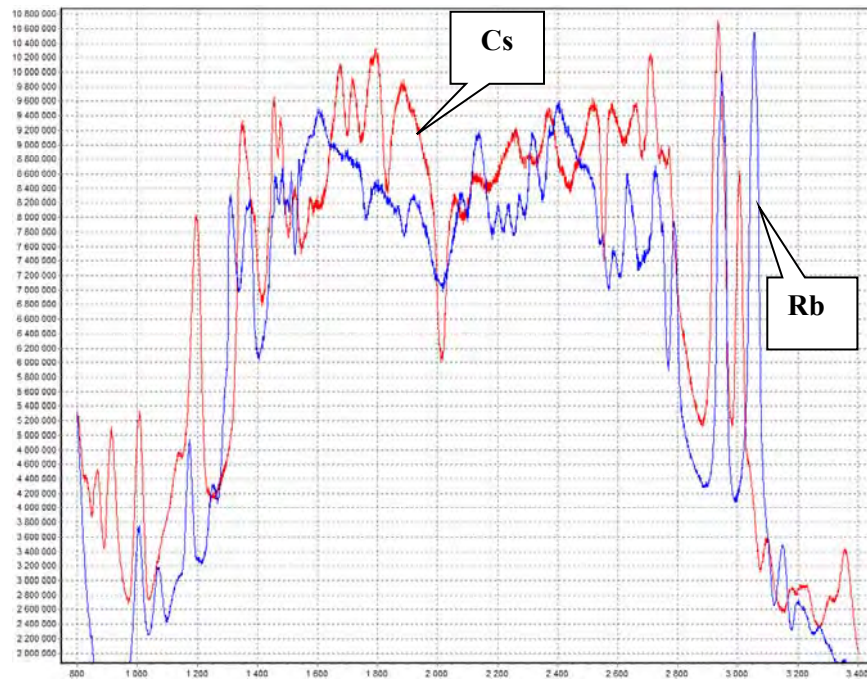


а)

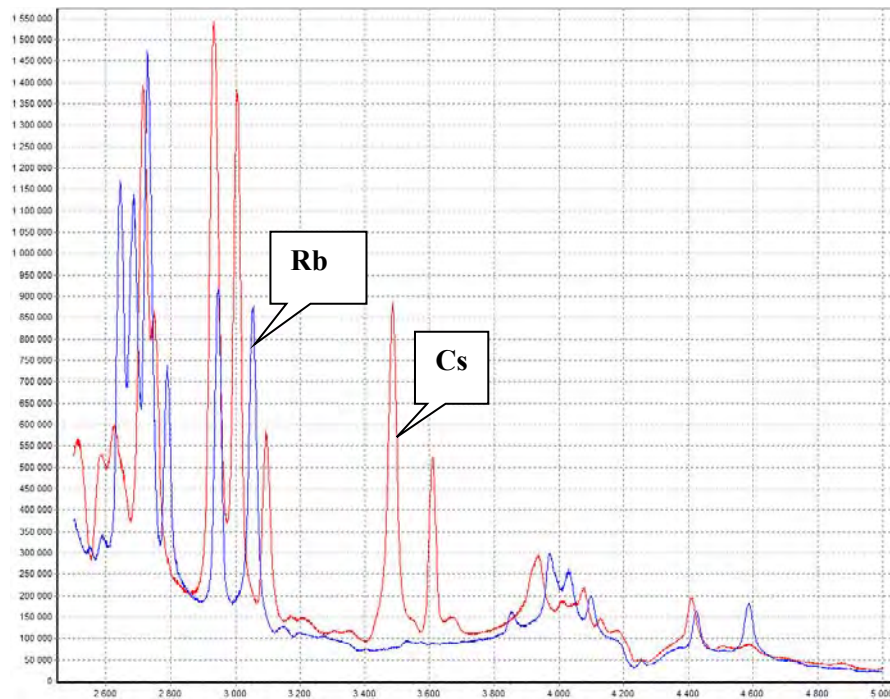


б)

Рисунок 3.3. Спектральное распределение излучения импульсного разряда в парах цезия и калия в диапазонах длин волн 0,8 – 3,0 мкм (а) и 2,4-5,0 мкм (б)



a)



б)

Рисунок 3.4. Спектральное распределение излучения импульсного разряда в парах цезия и рубидия в диапазонах длин волн 0,8 – 3,0 мкм (а) и 2,4-5,0 мкм (б)

соответствующих (рисунок 2.2 в [58]) энергетическим переходам $4^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$ (1138,24 нм и 1140,42 нм) и $4^2F_{7/2} \rightarrow 3^2D_{5/2}$ (1845,95 нм).

В диапазоне длин волн от 2,4 до 5,0 мкм наблюдается энергетическое равенство излучения континуумов обеих разрядов, но одновременно видно преимущественное излучение линий цезиевой плазмы. Таким образом, использование натриевого разряда в качестве источника инфракрасного источника для СОЭП можно исключить из рассмотрения.

- для калиевого, рубидиевого и цезиевого разрядов такой ясной картины, как у натриевого разряда, не наблюдается. Приведенные на рисунках 3.3 и 3.4 спектральные характеристики характеризуются большим количеством интенсивных линий K, Rb и Cs, суммарную мощность излучения которых в сравниваемых разрядах трудно сопоставить между собой.

Поэтому нами была предложена методика интегральной оценки спектрально – энергетической эффективности разрядных ламп для использования в СОЭП. Суть метода заключается в измерении калориметрическим приемником энергии излучения в спектральном интервале, выделенном различными оптическими фильтрами. В этом случае для определения спектральной мощности разрядной лампы необходимо знать эквивалентный телесный угол (индикатрису), энергию излучения лампы по нормали в различных интервалах длин волн и коэффициенты пропускания используемых фильтров.

Энергия некогерентного излучения лампы по нормали определялась посредством калориметрического измерителя импульсов ИМО-2Н. Этот прибор характеризуется неселективностью в широком спектральном интервале, большим диапазоном линейности, высокой воспроизводимостью и надежностью метрологических свойств. Приемник располагался перпендикулярно оптической оси лампы на расстоянии более 10 значений межэлектродного промежутка (в нашем случае расстояние между плоскостью измерительной диафрагмы и осью канала раз-

ряда лампы составляло 1,0 м). Измерительная головка ИМО-2Н была оборудована встроенной точной диафрагмой, площадь которой была равна 165 мм².

Измерение индикатрисы в относительных единицах проводилось при помощи горизонтального поворотного стола через 10°. В качестве приемника ИК излучения использовался фотодиод ФД 119 с корригирующим фильтром на диапазон 3,5-5,5 мкм, для видимого диапазона был применен фотометр Ф005. Каждая точка индикатрисы получалась путем усреднения не менее трех измерений пиковой силы излучения или освещенности.

Эквивалентные телесные углы в видимом и ИК диапазоне рассчитывались по полученным индикатрисам методом зональных телесных углов [134] с шагом линейного угла 10° по формуле:

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\pi} f(\theta) \sin \theta \cdot d\theta$$

$$\text{или } \Omega = 4\pi \sin \Delta\theta \sum_{\Delta\theta}^{\pi-\Delta\theta} f(\theta) \sin \theta,$$

где $f(\theta)$ – текущее значение индикатрисы для угла θ в относительных единицах.

По полученным индикатрисам был рассчитан эквивалентный угол Ω для видимого диапазоне - 11,01; а для средней инфракрасной области - 10,51.

Как отмечалось в главе 1, спектральный интервал оптической прозрачности сапфировой оболочки лампы распространяется от 0,2 до 6,0 мкм. При этом для задач защиты летательных аппаратов от ГСН первого и второго поколений (см. главу 1) особый интерес представляет средний ИК диапазон, начиная с 1,0 мкм. Поэтому нами использован светофильтр, представляющий комбинацию из кремниевой пластины (толщиной $h=0,5$ мм) и сапфирового окна ($h=0,4$ мм). Исследованный при помощи спектрометров ИКС – 29 и СФ – 26 коэффициент оптического пропускания указанного светофильтра составил 52,0% в диапазоне от 1,0 до 5,5 мкм. В наших экспериментах показания измерителя энергии импульсов

ИМО-2Н расчетным путем приводились к 100%-ному пропусканию спектральных фильтров.

Полученные результаты приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1

Энергетические характеристики разряда в парах щелочных металлов

Плазмообразующая среда		Натрий	Калий	Рубидий	Цезий
Средняя мощность излучения, Вт	0,4 – 1,0	220	180	172	160
	1,0 – 5,5 мкм	14	18	16	23

Как видно из приведенных в таблице 3.1 данных, наблюдается преимущество разряда в парах цезия в сравнении с другими плазмообразующими средами в части мощности инфракрасного излучения.

В главе 1 отмечалось, что одним из способов управления спектральными характеристиками разряда в парах щелочных металлов является использование комбинации нескольких компонентов наполнения лампы. Так как значения потенциалов ионизации калия (4,34 В [58]) и рубидия (4,18 В [58]) близки, то можно ожидать насыщенность инфракрасного спектра совместным излучением атомов обоих металлов. Возможно, такое конструкторское решение приведет к повышению мощности излучения во всем оптическом диапазоне.

С другой стороны, задача создания разрядного источника для СОЭП является комплексной. Остается открытым вопрос о глубине модуляции разряда в калий – рубидиевых парах. Данный параметр, в свою очередь, зависит от теплопроводности плазмообразующей смеси. Поэтому представляется научно актуальным вопрос проверки возможного преимущества разряда в смеси паров калия и рубидия перед цезиевой плазмой.

Для сравнения характеристик излучения цезиевого разряда и плазмообразующей среды на основе калия и рубидия нами были изготовлены экспериментальные образцы ламп с диаметром разрядного канала 7 мм и межэлектродным расстоянием 90 мм. Лампы работали в разрядном контуре ($C=30$ мкФ и $L = 28$ мкГн) при регулируемой средней электрической мощности от 1,0 до 2,5 кВт и различных частотах следования токовых импульсов. В качестве исследуемых параметров излучения регистрировались пиковая сила излучения и глубина модуляции. Полученные данные приведены на сводном рисунке 3.5.

Анализ приведенных результатов позволяет делать следующие выводы:

- пиковая сила излучения в обоих случаях возрастает с увеличением электрической мощности, вкладываемой в разряд. Незначительное преимущество наблюдается в случае излучения цезиевого разряда в обоих исследуемых спектральных диапазонах;

- глубина модуляции m имеет экстремум в диапазоне электрических мощностей 1,5 – 2,0 кВт. Данное явление, возможно обусловлено увеличением интенсивности излучения нагретых оболочек при повышении удельной электрической нагрузки на внутреннюю поверхность горелки в условиях постоянства параметров потока принудительного воздушного охлаждения;

- разряд в парах цезия обеспечивает лучшие модуляционные характеристики. Этот факт, предположительно, связан с более высокой электропроводностью паров цезия и меньшей теплопроводностью Cs- Hg смеси в сравнении с K – Rb – Hg комбинацией [58];

Спектральный диапазон

Частота

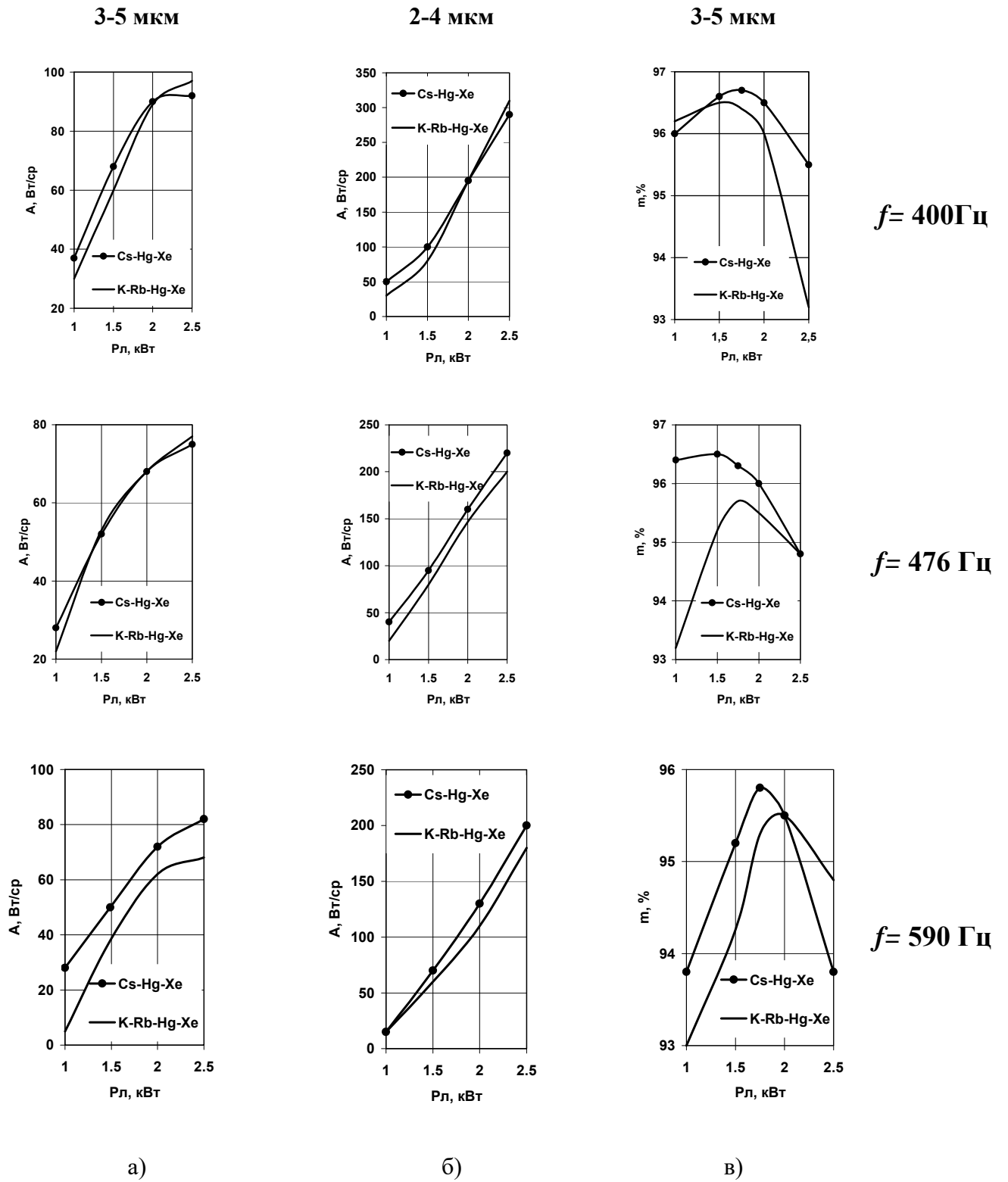


Рисунок 3.5. Зависимость пиковой силы (а, б) и глубины модуляции (в) излучения от мощности на лампе и частоты следования токовых импульсов

- из анализа зависимости пиковой силы и глубины модуляции излучения от частоты следования токовых импульсов $f_{имп.}$ (применительно к СОЭП – это несущая частота импульсов в структуре оптической помехи) следует вывод, что с ростом $f_{имп.}$ при фиксированной удельной электрической мощности плазменного столба все излучательные параметры имеют тенденцию к снижению. Можно предположить, что в случае пиковой силы излучения такая зависимость обусловлена падением энергии, вкладываемой в каждый единичный импульс. Снижение глубины модуляции с ростом $f_{имп.}$, возможно, связано с наложением «заднего» фронта предыдущего импульса на «передний» фронт последующего импульса.

Для принятия окончательного решения о составе плазмообразующей среды модулируемого источника инфракрасного излучения нами была проведена проверка эффективности введения небольшой добавки калия в цезиевый разряд. Цель такого эксперимента обогатить спектр излучения цезиевой плазмы дополнительными линиями. При этом предполагалось сохранить модуляционные характеристики, присущие разряду в парах «чистого» цезия. Сравнительный анализ исследуемых ламп проводился при работе в режимах, описанных выше в данном разделе. В наполнение цезиевой лампы дополнительно вводилось 2 мг металлического калия, остальной состав компонентов разряда сохранен без изменения.

Таблица 3.2

Характеристики излучения Cs-Xe и K-Cs-Xe разрядных ламп

Наполнение	f , Гц	A , отн. ед	m , %	$t_{0.5}$, мкс	Рл, кВт
Cs-Xe	750	33	85,5	160	1,5
K-Cs-Xe		31	82,7	180	
Cs-Xe	500	44	89,0	190	1,25
K-Cs-Xe		41	86,0	190	
Cs-Xe	390	58	89,7	170	1,56
K-Cs-Xe		51	87,3	190	

Приведенные в таблице 3.2 результаты наших исследований показали, что в случае цезиевого разряда импульс инфракрасного излучения получается более

узким (см. $t_{0,5}$ в таблице 3.2), что, вероятно, приводит к более высоким показателям пиковой силы и глубины модуляции излучения. Необходимо отметить, что поиск оптимальных конструктивных параметров, электрических характеристик и условий эксплуатации, обеспечивающих научно обоснованный компромисс между основными тремя излучательными параметрами A , m , и $t_{0,5}$ (см. рисунок 3.1), является одной из важнейших задач данной диссертационной работы.

В итоге можно сделать заключение, что полученные экспериментальные результаты подтверждают расчетные данные математической модели (см. главу 2) об эффективности использования цезий – ртутной плазмообразующей среды в импульсных разрядных инфракрасных источниках для СОЭП.

3.1.2. Влияние размеров разрядного объема на характеристики ИК излучения импульсных ламп с цезий – ртуть – ксеноновым наполнением

Конструкция разрядной лампы с двумя сапфировыми оболочками для СОЭП (рисунок 3.6) исключает возможность управления спектрально – энергетическими характеристиками путем внешних воздействий (подогрев, нанесение отражающих или просветляющих покрытий и т.д.) на элементы разрядной горелки.

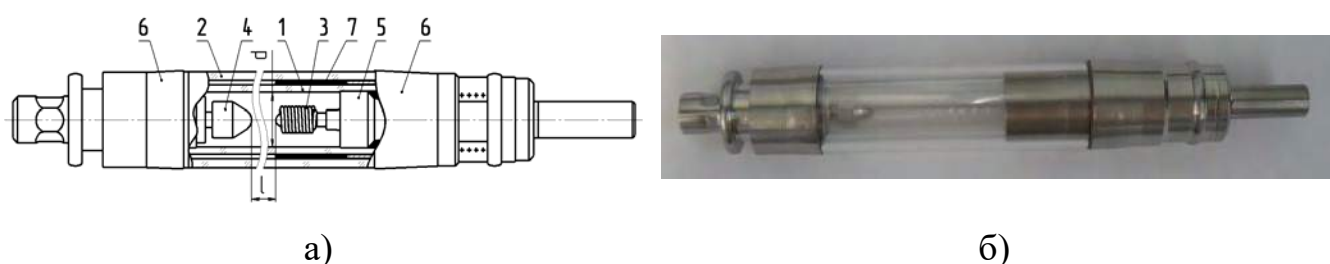


Рисунок 3.6. Рис. 1. Конструкция (а) и внешний вид (б) импульсного источника инфракрасного излучения на основе разряда в смеси цезий - ртуть – ксенон с двумя сапфировыми оболочками

1 - сапфировая разрядная трубка, 2 - сапфировый внешний баллон, 3 – катод, 4 – анод, 5 - ниобиевый колпачок, 6 – коваровые токовводы внешней колбы, 7- утепляющий титановый экран, d и l -диаметр и длина разрядного канала.

Это связано, прежде всего, с наличием наружной термостабилизирующей оболочки лампы, имеющей минимальный газонаполненный зазор с внешней поверхностью горелки. Другая сложность заключается в стремлении приблизить плазменный канал к точечному источнику излучения, что необходимо для обеспечения высокой эффективности узконаправленной оптической системы СОЭП. Поэтому перечисленные сложности приводят к необходимости повышать мощность разряда при сведении к минимуму межэлектродного расстояния. Учитывая ограничения по допустимой величине удельной электрической нагрузки на единицу поверхности сапфировой оболочки горелки не более 100 Вт/см^2

(см. главу 5) возникла необходимость в исследовании влияния диаметра разрядного канала на энергетические и модуляционные характеристики цезиевых ламп.

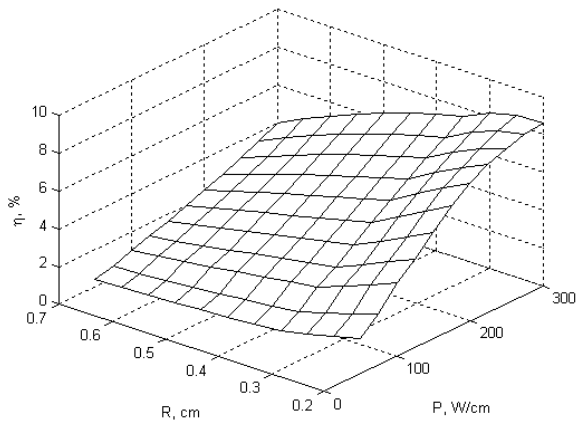
Работы по оптимизации внутреннего диаметра горелки проводились в два этапа – посредством математического моделирования (см. главу 2) и экспериментальным исследованием нескольких типоразмеров разрядной оболочки.

В качестве основного выходного параметра при реализации математической модели нами выбран КПД излучения в четырех диапазонах оптического спектра: 300- 400 нм, 400 – 800 нм, 2000 – 4000 нм и 3000 – 5000 нм. Варьируемыми параметрами при расчетах являлись радиус и удельная электрическая мощность, приходящаяся на единицу длины разрядного промежутка лампы. Полученные результаты для Cs-Hg-Хе разряда представлены на рисунке 3.7.

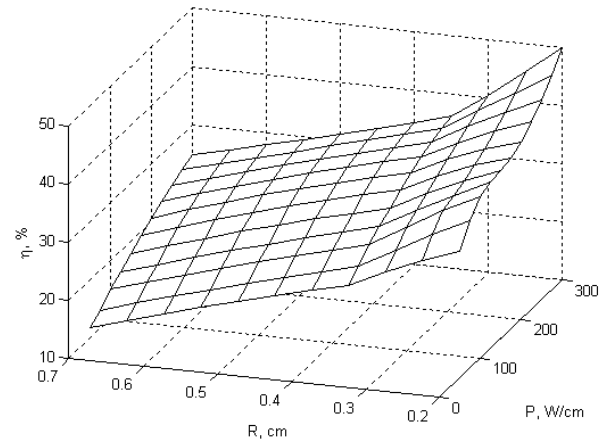
Анализ полученных зависимостей позволяет сделать следующие заключения:

- При фиксированной удельной мощности разряда увеличение радиуса плазменного канала приводит к падению КПД в синей и видимой областях спектра. Одновременно происходит рост интенсивности излучения в ИК диапазонах оптического спектра. Предположительно, данное явление связано с собственным поглощением Cs-Hg-Хе плазмы с последующим переизлучением по мере продвижения кванта от центра к периферии разрядного канала. Вторым объяснением наблюдаемого явления может служить рост интенсивности тормозного излучения электронов на атомах в «холодной» периферийной области разряда.

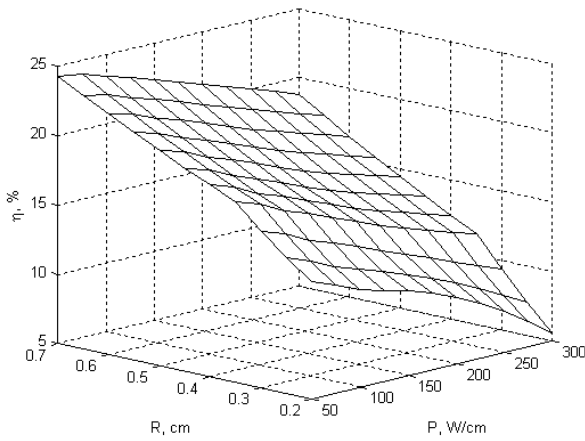
- В случае расчетных результатов влияния на КПД излучения удельной электрической мощности наблюдается противоположная тенденция. Для синей и видимой областей спектра происходит рост интенсивности излучения, для ИК областей наблюдается падение КПД. Наглядно на рисунке 3.7 в и г видно, что при радиусе плазменного канала 0,7 см увеличение удельной разряда в 6 раз



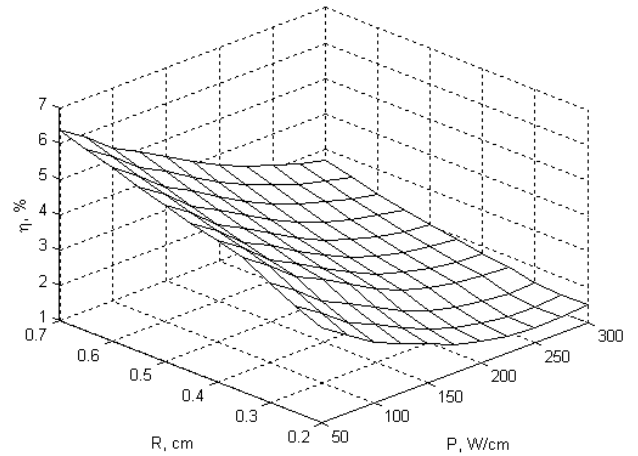
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.7. Зависимость КПД излучения разряда (Cs-Hg-Xe: 5-1-1.5) в максимуме тока в оптических интервалах спектра 300- 400 (а), 400 – 800 (б), 2000 – 4000 (в), 3000 – 5000 (г) нм

приводит к падению КПД в диапазоне 2,0 – 4,0 мкм на 5%, а в спектральном интервале 3,0 – 5,0 мкм на 3,5%.

Тем не менее, в силу перечисленных в начале данного раздела причин повышение мощности разряда является важнейшим способом достижения требуемой силы излучения оптической помехи СОЭП. В таблице 3.3 приведены расчетные результаты пиковой силы излучения для различных габаритных размеров разрядного объема в диапазоне электрических мощностей на лампе в диапазоне от 2,2 до 8 кВт. Из приведенной таблицы видно, что полученные расчетные данные A_{3-5} в случае модулируемого источника излучения для СОЭП (63 Вт/сгер) достигаются при следующих размерах разрядного промежутка: диаметр 20 мм и межэлектродное расстояние 35 мм.

Таблица 3.3

Зависимость излучательных параметров импульсной цезиевой лампы от размеров разрядного объема

$T_{об}, K$	$R, см$	$L_{мэ}=3.5 см$		$L_{мэ}=5 см$	
		$P_{ср}, кВт$	$A_{3-5} Вт/сгер$	$P_{ср}, кВт$	$A_{3-5}, Вт/сгер$
1200	0.55	2.2	37	3.2	53
	0.75	2.7	49	3.8	70
	1.0	2.9	63	4.2	90
	1.5	3.2	84	4.5	120
1300	0.55	2.6	39	3.7	58
	0.75	3.2	53	4.6	75
	1.0	3.6	67	5.2	95
	1.5	4.0	88	5.8	125
1500	0.55	3.4	42	4.9	60
	0.75	4.2	54	6.1	78
	1.0	5.1	70	7.3	100
	1.5	5.8	98	8.3	140

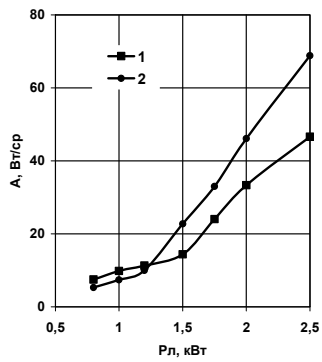
Необходимо отметить, что приведенные в таблице 3.3 результаты получены в предположении работы лампы при непрерывном следовании токовых импульсов 450 Гц. По расчетным оценкам переход к импульсно – периодической структуре токовых импульсов позволит увеличить мощность излучения в диапа-

зоне 3 – 5 мкм в 1,5 раза, что позволит уменьшить диаметр плазменного канала до 11 мм.

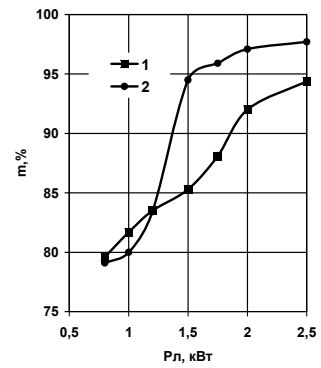
Для экспериментальной проверки сделанных предположений нами были изготовлены два типа цезий – ртуть – ксеноновых ламп с двумя сапфировыми оболочками с идентичным межэлектродным расстоянием 90 мм и диаметрами 7 и 11 мм (далее 7/90 и 11/90). Испытания ламп проводились в импульсно - периодическом режиме со средней частотой следования импульсов 425 Гц. Длительность импульса напряжения (время открытия транзисторного ключа) во всех измерениях составляла 260 мкс. Электрическая мощность на лампе регулировалась варьированием амплитуды напряжения на силовом выпрямителе для обеспечения в диапазоне удельных нагрузок от 50 Вт/см до 277 Вт/см. Лампы работали в условиях принудительного воздушного охлаждения.

В наших исследованиях регистрировались пиковая сила и длительность импульса излучения, глубина модуляции, максимальное значение импульса тока, напряжение дежурной дуги. Полученные результаты (см. рисунок 3.8) подтвердили теоретическое предположение. Лампы с диаметром разрядного канала 11 мм имеет явное преимущество перед 7/90. Анализ представленных на рисунке результатов позволяет сделать следующие заключения:

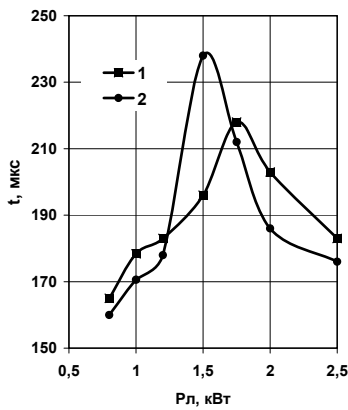
- Пиковая сила излучения (рисунок 3.8, а), начиная с определенной мощности (для 7/90 – $P_n = 1,2$ кВт, для 11/90 – $P_n = 1,5$ кВт) возрастает по закону близкому к линейной зависимости. При этом ход полученных кривых качественно совпадает с полученными на рисунке расчетными данными. Обоснование такого поведения можно найти в работе [15], где показано, что с ростом давления цезия интенсивность ИК излучения увеличивается. Как отмечалось в работе [135], качественным критерием роста давления паров щелочных металлов является увеличение напряжения дежурной дуги из рисунка 3.8, г видно, что с повышением электрической мощности, вкладываемой в разряд, $U_{д.д.}$ возрастает почти линейно. Причем давление паров в лампе 7/90 несколько выше, что связано с более высокой электрической нагрузкой на внутреннюю поверхность разрядной оболочки



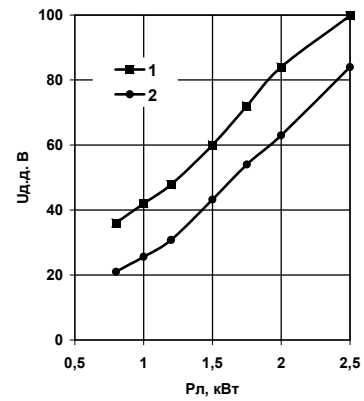
а)



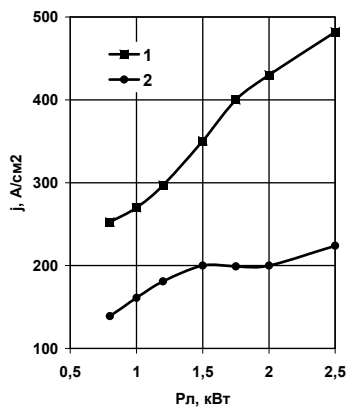
б)



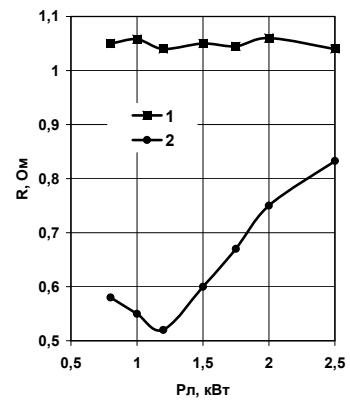
в)



г)



д)



е)

Рисунок 3.7. Зависимость от электрической мощности характеристик ламп 7/90 (1) и 11/90 (2): пиковой силы излучения (а), глубины модуляции (б), длительности импульса по уровню 0,5 (в), напряжения дежурной дуги (г), плотности тока (д), сопротивления разряда в максимуме тока (е).

(более высокой $T_{х.т.}$, см. главу 1), приводящей к росту температуры горелки по всей длине межэлектродного промежутка.

По этой причине, начиная с фиксированной мощности, зависимость глубины модуляции принимает пологую форму. Так как в наших экспериментах принудительное охлаждение имело фиксированные параметры (скорость и расход воздуха), то в некоторый момент роста $P_{л}$ наступал «паритет» между увеличением пиковой силы излучения за счет роста давления паров цезия и интенсивностью непрерывного излучения нагретой оболочки горелки, обусловленной теплопроводностью плазмообразующей среды и поглощаемым излучением. Из-за того, что у лампы 11/90 более развита внутренняя поверхность разрядной оболочки, то ее температура ниже и, следовательно, модуляционные характеристики получаются выше. Отдельного рассмотрения требует аномальное поведение сопротивления лампы 11/90 в максимуме тока. Учитывая, что весовой состав наполнения обеих ламп примерно одинаков ($Cs : Hg = 1:1$), то, предположительно, ход представленных на рисунке кривых можно объяснить также тепловым состоянием разрядной оболочки. Дело в том, что температура образующейся в лампе амальгамы при одной и той же электрической мощности различна. Следовательно, давление компонентов в разряде отличается. Поэтому в случае равномерно прогретой горелки лампы 7/90 у разряда наблюдается стабильное сопротивление, хотя общее давление смеси паров растет (см. рисунок 3.8, г). В то время как в случае лампы 11/90 вплоть до мощности 1,5 кВт нами визуально наблюдался сложный процесс кипения амальгамы за катодом. Поэтому можно предположить, что полученная зависимость проводимости плазмы обусловлена изменением соотношения давления паров цезия и ртути над жидкой амальгамой.

В заключение данного раздела можно сделать вывод, что одновременное повышение электрической мощности лампы и диаметра разрядного канала (до 20 мм и выше) приводит к увеличению пиковой силы излучения в среднем инфракрасном диапазоне. Тем не менее, при рассмотрении совокупности всех

эксплуатационных требований (механическая прочность, предельные электрические нагрузки и т.д.) к инфракрасному источнику для СОЭП на сегодняшний день такое решение неприемлемо. Это связано со структурным совершенством сапфировых труб и, как следствие, с надежностью лампы. Согласно [136], для получения сапфировых труб наружным диаметром более 20 мм необходимо производить точечное «затравливание» с дальнейшим разрачиванием кристалла вплоть до полного замыкания профиля. При такой технологии [136] обычно возникающие в области «затравливания» границы блоков с большим углом разориентации (до 3°) не успевают выклиниваться, наследуются растущим кристаллом с последующим интеркристаллическим разрушением по этим границам. Дополнительно, необходимо отметить, что в процессе роста сапфировых труб большого размера [136] возникают полосы скольжения, двойниковые прослойки и т.д. Все перечисленные дефекты при увеличении внутреннего сапфировой диаметра трубы более 11 мм приводят к снижению прочности сапфировых оболочек ламп.

По этой причине наши дальнейшие исследования были направлены на разработку модулируемого инфракрасного источника для СОЭП с внутренним диаметром разрядной оболочки до 11 мм, изготовленной по отработанной технологии кольцевого «затравливания» сапфировой трубы.

3.1.3. Расчетно – экспериментальные исследования связи давления паров наполнения с параметрами источника ИК излучения

Необходимость определения давления рабочего наполнения в разряде надо рассматривать, исходя из двух аспектов. Во – первых, существует прямая связь давления паров металлов с излучательными и электрическими характеристиками плазмы. Во – вторых, в реальных условиях эксплуатации (принудительное или естественное охлаждение, температура окружающей среды, влияние отражающей системы и т.д.) характеристики лампы могут существенно отличаться от прогнозируемых величин. Поэтому вопрос разработки метода расчета давления компонентов плазмообразующей среды в конкретном конструктивном исполнении лампы и условиях эксплуатации является актуальным.

3.1.3.1. Термодинамика испарения амальгамы цезия в разрядном объеме

В упрощенном варианте лампу с щелочными добавками можно представить как разрядный объем, сообщающийся с резервуаром, в котором располагается излучающая металлическая добавка (ртуть, щелочной металл) в конденсированном состоянии [58, 61]. При работе разрядного источника происходит подогрев резервуара до определенной температуры (температура холодной точки - $T_{х.т.}$) и металл заполняет плазменный канал.

Для случая однокомпонентного наполнения в соответствии с правилом фаз Гиббса двухфазная равновесная система жидкий металл – пар обладает только одной степенью свободы. Поэтому задание одного параметра однозначно определяет значения всех остальных характеристик системы, в том числе и давления паров. Связь между параметрами состояния однокомпонентной двухфазной системы на линии раздела фаз жидкость – пар определяется классическим уравнением Клапейрона – Клаузиуса [137], из которого следует, что непосредственное регу-

лирование температуры системы «жидкость – пар» однозначно определяет давление паровой фазы.

Как было показано выше, в конструкции разрядного источника инфракрасного излучения для СОЭП требуется в качестве второго компонента наполнения использовать ртуть.[58, 61]. В разработанной нами технологии элементы наполнения вводятся в разрядную трубку в виде несвязанных металлов, которые при дальнейшей технологической термообработке образуют между собой соединение (амальгаму) [138]. При образовании однородного сплава двух металлов увеличивается число переменных, определяющих состояние равновесия системы. Так в работе [139] показано, что при одинаковых температурах давление ртути над амальгамой на порядок ниже, чем над чистой ртутью.

В нашем случае давление насыщенного пара одного металла, так же как и общее давление, зависит не только от температуры, но и от состава амальгамы, т.е $P_{me} = f(T, r)$, где r – молярная доля данного металла в сплаве; P_{me} – давление насыщенного пара данного металла над соединением.

Дополнительное соотношение между давлением насыщенного пара металла и его концентрацией в амальгаме устанавливается закономерностями идеальных растворов (законом Рауля):

$$P_A = P_{0A} \cdot r_A \quad \text{и} \quad P_B = P_{0B} \cdot r_B,$$

где P_{0A} , P_{0B} – давление насыщенного пара над чистыми металлическими компонентами A и B .

В реальных металлических растворах обычно имеют место отклонения от линейной зависимости между давлением пара и составом амальгамы, что обусловлено различием в энергиях взаимодействия между частицами, составляющими сплав.

В случае отклонения от закона Рауля для идеальных растворов необходимо заменить концентрации активностями и вводить коэффициенты активности u_i каждого компонента:

$$P_i = a_i P_{0i}; \quad a_i = y_i r_i.$$

3.1.3.2. Математическая модель расчета давления компонентов над амальгамой цезия

Приведенные выше уравнения построены на допущении, что весь разрядный объем, включая холодную точку, имеет одинаковую температуру. Однако в реальных источниках излучения при работе наблюдается градиент температуры как по радиусу, так и вдоль разрядного канала (см. главу 4). Кроме этого заэлектродные области (балластные объемы) существенно влияют на теплофизическое состояние плазменного столба.

Исходя из сказанного, сформируем систему уравнений, реализация которой позволит произвести расчет давления компонентов над амальгамой в реальном разрядном источнике. В качестве примера рассмотрим амальгаму щелочного металла, но разработанная расчетная модель может быть распространена на двухкомпонентные смеси различных щелочных металлов, если они образуют соединения и их свойства подчиняются закону Рауля [137].

В ходе испарения амальгамы объём лампы заполняется парами щелочной добавки и ртути, а при достаточном количестве вводимого вещества устанавливается динамическое равновесие жидкой и парообразной фаз. При этом реализуются такие давления пара щелочного металла P_m и ртути $P_{рт}$, которые определяются температурами в разрядном T_p и заэлектродном T_l объёмах, размерами этих объёмов V_p , V_l , исходным содержанием компонент в амальгаме g_m^o и $g_{рт}^o$ и весом амальгамы G . В процессе испарения весовое содержание компонент в амальгаме вследствие большой летучести паров ртути меняется и в равновесии доли компонент в амальгаме становятся другими (g_m и $g_{рт}$), отличными от начальных значений g_m^o и $g_{рт}^o$.

Для исследования влияния различных параметров на давление паров щелочной добавки и ртути была составлена система уравнений.

$$G_{\text{м}} + G_{\text{рт}} + G_{\text{ам}} = G \quad (3.1)$$

$$G_{\text{м}} = \frac{P_{\text{м}} \cdot V_{\text{п}}}{R_{\text{м}} \cdot T_{\text{п}}} + \frac{P_{\text{м}} \cdot V_{\text{л}}}{R_{\text{м}} \cdot T_{\text{л}}} \quad (3.2)$$

$$G_{\text{рт}} = \frac{P_{\text{рт}} \cdot V_{\text{п}}}{R_{\text{рт}} \cdot T_{\text{п}}} + \frac{P_{\text{рт}} \cdot V_{\text{л}}}{R_{\text{рт}} \cdot T_{\text{л}}} \quad (3.3)$$

$$P_{\text{м}} = P_{\text{м}}^{\circ} \cdot r_{\text{м}} \quad (3.4)$$

$$P_{\text{рт}} = P_{\text{рт}}^{\circ} \cdot r_{\text{рт}} \quad (3.5)$$

$$r_{\text{м}} + r_{\text{рт}} = 1 \quad (4.6)$$

$$g_{\text{м}} = \frac{G \cdot g_{\text{м}}^{\circ} - G_{\text{м}}}{G_{\text{ам}}} \quad (3.7)$$

Введём дополнительные соотношения, связывающие мольные и весовые доли компонент в амальгаме в рабочем состоянии лампы:

$$r_{\text{м}} = \frac{g_{\text{м}}}{g_{\text{м}} + (1 - g_{\text{м}}) \frac{\mu_{\text{м}}}{\mu_{\text{рт}}}} \quad (3.8)$$

$$r_{\text{рт}} = \frac{1 - g_{\text{м}}}{\frac{\mu_{\text{рт}}}{\mu_{\text{м}}} g_{\text{м}} + (1 - g_{\text{м}})} \quad (3.9)$$

В выражениях (3.1 – 3.9) приняты следующие обозначения:

$G_{\text{м}}$, $r_{\text{м}}$ и $G_{\text{рт}}$, $r_{\text{рт}}$ - вес пара и мольные доли щелочного металла и ртути, соответственно, в амальгаме массой $G_{\text{ам}}$ при работе лампы;

$\mu_{\text{м}}$, $\mu_{\text{рт}}$ - молекулярные массы;

$R_{\text{м}} = R_{\circ} / \mu_{\text{м}}$; $R_{\text{рт}} = R_{\circ} / \mu_{\text{рт}}$ - газовые постоянные;

R_o - универсальная газовая постоянная;

V_p, V_l - объёмы разрядного промежутка и заэлектродных областей;

P^o_m, P^o_{pm} - давление насыщенных паров излучающей добавки и ртути, как индивидуальных веществ.

Преобразование выражения (3.2) с учётом (3.4) и (3.8) позволяет рассчитать массу пара щелочного металла при рабочих давлениях:

$$G_m = D \cdot \frac{g_m}{g_m + (1 - g_m) \frac{\mu_m}{\mu_{pm}}}, \quad (3.10)$$

где
$$D = \frac{P^o_m \cdot V_p \cdot \mu_m}{R_o} \left(\frac{1}{T} + \frac{a_1}{T_1} \right) \text{ и } a_1 = \frac{V_l}{V_p}$$

Для массы пара ртути из уравнения (4.3) путём подстановки выражений (3.5) и (3.9) получаем:

$$G_{pm} = G_m \cdot \frac{P^o_{pm}}{P_m} \cdot \frac{(1 - g_m)}{g_m} \quad (3.11)$$

Подробно решение уравнения (3.1), с учётом полученных значений G_m, G_{pm} , рассмотрено в работе автора диссертации [140].

В случае работы в ненасыщенных парах, то есть в условиях отсутствия амальгамы, система уравнений (3.1)-(3.9) упрощается:

$$G_m + G_{pm} = G$$

$$G_m = \frac{P_m \cdot V_p \cdot \mu_m}{R_o} \cdot \left(\frac{1}{T_p} + \frac{a_1}{T_1} \right) \quad (3.13)$$

$$G_{pm} = \frac{P_{pm} \cdot V_p \cdot \mu_{pm}}{R_o} \cdot \left(\frac{1}{T_p} + \frac{a_1}{T_1} \right) \quad (3.14)$$

В свою очередь для ненасыщенных паров справедливы формулы $G_m = G \cdot g_m^o$, $G_{pm} = G \cdot g_{pm}^o$, подстановки которых в (3.13) и (3.14) дают следующие значения давлений плазмообразующих компонентов:

$$P_m = \frac{G \cdot g_m^o \cdot R_o}{V_p \cdot \mu_m} \cdot \frac{1}{d} \quad (3.15)$$

$$P_{pm} = \frac{G \cdot g_{pm}^o \cdot R_o}{V_p \cdot \mu_{pm}} \cdot \frac{1}{d}, \quad \text{где } d = \frac{1}{T_p} + \frac{a_1}{T_1}$$

Таким образом, приведённые выше выражения позволяют прогнозировать давление добавок в зависимости от конструктивных характеристик лампы (диаметр, межэлектродное расстояние, заэлектродный объём, температура холодной точки, вес амальгамы и т.д.). Алгоритм проведения расчётов рассмотрен автором диссертации в работе [140].

3.1.3.3. Расчетные исследования факторов, определяющих давление паров цезия и ртути над амальгамой

Проведем расчет и анализ полученных зависимостей на примере разрядного источника для СОЭП узконаправленного действия. В качестве исходных данных при расчете таких ламп приняты следующие исходные данные:

Размеры разрядного канала: $d=11,0$ мм и $l=35$ мм (далее лампа 11/35);

Масса амальгамы 10 мг;

Молекулярные массы и цезия, соответственно, 133,0 и 200,0

Давления насыщенных паров чистых компонентов над собственным расплавом взяты из литературных источников [141, 142]. Температуры самой холод-

ной точки варьировалась в диапазоне от 723 К до 923 К, осевая температура разряда от 4500 К до 6500 К, температура заэлектродного объема от 1000К до 2500 К.

В результате реализации сформированной модели расчета давления насыщенных паров над амальгамой (уравнения 1-11) получены графические зависимости, представленные на рисунке 3.9 – 3.11.

На рисунке 3.9 показана зависимость давления насыщенных паров ртути в разрядной цезиевой лампе 11/35 от массы (дозировки) амальгамы. При расчетах принималось, что соотношение концентрации в исходной амальгаме ($Cs:Hg = 0,2:0,8$) для любой дозировки остается неизменным. Из приведенных данных следует, что $P_{рт}$ возрастает по близкой к линейной зависимости и при трехкратном увеличении массы соединения происходит возрастание давления ртути в три раза. При этом давление насыщенных паров Cs хотя и незначительно, но снижается (от 40,0 до 43,9 кПа). Расчеты показывают, что при работе лампы в номинальном режиме, т.е. при фиксированной $T_{х.т.}$, с различной дозировкой амальгамы состав соединения меняется. Процентное содержание цезия в разогретой амальгаме возрастает, а ртути уменьшается. Это связано с более высоким коэффициентом активности Hg. Если весовое содержание Cs в исходной дозировке лампы увеличить, то можно изменить картину в разрядном объеме. Давление насыщенного пара ртути упадет, а цезия поднимется от 33,25 до 49,2 кПа. Как уже отмечалось выше, основным фактором, определяющим давление компонента в разрядном объеме лампы, является температура сплава. При этом наблюдается связь как с массой амальгамы, так и с соотношением компонентов в исходном соединении. На рисунке 3.10 приведена графическая зависимость давления насыщенного пара цезия от температуры холодной точки. Видно, что рост $P_{цез.}$ носит экспоненциальный характер, а $P_{рт}$ (на рисунке 3.10 не показано) остается практически неизменным. Это очень важный результат для конструирования источников излучения в среднем ИК диапазоне. Известно [58], что ртуть в разрядных лампах способствует снижению удельных потерь в разрядном столбе, так как имеет низкую теплопроводность.

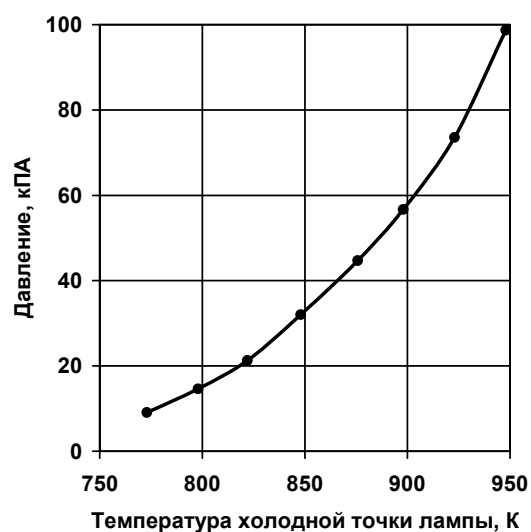
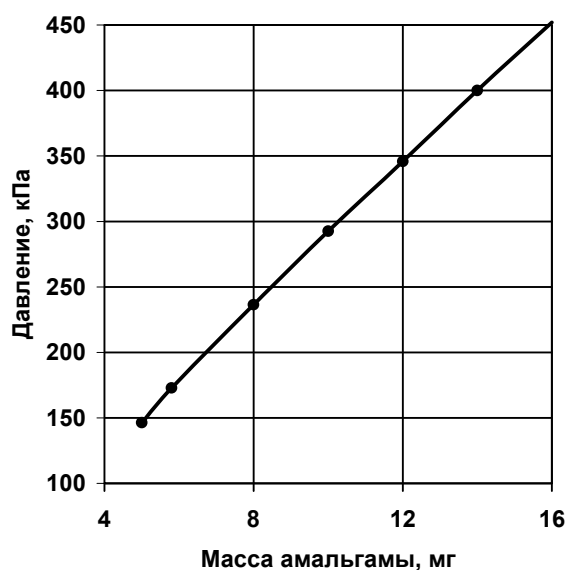
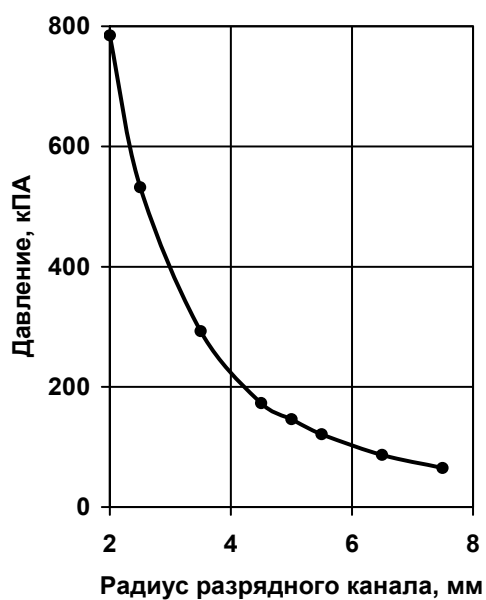
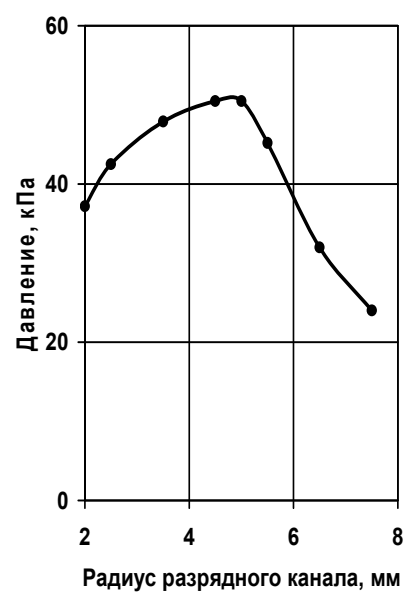


Рисунок 3.9. Зависимость давления насыщенных паров ртути в разрядной Cs – Hg – Xe лампе 11/35 от массы амальгамы

Рисунок 3.10. Зависимость давления насыщенных паров цезия в разрядной Cs – Hg – Xe лампе 11/35 от T_{xm}



а)



б)

Рисунок 3.11. Зависимость давления насыщенных паров ртути (а) и цезия (б) в разрядной Cs – Hg – Xe лампе 11/35 от радиуса разрядного канала

Кроме этого, в силу более высокого потенциала ионизации Hg, в сравнении с цезием, этот металл не участвует в излучении разряда, но способствует стабилизации теплофизического состояния плазмы. С другой стороны, как следует из [15], рост давления насыщенного пара цезия приводит к повышению силы излучения разряда в среднем ИК диапазоне. Это обусловлено увеличением вероятности свободно-связанных и свободно-свободных переходов в плазмообразующей среде. Поэтому повышение температуры холодной точки разрядного ИК источника является актуальной конструкторской задачей.

Ранее в разделе 3.2 было показано, что при фиксированной электрической мощности лампы увеличение радиуса разрядного канала приводит к повышению выхода излучения в среднем ИК диапазоне. Это объяснимо следующими доводами. Коэффициент оптического поглощения Cs-Hg-Xe плазмы k_ν в ближней ИК области спектра достаточно высок [57], поэтому разряд излучает в этом диапазоне спектра относительно тонким поверхностным слоем. Следовательно, увеличивая радиус разряда, мы развиваем светящуюся поверхность, и как следствие, суммарный поток излучения. Однако, как следует из полученных в данной работе результатов (рисунки 3.11 и 3.12), давление паров ртути и цезия зависит от объема разрядного канала. При неизменной дозировке и составе амальгамы с увеличением радиуса наблюдается снижение давления насыщенных паров ртути. Это объясняется тем, что в силу высокого коэффициента активности ртути, при $T_{x.m.} = 973$ К в разряде находится фиксированная масса паров ртути, а увеличение внутренней поверхности разрядного канала приводит к снижению давления. В то же время цезий с более низкой активностью продолжает заполнять рабочий объем лампы до момента (в нашем случае $r=0,45$ мм), когда наблюдается переход разряда в ненасыщенных парах. Поэтому для повышения выхода излучения в среднем ИК диапазоне необходимо с увеличением радиуса плазменного столба повышать массу дозировки и увеличивать концентрацию цезия в амальгаме.

В данном разделе показано, что для увеличения выхода излучения в среднем ИК диапазоне, необходимо:

- Нарастивать температуру холодной точки разрядной лампы;
- Повышать радиус разрядного канала при одновременном увеличении массы амальгамы и весовой доли металлического цезия в этом сплаве.

Разработанная методика расчета давления насыщенных паров в разрядном канале источников излучения может быть использована для различных двухкомпонентных наполнений разрядных ламп, при условии выполнения закона Рауля.

3.1.4. Экспериментальные исследования влияния температуры холодной точки газоразрядной лампы на характеристики ИК излучения.

Как следует из предыдущего раздела, в качестве способа увеличения пиковой силы излучения предполагается повышение температуры холодной точки, которая конструктивной располагается за катодом [59, 60]. Повышение $T_{x.m.}$ можно реализовать двумя путями. Во - первых, посредством искусственного подогрева катодного узла специальным нагревателем [143], во - вторых, увеличением температуры самого катода за счет роста электрической мощности разряда [58].

Для определения приоритетного влияния указанных способов увеличения эффективности лампы, нами была собрана экспериментальная установка, позволяющая регулировать температуру холодной точки (см. рисунок 3.12) путем подогрева специальным нихромовым нагревателем 5 и контролировать $T_{x.m.}$ при помощи хромель - алюмелевой термопары 7. В лампе умышленно применен максимально удаленный от рабочей части катода 2 откачной штенгель, в котором конденсировалась амальгама цезия. Горелка лампы 1 располагалась во внешней оболочке (на рисунке не показана), которая охлаждалась направленным потоком воздуха.

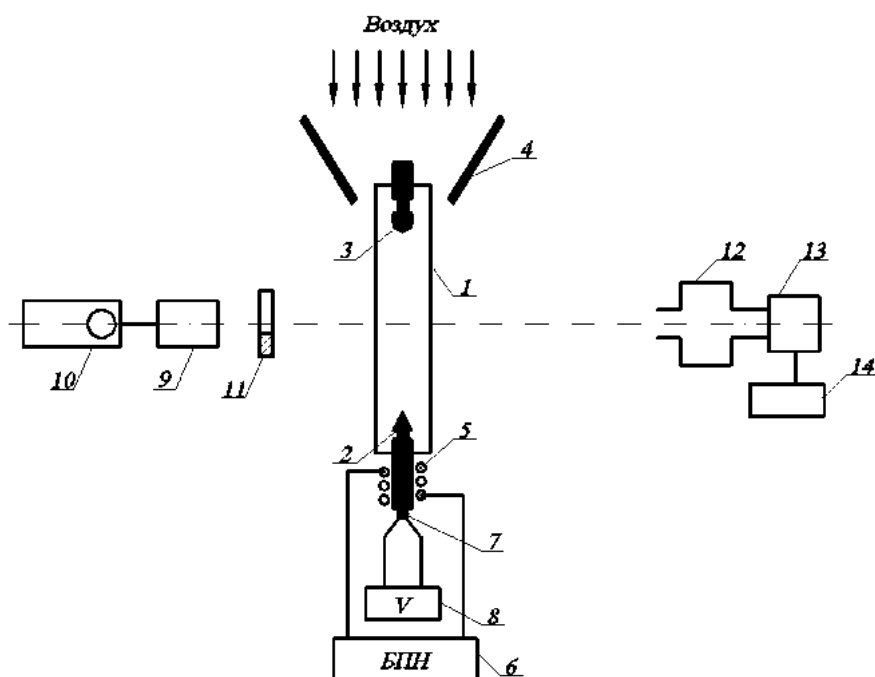


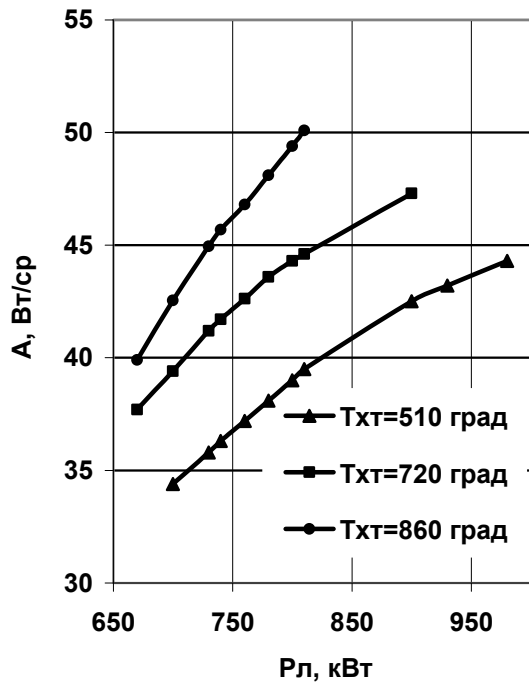
Рисунок 3.12. Блок – схема экспериментальной установки для исследования излучательных характеристик цезиевой лампы в зависимости от температуры холодной точки.

1 - исследуемая лампа, 2 - катодный узел, 3 - анодный узел, 4 - конфузور, 5 - нагреватель, 6 - регулируемый блок питания, 7 - хромель-алюмелевая термопара, 8 - милливольтметр, 9 - фотоприемник ФД-119, 10 – осциллограф, 11 - механический модулятор, 12 - монохроматор МДР-206, 13 - фотоприемное устройство на основе кремниевого фотодиода, 14 - персональный компьютер.

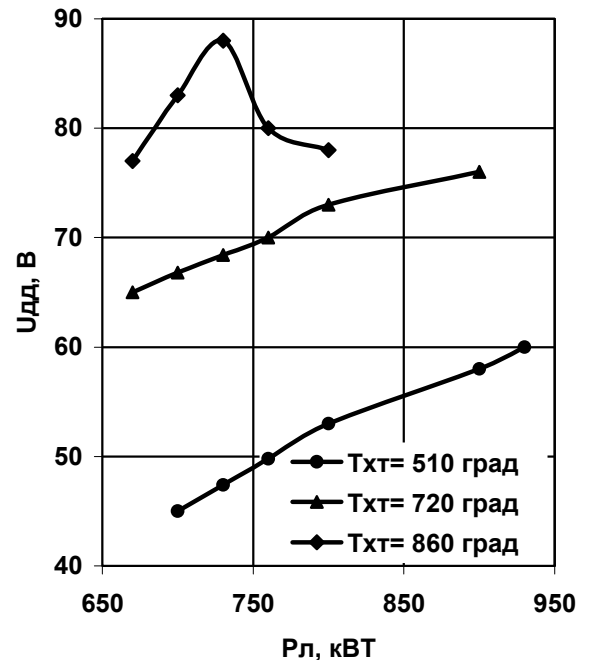
В качестве контролируемых излучательных и электрических параметров использовались пиковое значение и длительность импульсов тока и излучения, напряжение дежурной дуги, спектральные характеристики в области резонансных линий цезия. Регулирование электрической мощности на лампе осуществлялось изменением величины и длительности импульса напряжения.

Полученные результаты показаны на рисунке 3.13. Как видно из приведенных зависимостей при стабилизации температуры откачного штенгеля увеличение мощности разряда приводит к росту пиковой силы излучения лампы. Причем

аналогичная ситуация наблюдается с ростом температуры при фиксированной электрической мощности разряда.



а)



б)

Рисунок 3.13. Зависимость пиковой силы излучения (а) и напряжения дежурной дуги (б) от электрической мощности лампы для различных температур холодной точки

Можно предположить, что полученный результат связан с перемещением месторасположения холодной точки вдоль штенгеля при изменении одного из воздействующих факторов (температура нагревателя, мощность лампы). Из рисунка 3.13 б, следует, что оба фактора приводят к росту напряжения дежурной дуги и, как следует из работы [135], к росту давления паров цезия. Наличие экстремума на зависимости $U_{д.д.} = f(P_{л})$ при $T_{х.т.} = 860^{\circ}\text{C}$ связано, скорее всего, с переходом режима работы лампы к разряду в ненасыщенных парах. Так как в источнике питания лампы применен стабилизатор тока дежурной дуги, то после полного ис-

парения амальгамы концентрация цезия (электронов) стабилизируется и для поддержания фиксированного значения тока требуется меньшее напряжение.

Таким образом, главным выводом из рассмотрения экспериментальных результатов является тот факт, что увеличение давления паров приводит к росту пиковой силы излучения разрядного источника в ИК области спектра. По этой причине, используя полученные расчетным путем зависимости, приведенные на рисунке 3.13, свидетельствуют о необходимости увеличения массы амальгамы с повышенным содержанием цезия в ее составе.

Полученные в данном разделе расчетные и экспериментальные результаты позволили сузить поиск оптимального наполнения целого типоряда цезиевых ламп с двумя сапфировыми оболочками, предназначенных для систем всеракурсного и узконаправленного оптико - электронного противодействия [25].

3.1.4. Выбор рода газа - теплоносителя между сапфировыми оболочками импульсной газоразрядной лампы

Математическая модель и проведенный вычислительный эксперимент показали, что в лампе с двумя сапфировыми оболочками, основные потери тепла происходят в газовом зазоре между коаксиально расположенными цилиндрическими стенками разрядной трубки и внешней колбы. Расчеты показывают, что при изменении удельной электрической мощности от 155 до 1100 Вт/см температура поверхности разрядной трубки в центре разрядного промежутка изменяется от 1000К до 2250К. Данный результат имеет важное значение при конструировании разрядных источников для СОЭП, так как глубина модуляции (m) определяется излучением нагретой сапфировой оболочки разрядной трубки и, следовательно, чем выше ее температура, тем меньше m . Поэтому вопрос теплопроводности газового наполнения между оболочками имеет особую актуальность.

С учетом диапазона рабочих температур в зазоре необходимо проанализировать химические и физические свойства планируемых к использованию веществ. Во - первых, требуется теоретически изучить как химическая активность наполняющего газа повлияет на свойства конструкционных материалов (ниобий, титан, медь, сплав 29НК), применяемых в горелке и внешней оболочке. Во - вторых, с физической точки зрения важно понять и экспериментально проверить влияние рода газа - теплоносителя на излучательные (пиковая сила и глубина модуляции) и эксплуатационные характеристики (зажигание, срок службы) характеристики лампы. Таким образом, при выборе газа - теплоносителя необходимо исходить из химического и физического аспектов анализа (см. рисунок 3.14).

3.1.4.1. Химический аспект выбора рода газа - теплоносителя

Излучающая горелка, которая представляет собой сапфировую трубку, с впаянными с двух сторон ниобиевыми электродными узлами, располагается во внешней корундовой оболочке и электрически соединяется пружинистыми молибденовыми контактами с коваровыми (29НК) колпачками [144].

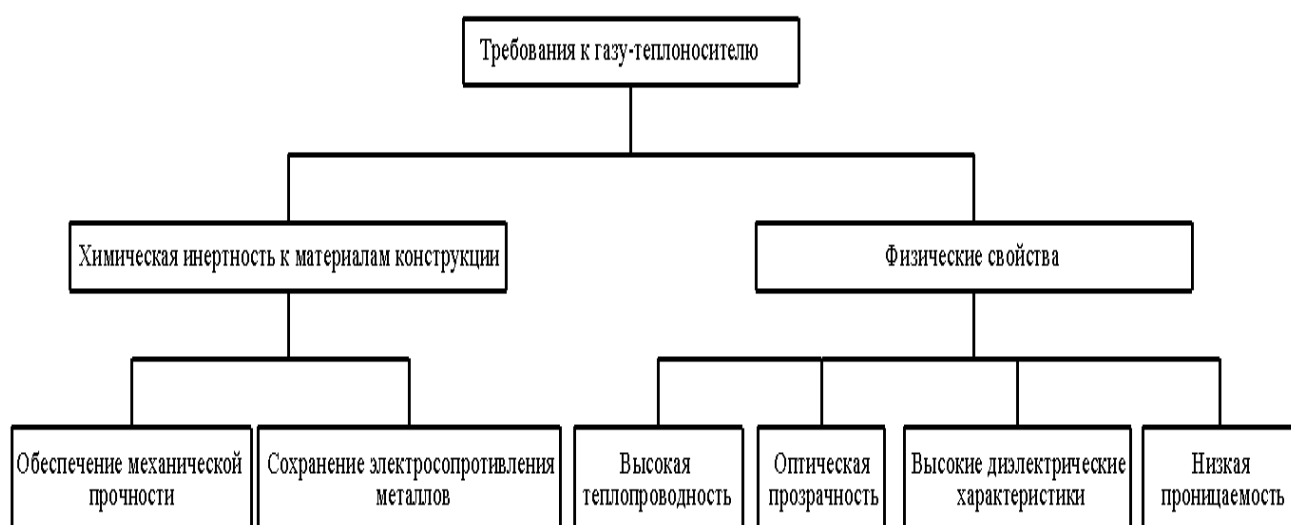


Рисунок 3.14. Требования к физическим и химическим свойствам газа - теплоносителя

Зазор между оболочками обеспечивается посредством закрепленного на катодном узле центрирующего титанового экрана и заполняется газом-теплоносителем через медный штенгель. При работе лампы детали центрирующей арматуры нагреваются до следующих температур: ниобиевый токоввод - 850 - 900°C, титановая втулка и молибденовые контакты - 800°C, коваровые колпачки - 250-300°C, медный штенгель - 150°C.

В настоящее время в технологии газоразрядных приборов практическое применение получили следующие газы: кислород, азот, водород, углеродсодержащие и инертные газы (He, Ne, Ar, Kr, Xe). Рассмотрим возможность использования указанных веществ в качестве газа-теплоносителя.

Кислород использовать нельзя, так как уже при $T=350^\circ\text{C}$ ниобий, молибден и медь начинают окисляться и с ростом температуры интенсивность этого процесса растет [145 - 147]. В результате химического окислительного воздействия кислорода на ковар, молибден и медь происходит образование переходных слоев с высокими диэлектрическими свойствами в зоне электрического контакта элементов арматуры, например у молибдена с коваром. В процессе окисления ниобия при низких температурах образуются окислы NbO и NbO_2 с формированием высокоомных переходных слоев. При температурах выше $T=400^\circ\text{C}$ появляется окисел Nb_2O_5 в виде белого мелкодисперсного порошка, разрушающего узел. Добавка циркония или титана в ниобий повышает скорость диффузии кислорода из металла и улучшает его стойкость к окислению. Поэтому нами в лампе применен сплав ниобия с цирконием типа НБЦУ. Подробнее это конструктивное решение будет рассмотрено в главе 5.

Азот энергично взаимодействует с ниобием и титаном при 800°C с образованием твердых растворов внедрения или нитридов. При растворении азота в ниобии увеличивается твердость и растет электрическое сопротивление. Это неизбежно приведет к дополнительным потерям в цепи питания лампы и, как следствие, падению ее излучательных характеристик. Кислород и азот поглощаются титаном необратимо, т.е. при растворении образуются настолько

прочные связи, что даже при нагревании в вакууме невозможно удалить азот и кислород из металла. Поэтому для очистки газа – теплоносителя от примесей кислорода и азота в качестве материала центрирующей втулки нами использован титан.

Водород, начиная с температуры 100°C , растворяется в ниобии, проникая по границам зерен материала. Исследование растворимости водорода в ниобии показало увеличение параметра решетки при содержании до 0,08 весовых процентов водорода [145]. При более высокой концентрации примеси водорода образуется вторая фаза в виде гидрида ниобия, которая делает этот металл хрупким. Можно ожидать, что в случае анодного узла, из-за большой массы электрода, в условиях эксплуатации при вибрационном воздействии на лампу произойдет появление трещин и нарушение герметичности горелки. Аналогично влияет на ниобий и молибден присутствие газов, содержащих углерод, которые при температуре 800°C образуют карбиды ниобия и молибдена. Таким образом, выбор наполнения между оболочками ограничивается рядом инертных газов.

3.1.4.2. Физический аспект при выборе рода газа - теплоносителя

Как следует из рисунка 3.14, основными физическими требованиями к газу - теплоносителю являются высокая теплопроводность, оптическая прозрачность в инфракрасном диапазоне, диэлектрические свойства, исключающие пробой в зазоре между оболочками, и низкая проницаемость (текучесть) газами материалов лампы и соединений с сапфиром.

Вопрос об оптическом пропускании атмосферных газов (углеродсодержащих, азот, кислород и т.д.) рассматривался в первой главе, где отмечалось, что перечисленные вещества определяют границы окон прозрачности атмосферы в инфракрасной области [50]. Инертные газы, в силу высокого потенциала возбуж-

дения (см. таблицу 3.3 [148]), прозрачны во всем оптическом диапазоне спектра и имеют высокие диэлектрические свойства, обусловленные большим потенциалом ионизации. По этой причине именно инертные газы представляют наибольший практический интерес.

Таблица 3.3

Потенциалы возбуждения и ионизации инертных газов

Газ	Потенциалы возбуждения и длины волн резонансных линий		Потенциалы ионизации, эВ		
	U, эВ	λ , нм	U ₁	U ₂	U ₃
He	20,86	59,2	24,46	54,4	-
	21,20	58,4			
Ne	16,62	74,3	21,47	41,0	63,2
	16,79	73,6			
Ar	11,56	106,7	15,68	27,6	40,7
	11,77	104,8			
Kr	9,98	123,6	13,93	26,5	-
	10,59	116,5			
Xe	8,39	146,9	12,08	21,2	-
	9,52	126,5			

Как известно, газы способны проникать через поверхности металлических, стеклянных и полимерных деталей. В работе [148, 149] показано, что проницаемость, например, через кварцевое стекло быстро убывает с повышением атомного веса. Так для гелия при 900°С коэффициент проницаемости составляет $36 \cdot 10^{-9}$, для водорода $1,6 \cdot 10^{-9}$, для неона $1,2 \cdot 10^{-9}$, для аргона $0,6 \cdot 10^{-9}$ [148].

В научной литературе данных по проницаемости сапфира газами нами не обнаружено. Наиболее близким по физическим свойствам материалом к корунду является алюмооксидная керамика.

Анализ, проведенный авторами [146], показывает, что для плотной алюмооксидной керамики можно ожидать лишь проницаемость гелия и водорода, так как диаметр их молекул близок к диаметру пустот неискаженной решетки оксида

алюминия. Важность рассмотрения проницаемости керамики еще связана с фактом, что по составу она близка к стеклокерамическому цементу, который применяется для герметизации разрядной горелки. Попадание газа из внешней колбы в горелку может привести не только к нарушению зажигания лампы, но к изменению излучательных параметров.

В итоге по совокупности перечисленных причин для практического применения типоряд газов нами был ограничен неоном и аргоном, хотя для сравнительного научного анализа влияния теплопроводности газов на параметры излучения дополнительно исследованы гелий и азот.

3.1.4.3. Влияние теплопроводности газа-теплоносителя на параметры инфракрасного излучения газоразрядной лампы

В разработанной математической модели цезиевой лампы для СОЭП тепловое состояние оболочек определяется не только теплопроводностью, но и взаимной облученностью нагретых корундовых оболочек и поглощаемым излучением плазмы. Несмотря на такой детальный подход к изучению переносу энергии, процессы в реальной лампе гораздо сложнее. По этой причине несомненный интерес представляет экспериментальное изучение влияния рода газа-теплоносителя на параметры излучения разрядного источника для СОЭП.

Рассмотрим блок-схему тепловых потоков в замкнутой системе (см. рисунок 3.15), в которой излучающая разрядная горелка расположена во внешней охлаждаемой колбе, заполненной газом-теплоносителем. В такой конструкции температурное поле каждой из оболочек определяется поперечными и продольными тепловыми потоками, обусловленными теплопроводностью, взаимным радиационным облучением, конвекций и принудительным (в случае воздушного охлаждения оболочки) [150] или естественным (в случае механического контакта токоввода) теплосъемом.

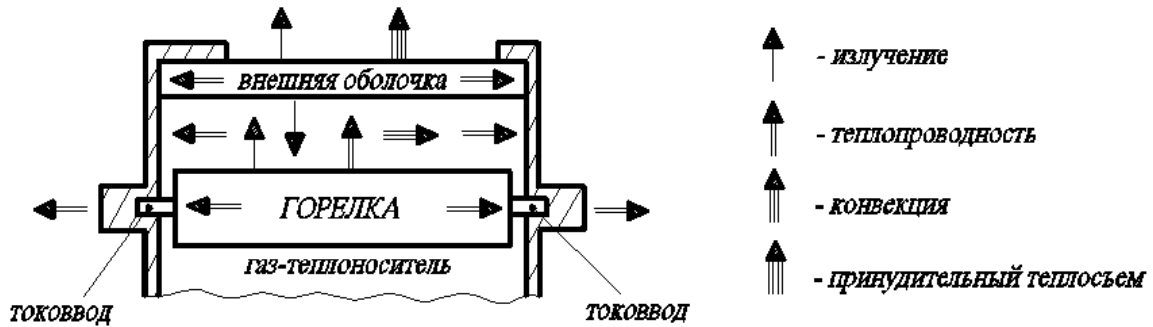


Рисунок 3.15. Блок - схема механизмов передачи тепла в лампе с двумя сапфировыми оболочками

Понятно, что в реальных условиях эксплуатации (флуктуация температуры окружающей среды, конструктивное расположение лампы в изделии и т.д.) интенсивность каждого из перечисленных процессов будет изменяться.

Упрощенная модель тепловых потоков многослойной стенки (рисунок 3.15) разработана М.А. Михеевым и И.М. Михеевой. В работе [151] авторами предложено выражение удельного теплового потока между двумя цилиндрическими коаксиальными поверхностями с газовой прослойкой между ними. В случае разрядной лампы для СОЭП указанное выражение имеет вид:

$$q_{c_4} = \frac{\pi(T_{II} - T_{oc})}{\frac{1}{\alpha_1 D_1} + \sum_{i=1}^3 \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{D_i} + \frac{1}{\alpha_2 D_{n+1}}},$$

где $D_i = 2R_i$ (см. рисунок), λ_i - коэффициенты теплопроводности сапфировых стенок и газовой прослойки, α_1, α_2 - коэффициенты теплоотдачи внутренней стенки горелки и внешней стенки наружной оболочки лампы, T_{II} и T_{oc} - температура плазмообразующей и окружающей среды.

В приведенном уравнении коэффициент теплопроводности λ_i принимается постоянным для каждого слоя материала. В реальных условиях коэффициент λ_i

различен и зависит от структуры материала, плотности, влажности, давления и температуры. По этой причине, представленные на рисунке 3.16 распределения температуры по толщине стенки имеют отличную от линейной форму. В частности, для газов коэффициент теплопроводности растет с температурой и практически не зависит от давления.

В теории теплопередачи многофакторная зависимость λ_i упрощается введением понятия эффективного коэффициента теплопроводности, который позволяет сложный процесс передачи тепла свести к рассмотрению элементарной теплопроводности.

В случае рассмотрения только газовой прослойки выражение теплового потока принимает вид [151]:

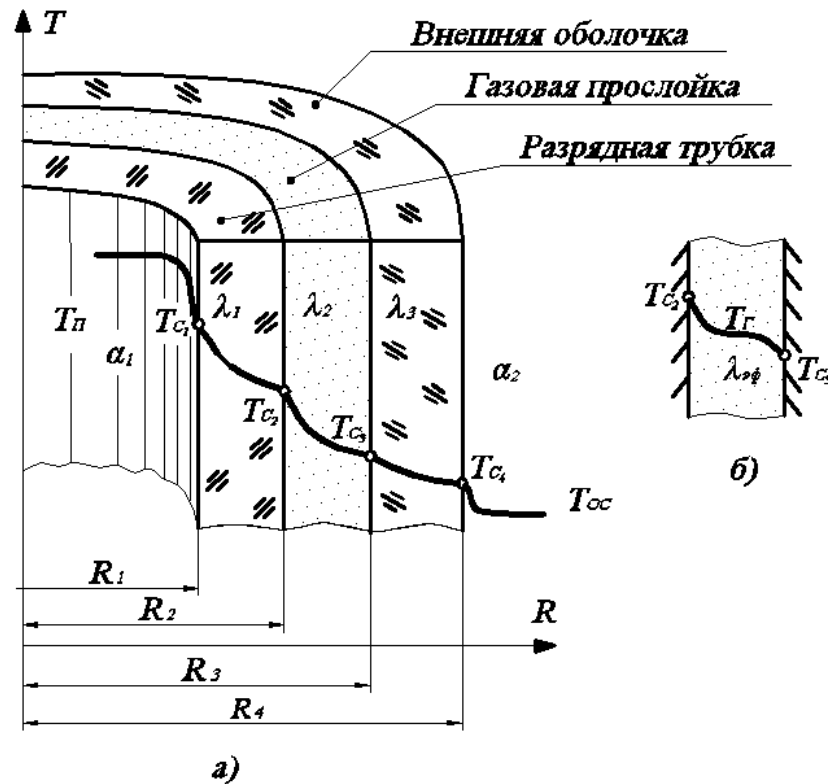


Рисунок 3.16. Теплопередача через многослойную цилиндрическую систему (а) и сквозь газовую прослойку (б)

$$q_3 = \frac{2\pi\varepsilon_k\lambda_2}{\ln\frac{D_3}{D_2}}(T_{c_2} - T_{c_3}) + c_n\pi D_1\left[\left(\frac{T_{c_2} + 273}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{c_3} + 273}{100}\right)^4\right]$$

Из приведенного уравнения следует, что чем выше теплопроводность газа-теплоносителя λ_2 и меньше зазор (D_3/D_2), тем больше плотность теплового потока, проходящего через газовую прослойку между сапфировыми оболочками.

На рисунке 3.17 показаны температурные зависимости четырех газов при давлении 0,1 МПа, построенные по данным работы [152]. Из приведенных кривых видно, что в случае постоянного теплового потока с внешней оболочки лампы при заполнении зазора гелием, можно ожидать более интенсивный тепловой поток с разрядной трубки, чем сквозь другие рассматриваемые газы.

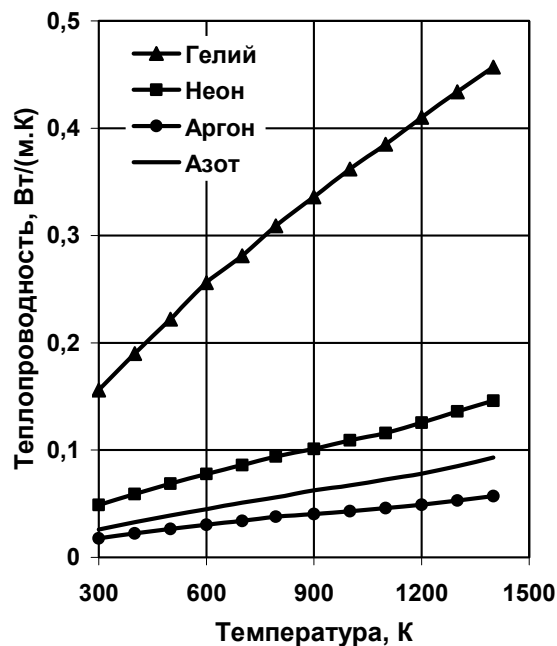


Рисунок 3.17. Температурная зависимость теплопроводности газов - теплоносителей

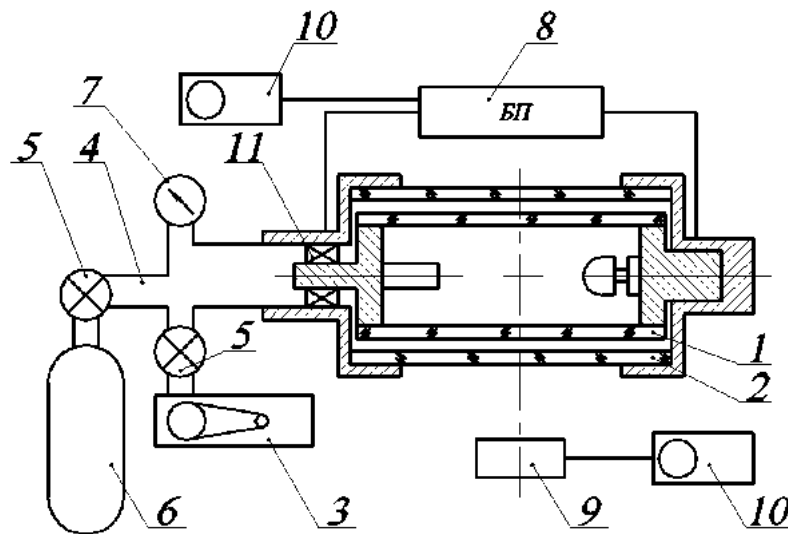


Рисунок 3.18. Схема экспериментальной установки для исследования влияния газа - теплоносителя на параметры излучения лампы с двумя сапфировыми оболочками

1- разрядная горелка, 2- внешняя оболочка, 3- форвакуумный насос, 4 система трубопроводов, 5- вентили, 6- баллон с исследуемым газом, 7- манометр, 8- блок питания лампы, 9- инфракрасное фотоприемное устройство, 10- осциллограф, 11-электрический контакт горелки и внешней колбы

Однако, с увеличением теплопроводности газа-теплоносителя возможен рост продольного теплообмена в зону электродных узлов (рисунок 3.15), где располагается холодная точка лампы. Этот процесс приведет к росту $T_{хт}$ и изменению эксплуатационных характеристик разрядного источника.

Поэтому только экспериментальная проверка влияния рода и давления газа-теплоносителя на параметры лампы позволяет создать истинную теплофизическую картину, происходящую в зазоре между разрядной трубкой и внешней оболочкой теплообмена.

Для проведения исследований была изготовлена экспериментальная установка (рисунок 3.18), которая позволяла поэтапно откачивать и заполнять пространство между оболочками различными газами при варьировании их давления, которое контролировалось по мановакуумметру. В процессе исследований для

каждого испытуемого газа и давления изучались осциллограммы импульсов тока и инфракрасного излучения. В результате экспериментов получены следующие результаты, приведенные в таблице 3.4.

Таблица 3.4

Зависимость электрических и излучательных характеристик от рода и давления газа - теплоносителя между оболочками

Род газа	Давление, мм.рт.ст	Электрические характеристики				Параметры излучения				Температура оболочки в центре разряда, °С
		Параметры импульса тока		P_L , кВт	$U_{д.д.}$, В	$A_{инус}$ Вт/ср	$t_{0,5}$, мкс	A_n , Вт/ср	m , %	
		$I_{инус}$, А	$t_{0,5}$, мкс							
Гелий	230	254	116	0,92	78	63,5	165	3,12	95,3	-
	760	290,0	140	1,43	78	69,7	171	3,33	95,5	406
	1330	-	-	1,53	57	66,0	144	2,7	96,1	-
Неон	230	242	116	0,83	84	61,9	147	3,12	95,2	-
	760	256	124	0,96	81	65,0	156	3,12	95,5	310
	1330	260	124	1,02	81	66,0	160	3,12	95,5	-
Аргон	230	254	116	0,87	84	63	165	3,12	95,0	-
	760	244	124	0,86	84	63	155	3,12	95,3	309
	1330	238	116	0,7	87	58,3	154	3,12	95,0	-
Азот	230	242	116	0,85	84	63,5	152	2,91	95,6	-
	760	242	116	0,89	84	62,4	157	3,12	95,2	309
	1330	252	116	0,87	84	63	152	3,12	95,3	-

Анализ таблицы позволяет сделать следующие выводы:

При фиксированных электрических параметрах ($t_{зад.} = 252$ мкс, $U_L = 120$ В, $f_{ср} = 425$ Гц) электрическая мощность лампы зависит только от рода газа – тепло-

носителя. Так для гелия при указанных задающих параметрах электрического питания лампы мощность была равна 1,5 кВт, в то время как для остальных наполнений она находилась в диапазоне 0,7 – 0,9 кВт. Причем увеличение мощности лампы идет в той же последовательности как и рост теплопроводности (рисунок 3.17).

При уменьшении теплопроводности газа между оболочками наблюдается снижение длительности и пикового значения токового импульса. Данное явление можно объяснить возрастанием сопротивления плазменного канала вследствие увеличения давления паров цезия.

Такой вывод обусловлен наблюдаемым нами ростом напряжения дежурной дуги, которое по результатам исследований Дж. Гридона с коллегами [135] определяется как корень квадратный из давления паров щелочного металла.

1. Для ламп неоновым наполнением внешней колбы наблюдается нестабильность напряжения дежурной дуги. Можно предположить, что, вследствие более высокой подвижности атомов гелия, в лампе происходит периодическое преобладание конвекции (сброс тепла в зону холодной точки) над теплопроводностью.
2. Как и предполагалось в начале раздела, давление газа - теплоносителя существенного влияния на электрические характеристики и параметры излучения не оказывает. В то же время вопрос о величине давления газа является актуальным. Это связано, прежде всего, с механизмом зажигания лампы.

3.1.4.4. Выбор давления газа – теплоносителя между оболочками

Конструктивное исполнение лампы с двумя сапфировыми оболочками можно рассматривать как параллельное соединение двух разрядных источников. Один из них с неоновым наполнением, электродами в котором являются элементы центрирующей арматуры, второй - цезиевая горелка. Местоположение стримера в момент подачи высоковольтного импульса поджига определяется теплофизи-

ческим состоянием каждого из указанных разрядных промежутков. В зависимости от их сопротивления перед включением лампы пробой может происходить либо в горелке, либо в зазоре между оболочками.

Вероятность возникновения стримера между оболочками определяется работой выхода материалов и конструктивным исполнением (чистота обработки деталей, наличие острых кромок и т.д.) центрирующей арматуры, родом и давлением газа, величиной зазора и т.д.

Сопротивление разрядной горелки формируется процессом конденсации паров цезия после погасания лампы. Рассмотрению вопроса о механизме конденсации проводящей пленки цезия на внутренней поверхности будет посвящен отдельный раздел. В данном рассмотрении ограничимся полученным автором диссертации результатом, приведенными в главе 6. В момент экстренного выключения разрядного источника, когда сопротивление горелки достигает нескольких МОм, повторная попытка зажечь разряд может привести к пробоем неона между оболочками. При этом наблюдается «привязка» разряда к центрирующему титановому элементу внутренней арматуры. Далее происходит его нагрев и плавление конструктивного металла, способствующее разрушению сапфира при касании расплавом поверхности оболочки.

Описанное развитие стримера связано с различием в эмиссионных свойствах металлов. В таблице 3.5, исходя из данных работы [153], приведены значения работы выхода ϕ всех материалов, используемых при изготовлении элементов внутренней арматуры лампы. Как видно из приведенных данных, наименьшим значением ϕ обладает титан, поэтому «привязка» разряда происходит именно к центрирующему экрану. К сожалению, замена материала этой детали невозможна, так как титан дополнительно выполняет функции геттера при работе лампы. В классической монографии Дж. Мика и Дж. Крэгса [154] подробно изучены вопросы электрического пробоя в газах.

Таблица 3.5

Физико – химические свойства материалов элементов конструкции
цезиевой лампы

№ п/п	Элемент конструкции		Химический состав	Работа выхода, φ , эВ
	Наименование	Материал		
1	Контактирующие элементы	Молибден	Mo	3,94 – 4,6
2	Центрирующие экраны	Сплав ВТ-1-0	Ti - основа	2,4 – 3,7
3	Колпачки внешней оболочки	29НК (Ковар)	Fe - основа	4,5 – 5,1
			Co - 18%	3,9 – 4,6
			Ni - 29%	4,65 – 5,35
4	Припой, откачной штенгель	Медь	Cu	3,96 – 4,76
5	Токовводы в горелку	Сплав НбЦ	Nb - основа	3,85 – 4,65
			Zr- 1,5%	3,47 – 4,05

Для понимания роли давления газового наполнения между оболочками на рисунке 3.19 приведены зависимости напряжения пробоя от величины pd (p – давление газа, d – межэлектродное расстояние).

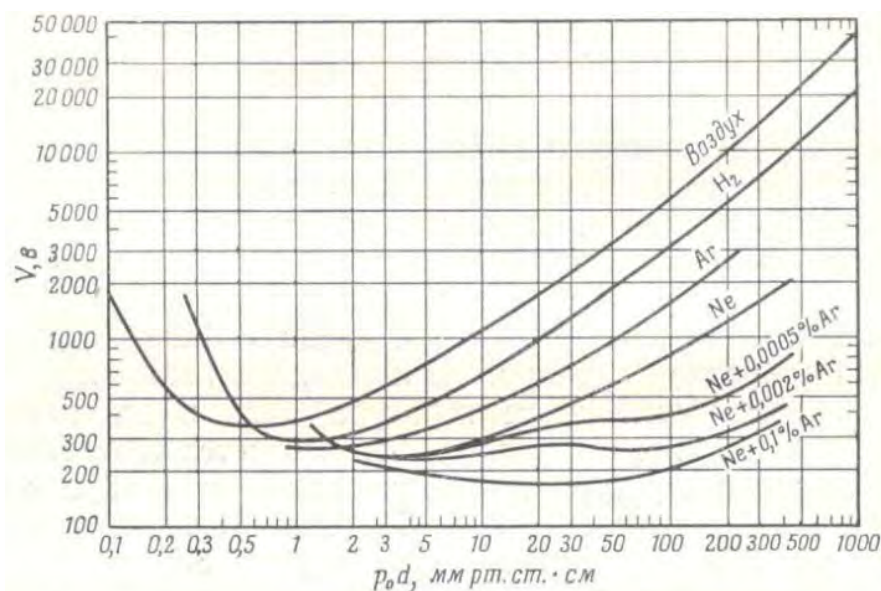


Рисунок 3.19. Типичные кривые зависимости пробивного напряжения в различных газах от p/d для разрядных промежутков, образованных плоскими электродами [154].

Как видно из приведенных данных, выбранный в качестве газа - теплоносителя неон имеет наименьшее пробивное напряжение. Так из кривой на рисунке 3.19 следует, что для пробоя чистого неона напряжением 2000 В необходимо обеспечить соотношение $pd = 500$ мм.рт.ст·см. В конструкции цезиевой лампы 11/35 расстояние между экранирующими элементами равно межэлектродному расстоянию $l = 3,5$ см, т.е. величина давления должна быть $p = 142,8$ мм.рт.ст.

В разделе, посвященном проблемам формирования разряда в цезиевой горелке показано, что для устойчивого зажигания лампы потребуется напряжение не менее 5000 В. На приведенном рисунке 3.19 таких данных нет, поэтому необходима экспериментальная проверка напряжения пробоя в зазоре между оболочками. Нами была изготовлена по серийной технологии лампа, в которой разрядная горелка была вакуумирована до давления $5 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст. Такое решение позволяет исключить пробой по межэлектродному промежутку разрядной трубки. Остальные конструктивные элементы были оставлены без изменения. Внешняя оболочка лампы через откачной штенгель присоединялась экспериментальной установке, блок схема – которой приведена на рисунке 3.18. В данной схеме источник электрического питания лампы был заменен на зажигающее устройство с регулируемым значением напряжения поджига в диапазоне от 0 до 20 кВ.

В результате испытаний описанной конструкции лампы при варьировании давления в диапазоне 150-1500 мм.рт.ст пробивное напряжение неона в межэлектродном пространстве составило 7,0-8,0 кВ. Этот результат ожидаем, так как аппроксимация хода кривой пробивного напряжения неона, показанной на рисунке 3.19, в диапазоне значений $pd = 5000$ мм.рт.ст·см дает близкие значения к полученным данным. Учитывая некоторые технологические особенности изготовления ламп, нами выбрано давление наполнения внешней колбы 700 мм.рт.ст.

В данном разделе необходимо отметить важность химической чистоты газа - теплоносителя. В технологии сборки разрядных ламп широко используются различные газы. В частности, при пайке стеклокерамическим припоем сапфировой горелки применяется аргон, который адсорбируется в стеклокерамическом

цементе и металлах внутренней арматуры. При работе лампы происходит десорбция аргона в межэлектродное пространство. Поэтому наличие примеси аргона в малых концентрациях может привести к появлению эффекта Ф. Пеннинга. Данное явление заключается в снижении напряжения зажигания разряда в неоне, обусловленное присутствием примеси другого газа (аргона), потенциал ионизации которого ниже энергии возбуждения метастабильного уровня основного газа (см. таблицу 3.5). Объяснение этого эффекта заключается в следующем. В беспримесном неоне электроны, ускоренные в электрическом поле, отдают свою энергию атомам, переводя их в метастабильное состояние. Вследствие этого вероятность ионизации электронным ударом мала, а напряжение зажигания оказывается высоким. При появлении добавки аргона происходят столкновения возбуждённых метастабильных атомов неона с атомами примеси, в результате чего последние ионизируются за счёт энергии, освобождающейся при переходе метастабильных атомов неона в основное состояние (так называемые удары второго рода). Появление описанной дополнительной ионизации приводит к снижению эффективного потенциала ионизации аргон - неоновой смеси и, следовательно, к снижению напряжения зажигания разряда между оболочками. На рисунке 3.19 показана зависимость напряжения зажигания разряда от pd и состава аргон – неоновой смеси. Избежать появления эффекта Пеннинга позволяет введение ограничений в технологию производства разрядных ламп с двумя сапфировыми оболочками:

- Использование индивидуальных систем откачки со строго контролируемым примесным составом неоновой смеси.
- Перед операцией наполнения неона внешней оболочки необходимо предусмотреть операцию предварительного высоковакуумного обезгаживания сборки лампы для десорбции примесных газов из элементов горелки и материала центрирующей арматуры.

Важность перечисленных технологических особенностей была неоднократно подтверждена в производстве и при эксплуатации разрядных ламп в составе СОЭП.

3.2. Влияние параметров электрического питания газоразрядной лампы на энергетические и модуляционные характеристики ИК излучения

Сложность разработки источника модулируемого ИК излучения для СОЭП заключается в получении компромисса между тремя связанными между собой параметрами - пиковой силой A , длительностью импульса $t_{имп}$ и глубиной модуляции m . Увеличение мощности разряда P_l приводит к росту A . При этом одновременно импульс излучения ссужается и его длительность $t_{имп}$ по уровню 0,5 падает ниже нормы. С повышением P_l возрастает удельная электрическая нагрузка на оболочку, ее температура повышается и, соответственно, снижается глубина модуляции лампы m . Целью данного раздела является исследование влияния на характеристики излучения цезиевого разряда режимов электрического питания лампы.

3.2.1. Работа импульсного газоразрядного источника в электрической цепи

В начале раздела рассмотрим общие особенности работы для всех импульсных ламп с разрядом в парах щелочных металлов.

1. Излучательная способность любого щелочного металла зависит от давления его паров в разряде, определяемого температурой самой холодной точки лампы. Поэтому, для устойчивой работы импульсных ламп с разрядом в парах щелочных металлов, необходим источник дежурной дуги, обеспечивающий проводящее состояние лампы в промежутках между силовыми импульсами тока. Наличие проводящего канала исключает конденсацию паров металлов в холодную точку. В качестве источника дежурной дуги обычно используется импульсный стабилизатор, способный фиксировать заданную величину тока в диапазоне выходного напряжения от 50 до 360В.

Кроме этого «горящая» дежурная дуга выполняет другие положительные функции.

- При токе $I_{d.d.} = 1 \dots 1,2$ А канал разряда дежурной дуги расположен concentрично относительно оболочки горелки. Развитие основного разрядного импульса в этом случае происходит за счет симметричного расширения канала дежурной дуги. По этой причине в лампе не происходит локального перегрева внутренней поверхности горелки, что повышает ее долговечность.

- Формирование разрядного столба в уже частично ионизованной плазме приводит к амплитудной и временной стабильности импульса излучения.

- Поддержание горящего канала между сериями импульсов позволяет создать импульсно – периодическую структуру оптической помехи СОЭП (см. главу 1).

В то же время существует недостаток у такого способа электрического питания лампы. Наличие непрерывно горящего плазменного канала, увеличивает постоянную составляющую A_n излучения лампы, что приводит к уменьшению глубины модуляции m . Однако при токах $I_{d.d.} = 1 - 1,2$ А снижение глубины модуляции, вызываемое непрерывным излучением дежурной дуги незначительно (примерно 0,3 %). Поэтому использование этого режима является оправданным при всех способах модуляции разрядного тока.

2. Процесс зажигания и выхода в номинальный режим работы источников излучения с разрядом в парах щелочных металлов имеет некоторые особенности. Сразу после зажигания разряда в лампе поддержание плазменного канала осуществляется блоком дежурной дуги. В начальный период работы (около 20 сек.) разряд осуществляется в инертном газе (ксеноне) при низкой температуре, определяемой напряжением и током дежурной дуги, давлением ксенона, длиной и диаметром плазменного канала. Температура ксенонового разряда в рабочем режиме лампы значительно выше температуры плазмы щелочных металлов. В случае мгновенного выхода лампы в номинальный режим работы (до испарения металлов) происходит значительный перегрев внутренней сапфировой оболочки, что приводит к разрушению лампы. Это явление связано с более высокой в сравнении с цезием теплопроводностью ксенона и анизотропными свойствами коэффициента температурного расширения сапфира. По этой же причине

зажигание лампы необходимо производить только после обеспечения равномерного принудительного охлаждения оболочки. Подача охлаждающего потока воздуха на горящую лампу неизбежно приведет к треску сапфировой оболочки.

Таким образом, в схему электрического питания лампы должны входить разрядный контур, коммутатор (модулятор) тока, источник дежурной дуги, устройство зажигания и модуль управления перечисленными блоками. Формирование силовых импульсов тока через лампу обычно производится двумя способами – посредством разряда конденсатора или приложением прямоугольного импульса напряжения от мощного выпрямителя в течение времени, заданного модулем управления.

3.2.2. Работа импульсной лампы в разрядном контуре с тиристорным модулятором

Параметры простейшего разрядного контура, содержащего лампу, конденсатор и соединительные провода, определяются [12] напряжением на разрядном конденсаторе U_p , емкостью накопительного конденсатора C , индуктивностью контура L_{pk} (сумма индуктивностей лампы, конденсатора, соединительных проводов, высоковольтного трансформатора поджига и специальной корректирующей индуктивности), активного сопротивления контура R_{pk} (сумма активных потерь энергии в конденсаторе при его разряде, соединительных проводах и активного сопротивления импульсной лампы в процессе вспышки R_l).

Для обеспечения требуемой долговечности лампы необходимо иметь форму импульса тока с пологим передним фронтом. Быстрое нарастание тока вызывает появление в плазме ударных волн, разрушающих оболочку горелки, и способствует распылению электродов на внутреннюю поверхность разрядной трубки. В процессе работы лампы образовавшийся налет на оболочке нагревается и, тем самым повышает постоянную составляющую излучения оболочки горелки. Для исключения этого эффекта в разрядный контур вводится корректирующая индуктивность L_k [155], формирующая передний фронт импульса тока.

Таким образом, суммарная индуктивность L_{pk} , емкость рабочего конденсатора C и величина напряжения U_p определяют временные параметры импульса тока $i(t)$ контура и, как следствие, пиковую силу и длительность импульса излучения, предельную наработку лампы.

Для изучения влияния на характеристики ИК излучения параметров разрядного контура был разработан универсальный источник питания импульсных ламп, функциональная схема которого приведена на рисунке 3.20. Показанные на рисунке источник подпитки и высоковольтный трансформатор TV служат для зажигания лампы. Подробно работа приведенной блок – схемы электрического питания импульсной цезиевой лампы рассмотрена в работе автора диссертации [154].

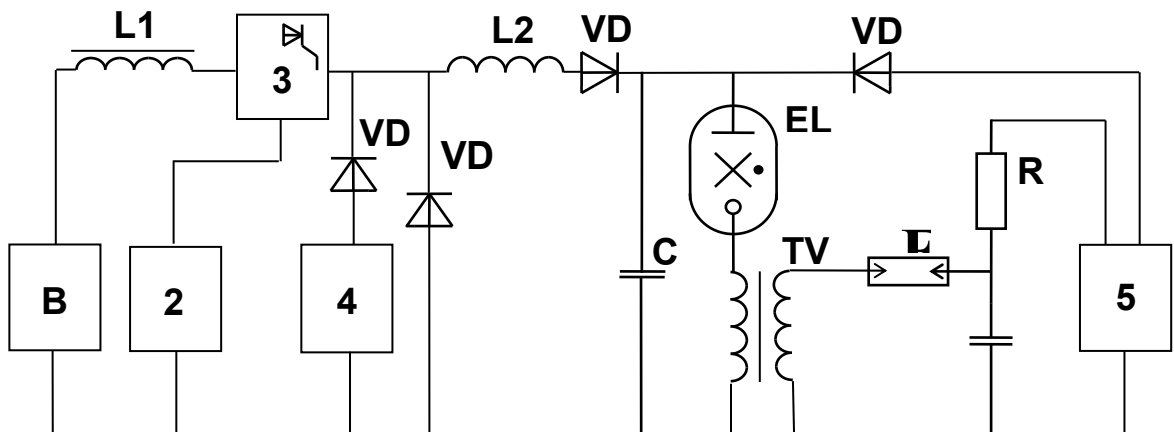


Рисунок 3.20. Функциональная блок - схема источника питания сапфировой лампы с тиристорным коммутатором

EL - сапфировая лампа, R - зарядное сопротивление, C1 - рабочий конденсатор, C2 - блокировочный конденсатор, C3 - разрядный конденсатор, VD1...VD4 - диоды, L1 - дроссель НЧ, L2 - дроссель, VS1...VS4 - тиристоры, TV - импульсный трансформатор, F – разрядник

Энергия разряда рабочего конденсатора (W) в приведенной схеме рассчитывается по формуле:

$$W = \frac{C_1 U_p^2}{2},$$

где C_1 - ёмкость рабочего конденсатора, U_p - напряжение на рабочем конденсаторе, примерно равное удвоенному напряжению (U_o) на выходе выпрямителя.

Средняя мощность - P , потребляемая лампой, ориентировочно может быть рассчитана по формуле [154]:

$$P \approx \frac{C_1 U_p^2}{2} \cdot f \approx 2C_1 U_o^2 f,$$

где f - частота следования импульсов с блока управления.

Для более точного определения мощности параллельно испытуемой лампе подключается делитель напряжения, а последовательно с лампой безиндуктивный шунт, что позволяет фиксировать осциллограммы приложенного напряжения и тока, проходящего через лампу.

В наших исследованиях изучалось влияние величины индуктивности на скорость нарастания переднего фронта импульса тока ламп диаметром $d=7$ мм и межэлектродным расстоянием $l=90$ мм (далее 7/90), наполненных смесью Cs (9 мг) + Hg(3мг)+ Хе (50мм рт. ст), в разрядном контуре с емкостью накопительного конденсатора 60 мкФ при фиксированной энергии импульса 4,5 Дж. Использовались три типа индуктивностей: $L_{к1}= 29$ мкГн ($R_{l1}=0,017$ Ом), $L_{к2} =44$ мкГн ($R_{l2} =0,025$ Ом) и $L_{к3}=73$ мкГн ($R_{l3}= 0,024$ Ом). Как и для разряда в ксеноне [12], увеличение индуктивности изменяет форму импульса тока через лампу, главным образом, на первой стадии разряда, замедляя рост тока. Так для $L_{к1}=29$ мкГн скорость нарастания тока составляет 3,5кА/с, а для $L_{к2}=44$ мкГн и $L_{к3}=73$ мкГн, соот-

ветственно 2,5кА/с и 2,2кА/с. При этом использование корректирующей индуктивности 44 мкГн приближало форму импульса тока к колоколообразной.

Усреднение скорости нарастания тока дает только качественную картину влияния индуктивности на токовый импульс. Если рассматривать нарастание токового импульса во временных поддиапазонах при фиксированных параметрах разрядного контура, например $C=30$ мкФ и $L_k=44$ мкГн, то наблюдается следующая картина. Скорость роста тока v_i увеличивается до уровня $0,5 \cdot I_{max}$ (I_{max} - пиковое значение тока), достигая 4,0 кА/сек, после этого наблюдается плавное замедление v_i вплоть до I_{max} . Приостановление или замедление процесса роста термической ионизации Маршак И.С. [12] связывает с характеристиками разрядной цепи (ее сопротивления, индуктивности или малой емкости питающего конденсатора), а также с ростом энергетических потерь в окружающую среду.

Временные зависимости сопротивления плазмы нами рассчитывались по получаемым осциллограммам тока и напряжения. Время установления минимального сопротивления плазмы (для лампы 7/90 - $R_l=0,85$ Ом) равнялось для индуктивностей $L_{k1}=29$ мкГн- 60 мкс, $L_{k2}=44$ мкГн- 70 мкс, $L_{k3}=73$ мкГн- 80 мкс, соответственно. Максимальное значение тока при тех же индуктивностях достигается, соответственно, за 80 мкс, 100 мкс и 110 мкс.

Несмотря на то, что время достижения пикового значения тока $t=(R_l + R_n)C/2$ [12] зависит не только от сопротивления лампы R_l , но и от активных потерь в контуре R_n (сопротивление индуктивности, соединительных проводов и т. д.), последние больше определяют величину поступающей в разряд энергии и не оказывают никакого влияния на ионизационный процесс. Тем не менее, чтобы зафиксировать время окончательного формирования разрядного канала (момент перехода в квазистационарную стадию) в реальном контуре, надо сначала провести согласование сопротивления лампы с потерями в электрической цепи, а затем определить момент стабилизации R_l на протяжении импульса тока.

Энергия, запасенная в разрядном контуре, будет использоваться наиболее полно в случае равенства волнового сопротивления контура $\sqrt{\frac{L}{C}}$ и сопротивления лампы R_l . Таким образом, для увеличения КПД разрядной цепи необходимо уменьшить волновое сопротивление контура или использовать лампы с большим R_l . Для ламп с разрядом в парах щелочных металлов увеличение R_l связано с ростом давления паров излучающих добавок и, как следствие, с необходимостью повышения температуры холодной точки. В случае разрядного источника с двумя оболочками такая возможность исключена в силу технологических и конструкторских проблем. Поэтому нами исследовалось влияние волнового сопротивления на характеристики импульсов излучения в спектральном диапазоне 3 -5 мкм, как один из способов повышения КПД разрядной цепи. В качестве основных параметров рассматривались энергия разряда W и волновое сопротивление контура $\sqrt{\frac{L}{C}}$, в зависимости от которых исследовались пиковая сила, длительность импульса излучения и глубина модуляции.

Испытания лампы 7/90 с наполнением Cs (9мг), Hg(3 мг),. Хе (50 мм рт. ст) проводились на экспериментальном блоке питания при частоте следования токовых импульсов 400 Гц со следующими переменными параметрами:

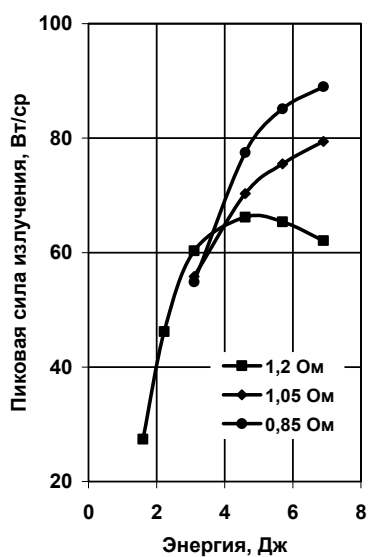
-индуктивность: 29; 37; 44; 56; 73 мкГн

-емкость в диапазоне 20...70 мкФ через 10 мкФ

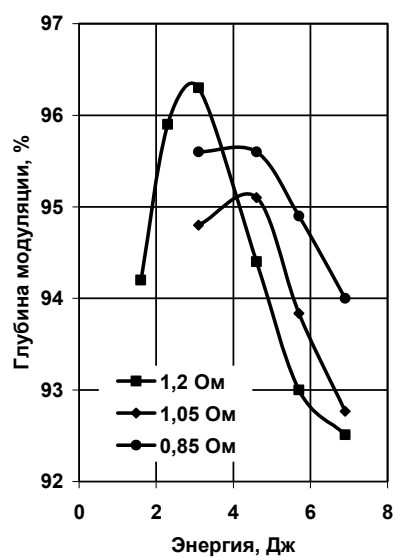
-напряжение на рабочем конденсаторе в диапазоне 200...260 В через 10 В.

Лампа охлаждалась тремя вентиляторами 2ДВО-0,7 через коническое сопло диаметром 30 мм со скоростью воздушного потока $v = 90$ м/сек. При испытаниях регистрировались: пиковое значение импульса тока и излучения в спектральном диапазоне 3-5 мкм, постоянная составляющая излучения лампы. Проведены исследования с более чем 50 вариациями значений емкостей и индуктивностей при

различных величинах энергии, вкладываемой в разряд. На рисунке 3.21 приведены зависимости пиковой силы, длительности импульса излучения и глубины модуляции от энергии разряда в режиме принудительного воздушного охлаждения. Из приведенных данных видно, что пиковая сила излучения достигает максимума при волновом сопротивлении $\sqrt{\frac{L}{C}} = 0,85 \text{ Ом}$, т.е. при его равенстве сопротивлению лампы в максимуме тока (согласованный контур: $C=40 \text{ мкФ}$, $L = 50 \text{ мкГн}$ и $P_{л.}=2,5\text{кВт}$). Как следует из сказанного выше, квазистационарная стадия разряда длится около 30 мкс, спустя 70 мкс после начала разряда конденсатора. Это важный результат, который будет использован в дальнейших исследованиях.



а)



б)

Рисунок 3.21. Зависимость пиковой силы излучения от характеристик разрядного контура

Из сопоставления двух графиков а и б на рисунке 3.21 следует, что дальнейший спад глубины модуляции вероятнее всего связан с ростом постоянной составляющей свечения нагретых оболочек. Если учесть, что для обеспечения дол-

говечности не менее 200 часов, удельная нагрузка на оболочку $P_{\text{уд}} = \frac{Wf}{\pi dl}$ должна быть не более 100 Вт/см^2 [156], то предельное значение энергии разряда должно быть менее $\leq 5 \text{ Дж}$.

Оптимизация разрядного контура позволила достичь на цезиевой лампе 7/90 пиковой силы излучения 85 Вт/ср и глубины модуляции $95,6\%$ при электрической мощности на лампе $2,5 \text{ кВт}$. При этом, если учесть ранее рассмотренные результаты, использованная индуктивность 50 мкГн дала возможность получить колокообразную форму импульса тока, что позволило обеспечить наработку лампы 150 часов.

Рассмотренный разрядный контур был использован в начале 90-х годов прошлого века при создании всеракурсной станции оптико-электронного противодействия ГСН первого поколения (см. главу 1).

3.2.3. Работа газоразрядной лампы с модуляцией транзисторным ключом стабилизированного напряжения

В процессе дальнейших исследований у приведенной на рисунке 3.20 схемы электрического питания лампы были выявлены следующие недостатки:

- при установке лампы в изделие не контролируются значения индуктивности и емкости соединяющих проводов, что требует последующей сложной оптимизации контура уже в аппаратуре;

- временные характеристики импульсов излучения существенно зависят от скорости коммутации тиристорного ключа. Так у примененного в схеме электрического питания лампы (см. рисунок 3.20) тиристора ТБ271-200 время включения составляет $3,2 \text{ мкс}$, а выключения $25 - 32 \text{ мкс}$. При таких временных параметрах коммутатора затяжка фронтов импульса излучения неизбежна.

В последнее время появился целый класс сильноточных транзисторов (например, IRG4PF50W), времена открытия и закрытия которых составляют ме-

нее 0,3 мкс. Применение электронных ключей позволяет повысить быстродействие коммутации электрического питания импульсной цезиевой лампы. Наиболее эффективным является способ подачи и прерывания транзисторным ключом прикладываемого к лампе напряжения от мощного выпрямителя. При этом будет формироваться крутой задний фронт токового импульса, зависящий только от скорости остывания плазмы (от состава наполнения, охлаждения лампы и т.д.), а не от переходных процессов в коммутирующем элементе.

Нами был разработан новый источник питания импульсной цезиевой лампы, функциональная схема которого приведена на рисунке 3.22.

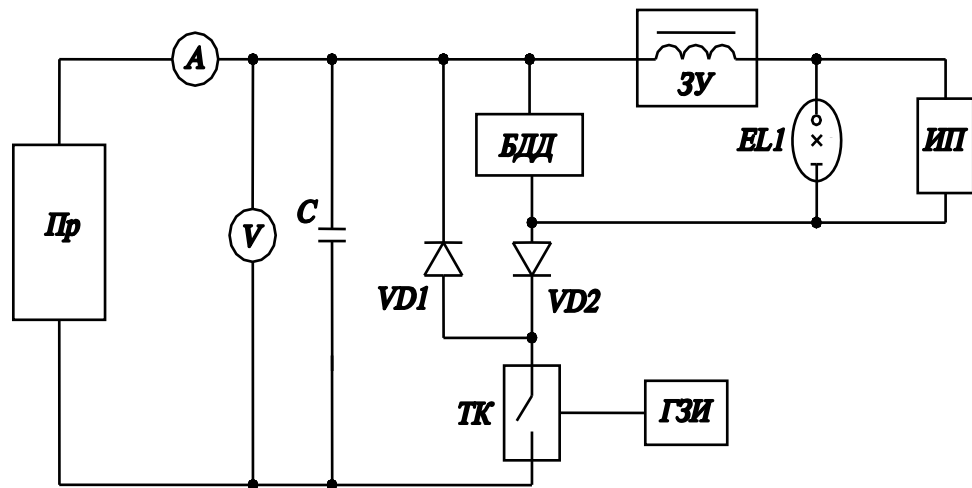


Рисунок 3.22. Функциональная блок - схема включения импульсной цезиевой лампы с транзисторным модулятором.

C- стабилизирующий конденсатор, *VD1*, *VD2*- диоды, *A* - амперметр, *V* – вольтметр, *Pr* - блок преобразователя, *БДД* - блок дежурной дуги, *ЗУ*- устройство зажигающее, *ИП* - источник подпитки, *TK* -транзисторный коммутатор, *ГЗИ*- генератор задающих импульсов, *EL1*- лампа

Подробное описание электрических характеристик данного источника питания лампы приведено в работе автора диссертации [157].

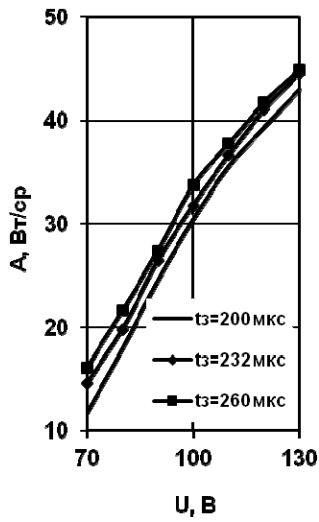
Как было показано ранее, в случае разрядного источника с двумя сапфировыми оболочками электрическая мощность лампы является единственным параметром (см. раздел 3.1.2), позволяющим регулировать излучательные характеристики.

В схеме электрического питания с транзисторным модулятором мощность лампы при фиксированной частотной структуре определяется двумя параметрами - амплитудой U_n и длительностью импульса напряжения t_3 . Проведенный эксперимент на 20 импульсных цезиевых лампах 11/35 в различных режимах питания позволил оптимизировать электрические параметры их работы. На рисунке 3.23 приведены примеры зависимостей основных характеристики ламп 11/35 от амплитуды U_n (рисунок 3.23 а, б, в) и задающей длительности t_3 (рисунок 3.23 а, б, в) импульса напряжения.

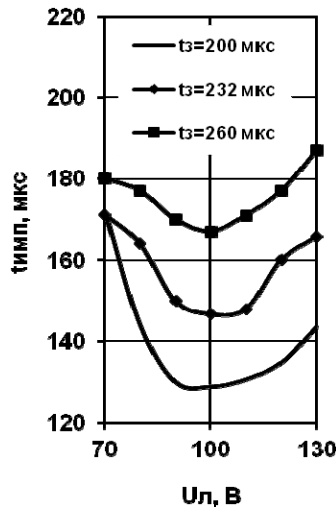
Анализ приведенных на рисунке 3.23 и рисунке 3.24 данных позволяет сделать следующее заключение:

Как и предполагалось, электрическая мощность разряда является определяющим фактором в формировании характеристик излучения. Поэтому из анализа приведенных зависимостей в случае цезиевой лампы 11/35 ($P_{уд.}=420$ Вт/см) оптимальными параметрами электрического питания являются $U_n = 120$ В и $t_3= 250$ мкс. При данных параметрах полностью обеспечиваются требования к характеристикам излучения лампы, рассчитанным в главе 1.

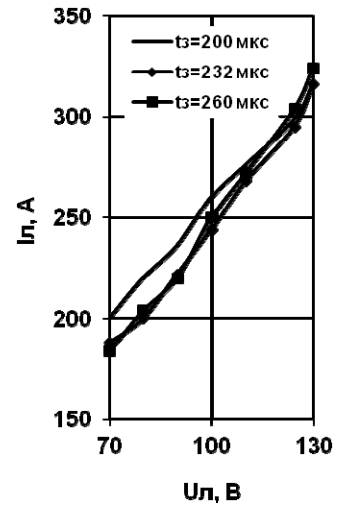
Скорость наращивания термической ионизации (амплитуда напряжения) и периода этого воздействия (время t_3 приложения напряжения к лампе) влияют на величину пиковой силы и длительности импульса излучения по - разному. Данное явление, вероятно, связано с флуктуацией давления паров цезия в разряде (переход разряда из ненасыщенных в насыщенные пары), о чем свидетельствуют экстремумы кривых на рисунке 3.23 б и рисунке 3.24 б,в. Тем не менее, все указанные явление только обеспечивают формирование фронта импульса излучения, а пиковое значение энергии определяется процессами на плато импульса напряжения в квазистационарной стадии разряда [158].



а)

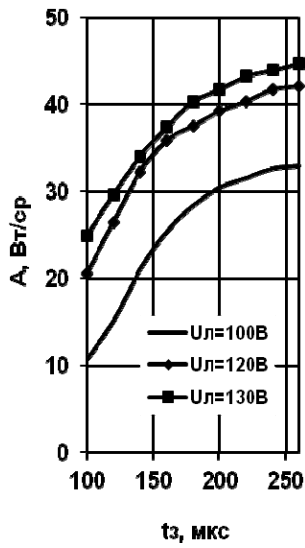


б)

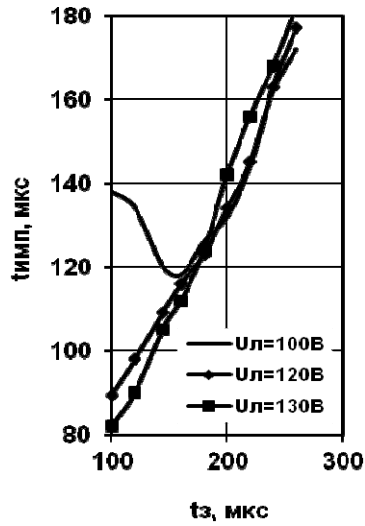


в)

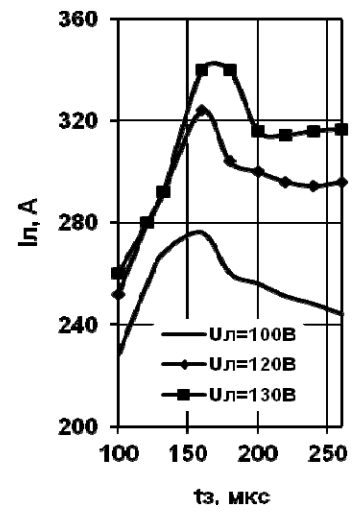
Рисунок 3.23. Зависимость параметров излучения от электрического напряжения на импульсной цезиевой лампе



а)



б)



в)

Рисунок 3.24. Зависимость излучательных параметров от длительности импульса электрического напряжения на импульсной цезиевой лампе

3.2.4. Исследование характеристик ИК излучения цезий – ртуть – ксенонового разряда в квазистационарной стадии

В импульсных лампах при формировании плазменного столба в течение одного импульса происходит множество быстро сменяющихся теплофизических процессов, приводящих в итоге к состоянию термической стабилизации параметров в максимуме тока, называемого в научной литературе квазистационарной стадией. Наиболее данные явления изучены для разряда в инертных газах [12, 158], работы, посвященные формированию цезиевого плазменного канала в течение импульса, автору диссертации не известны.

Наличие дежурного горения дуги вносит некоторые коррективы в теории послепробойного расширения электрической дуги в «холодных» инертных газах, рассмотренные в [12]. В фактически уже сформированном дежурным режимом сравнительно низкотемпературном канале под действием продольного градиента потенциала осуществляется форсированная термическая ионизация плазмообразующей среды. Независимо от того, какие быстро сменяющиеся процессы элементарных взаимодействий атомов, ионов, электронов и фотонов происходят при формировании разрядного канала, важнее знать причины, приводящие к прекращению роста результирующей термической ионизации газа. Именно пиковое значение тока определяет импульсные характеристики излучения лампы.

Спектральные характеристики цезиевого разряда. Временной характер формирования разрядного тока рассматривался выше, поэтому основное внимание в данном разделе будет сосредоточено на спектральных характеристиках цезиевой лампы в течение времени приложения импульса напряжения.

На квазистационарной стадии формирования канала вся выделяющаяся энергия электрического поля в каждый момент времени полностью расходуется на компенсацию потерь в окружающую среду за счет излучения, газодинамических процессов, теплопроводности и т. д. В разрядных лампах для СОЭП важно получить максимальный выходной поток излучения в требуемом спектральном

интервале и свести к возможному минимуму остальные виды потерь. Например, подбор состава плазмообразующей среды позволяет снизить потери на теплопроводность в процессе формирования токового импульса. Для этих целей идеально подходит ртуть, обладающая более низкой теплопроводностью в сравнении со щелочными металлами (см. главу 1).

Для изучения излучательных характеристик в низкотемпературной плазме целесообразно применять источники питания ламп с прямоугольными импульсами подаваемого на лампу напряжения [158]. Приведенная на рисунке 3.22 установка дает возможность изучать не только ионизационные и релаксационные процессы на фронтах импульса, но и квазистационарную плазму на «плато» импульса. При этом необходимо, чтобы продолжительность импульса напряжения была меньше характерного времени переноса энергии диффузией и теплопроводностью. Это требуется для того, чтобы наблюдалось преобладание объемных релаксационных процессов над обменом с ограничивающей его стенкой. По данным [158] время диффузии на длину в 1 см составляет $10^{-2} \div 10^{-3}$ сек. Поэтому длительность импульса тока для лампы с диаметром разрядного канала в 1 см не должна превышать $5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-4}$ сек. Проведенная оценка дает верхний предел продолжительности импульса напряжения для объемных релаксационных процессов.

Спектральные измерения импульсных цезиевых ламп с размерами разрядного канала 11/35 проводились на установке, рассмотренной в разделе 3.1.1. Цезиевая лампа работала при средней мощности 1,0 кВт, частоте следования импульсов 425 Гц, напряжении на выходе стабилизатора 120В и $t_z = 200$ мкс.

Необходимо отметить, что полученные данные отличаются от спектрального распределения при развитии плазменного канала в ксеноне [159], где для моментов соответствующих началу разряда ($t = 200$ мкс) характерно излучение, в состав которого входят многочисленные ярко выраженные линии. Такое распределение энергии присуще оптически прозрачным разрядам дуговых ксеноновых ламп непрерывного горения. В моменты времени прохождения тока через макси-

мум ($t \sim 500$ мкс), значительное число линий уширяется и излучение ламп существенно приближается к излучению абсолютно черного тела. Такой характер изменения спектра за время импульса наблюдался для ламп всех диаметров и во всех режимах.

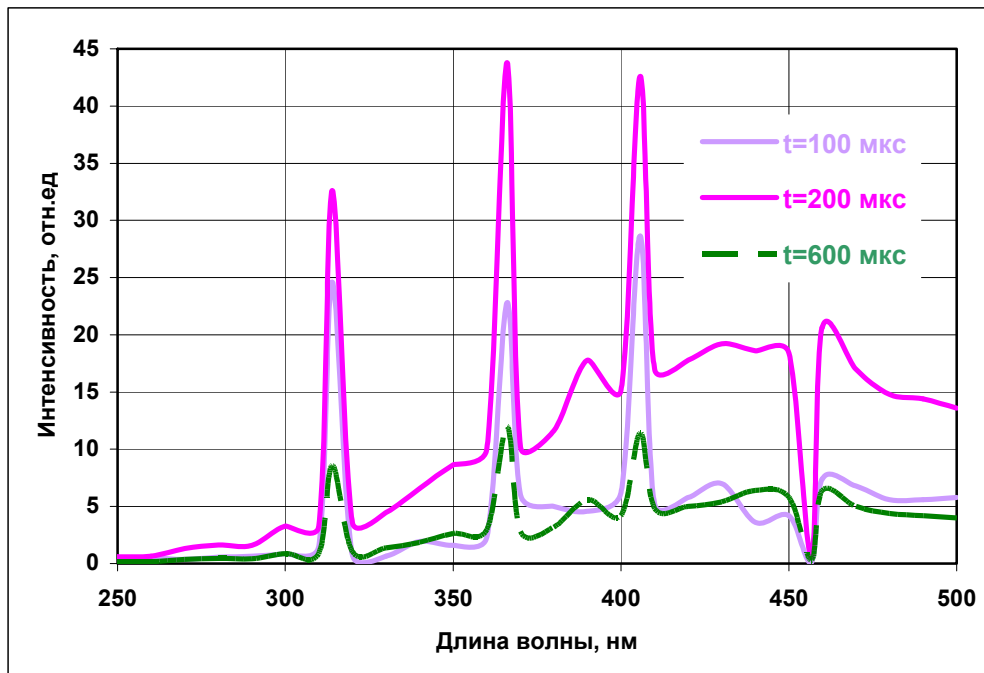
В нашем случае (рисунок 3.25) наблюдается идентичность линий спектров излучения цезий – ртуть – ксенонового разряда для различных моментов времени, только по мере приближения импульса тока к своему максимальному значению возрастает их интенсивность и ряд линий самообращается.

Предположительно, самообращение линий обусловлено двумя причинами, во – первых, спектральным распределением коэффициентом цезий – ртуть – ксенонового разряда. В таблице 3.6 приведены расчетные значения максимумов спектрального распределения коэффициента поглощения Cs-Hg-Xe плазмы [160], которые располагаются в диапазоне длин волн излучающих линий цезия и ртути.

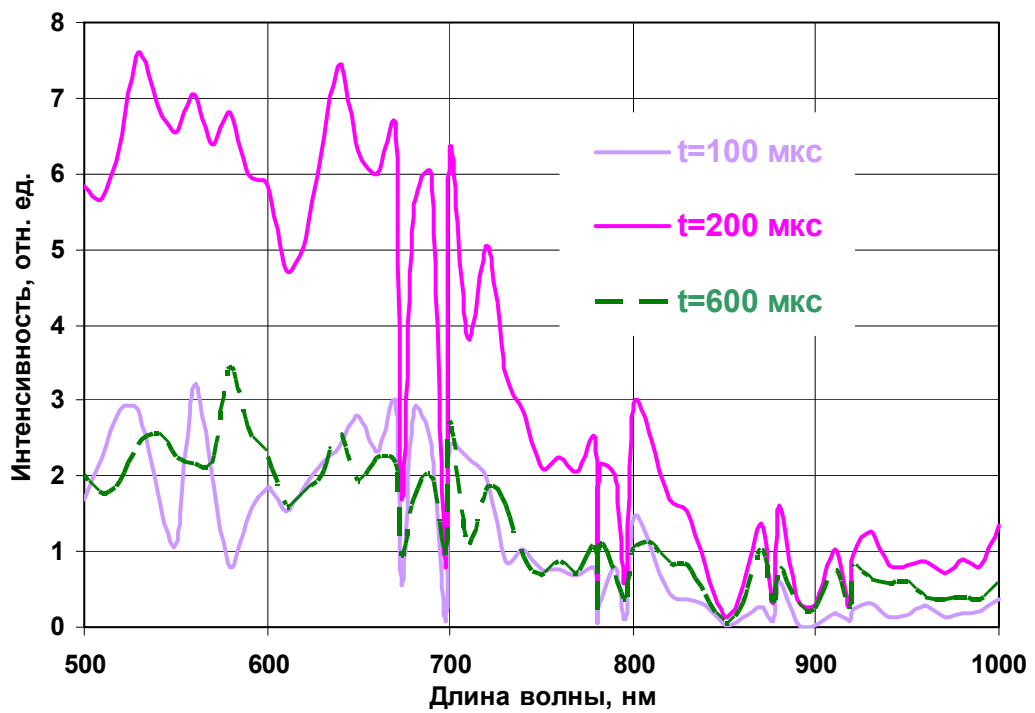
Таблица 3.6

Основные характеристики линий спектрального распределения излучения Cs-Hg-Xe плазмы при удельной мощности $P_{уд.}=285$ Вт/см.

Элемент	Длины волн излучающих линий, нм	Переходы [160]	Потенциалы возбуждения излучающих уровней, эВ, [162]	Наиболее близкие полосы поглощения [160]		Вид линии
				Длина волны, нм	k , 1/см	
Hg	313,156	$6^3D_2 \rightarrow 6^3P_1$	8,85	315,9	$3,0 \cdot 10^{-1}$	Линия триплета
	365,015	$6^3D_3 \rightarrow 6^3P_2$	8,86	366,4	$4,2 \cdot 10^{-1}$	-/-
	365,483	$6^3D_2 \rightarrow 6^3P_2$	8,83	366,4	$4,2 \cdot 10^{-1}$	-/-
	404,656	$7^3S_1 \rightarrow 6^3P_0$	7,73	404,6	$4,27 \cdot 10^{-1}$	-/-
	407,783	$7^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$	7,9	411,5	$4,4 \cdot 10^{-1}$	-/-
Cs	455,526	$7^2P_{3/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	2,7	455,5	$6,91 \cdot 10^2$	Самообращена
	459,316	$7^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	2,72	458,5	$2,02 \cdot 10^3$	-/-
	697,32	$7^2D \rightarrow 6^2P$	3,21	697,3	$2,46 \cdot 10^1$	-/-
	794,40	$8^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	3,01	791,6	1,99	-/-
	852,11	$6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	1,46	851,1	$3,3 \cdot 10^3$	-/-
	894,35	$6^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$	1,39	894,1	$1,02 \cdot 10^4$	-/-
	917,20	$6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$	2,78	916,8	$1,37 \cdot 10^2$	-/-



а)



б)

Рисунок 3.25. Изменение спектрального распределения излучения цезия в течение импульса тока при $P_{уд.}=285$ Вт/см

Из таблице 3.6 видно, что k для ртутных линий на два порядка меньше, чем для цезиевой составляющей излучения.

Вторая причина, которая также связана с коэффициентом поглощения излучающей плазмы, это высокое давление паров цезия. Согласно [157], давление паров щелочных металлов пропорционально величине спектрального интервала между максимумами «крыльев» самообращенной резонансной линии. Как видно из рисунка 3.24, спектральный интервал между максимумами самообращенных линий в ходе формирования плазменного канала остается неизменным. Данный факт свидетельствует о постоянстве давления паров цезия на протяжении всего импульса тока и отсутствии газодинамических процессов, например ударных волн. Известно, что рабочее давление паров определяется температурой холодной точки лампы (т.х.т.), расположенной в нашем случае за катодом. Тепловое состояние х.т. в силу инерционности процессов теплопроводности элементов электродного узла, остается неизменным за все время прохождения импульса тока. Кроме этого горящая в промежутке между силовыми импульсами дежурная дуга, также поддерживает холодную точку в стационарном тепловом состоянии.

Дополнительно необходимо сделать несколько замечаний. Приведенное спектральное распределение соответствует режиму работы лампы при непрерывной частоте следования импульсов и удельной мощности ($P_{уд.}$) 285 Вт/см. В данном случае плазма находится в сравнительно «холодном» состоянии, поэтому на рисунке 3.24,а наблюдаются узкие линии ртути. Переход к импульсно - периодическому режиму работы лампы при $P_{уд.} = 430$ Вт/см приводит к трансформации этих линий в непрерывный фон. Однако и в этом режиме, тенденции сохранять качественно неизменным спектральное распределение излучения цезиевого разряда на протяжении всего времени прохождения импульса тока остаются.

Важность полученного результата применительно к разрядному источнику СОЭП заключается в следующем. При попадании излучения СОЭП в ГСН стабильность спектра излучения во времени увеличивает вероятность формирования

помехи в тракте управления ракетой независимо от спектральной чувствительности фотоприемника и конструкции растрового анализатора.

Длительность импульса излучения. Для СОЭП важна амплитудная и временная стабильность импульса излучения разрядного источника в определенном спектральном диапазоне. Как и ранее проведем сравнение с импульсным ксеноновым разрядом. В работе [159] было показано, что длительность импульса излучения импульсного ксенонового разряда определяется коэффициентом поглощения плазмы. Так излучение в линии быстро достигает максимального значения и остается примерно постоянным в течение значительного промежутка времени, тогда как интенсивность излучения фона за это время уменьшается более, чем вдвое. При этом излучение с длиной волны линий затянута во времени и существует даже тогда, когда излучение фона уже прекращается. Одной из причин такого хода осциллограмм является то, что показатель поглощения плазмы в области линий значительно больше, чем в области фона и, начиная с ранних стадий разряда, плазму можно рассматривать как температурный излучатель. Для этих же моментов времени в области фона плазма частично прозрачна.

Данный факт нашел подтверждение в случае разряда высокого давления в парах цезия. На рисунке 3.26 приведены нормированные осциллограммы импульсов излучения в линиях так и в близлежащей спектральной области излучения фона. Понятно, что пиковые значения импульса излучения в ртутных линиях выше, чем в области фона. Для сравнения длительности рассмотренных импульсов проведено нормирование по отношению к максимальному значению. Из рисунка 3.26 видно, что для ртутной линии $\lambda=314,0$ нм и ближайшего фона $\lambda_{\phi}=300$ нм ($k= 0,264$ 1/см, [160]) длительности практически равны в пределах погрешности измерения, в то время как для цезиевой линии и $\lambda_{\phi}=750,0$ нм ($k= 0,586$ 1/см,) они разнятся на 150-200 мкс.

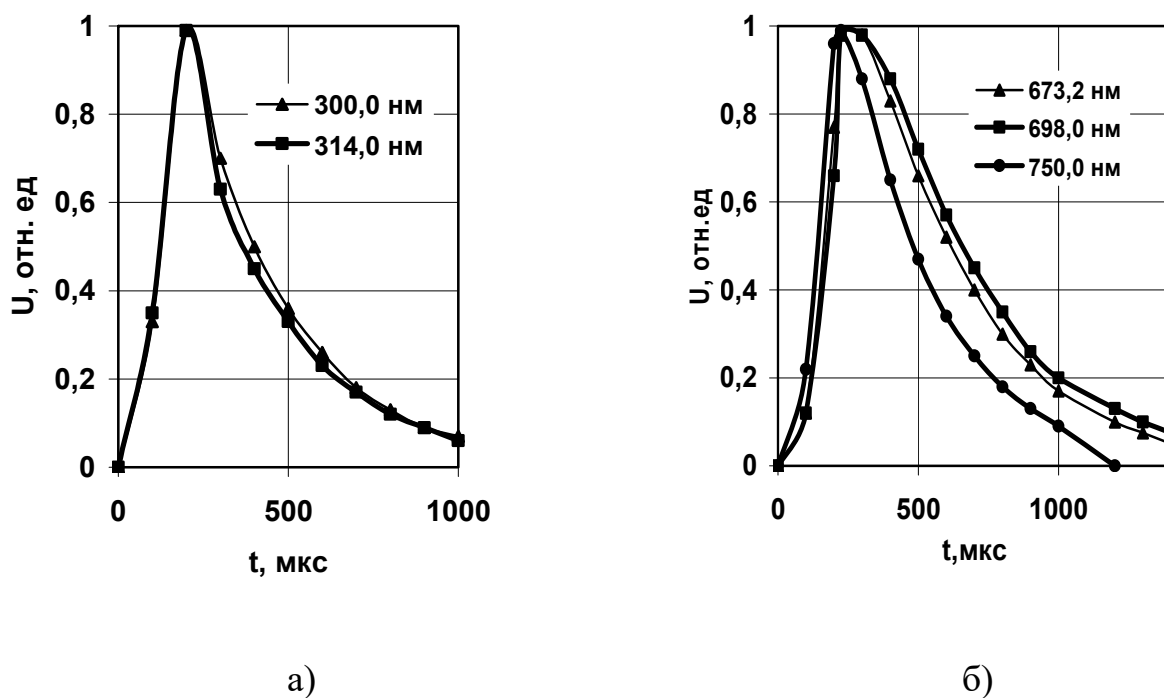


Рисунок 3.26. Нормированные импульсы излучения в линиях и в спектральной области излучения фона

Характер изменения длительности для режимов работы лампы с непрерывной частотой следования токовых импульсов и импульсной периодической структурой одинаков: длительность импульсов излучения плавно возрастает с увеличением длины волны, причем в структурированном режиме длительность изменяется сильнее. Например, как следует из рисунка 3.26, длительность импульса излучения по уровню 0,5 в линиях для $\lambda=314,0$ нм составляет ~ 350 мкс, в то время как для цезия при $\lambda=698,0$ нм достигает 550 мкс. Поэтому для каждого практического применения импульсного разряда необходимо исследовать не только спектральное распределение излучения в квазистационарной стадии разряда, но и временные зависимости импульса в конкретном интервале длин волн.

Таким образом, из всего сказанного выше можно сделать заключение, что почти на всем протяжении квазистационарной стадии геометрия разрядного канала практически не меняется, отсутствует заслуживающее внимание перемещение газа (постоянство давления), а вся выделяющаяся в плазме энергия расходуется на

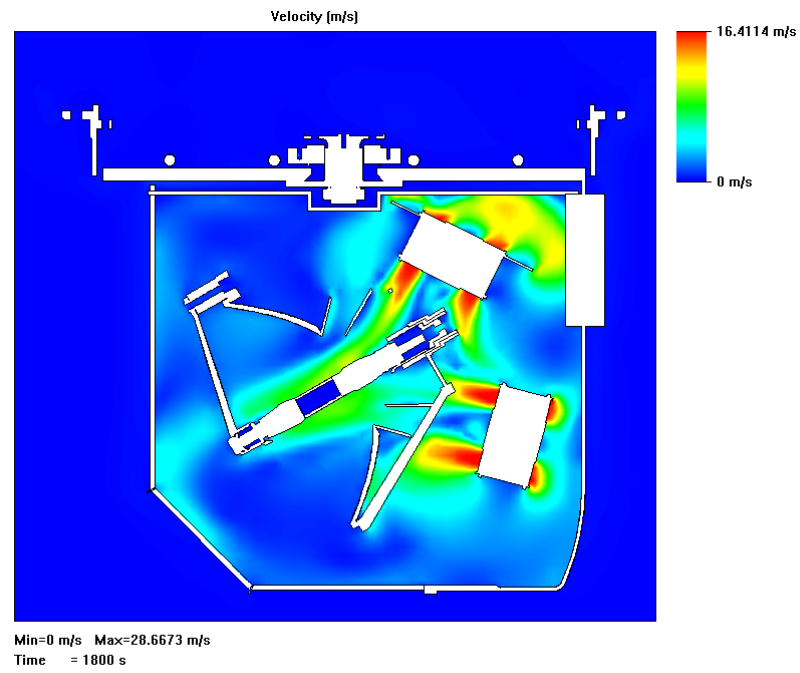
компенсацию потерь в окружающую среду. Поэтому в каждый момент времени энергетический баланс импульсного цезиевого разряда в первом приближении подобен энергетическому балансу стационарного дугового разряда при соответствующих условиях, а мгновенное состояние импульсной плазмы сходно с состоянием стационарной плазмы. Поэтому при определенных допущениях можно говорить о существовании квазиравновесного состояния в данной точке плазмы в данный момент времени для импульсного разряда высокого давления в парах цезия.

3.3. Исследование эксплуатационных характеристик импульсных газоразрядных ламп ИК излучения в составе СОЭП

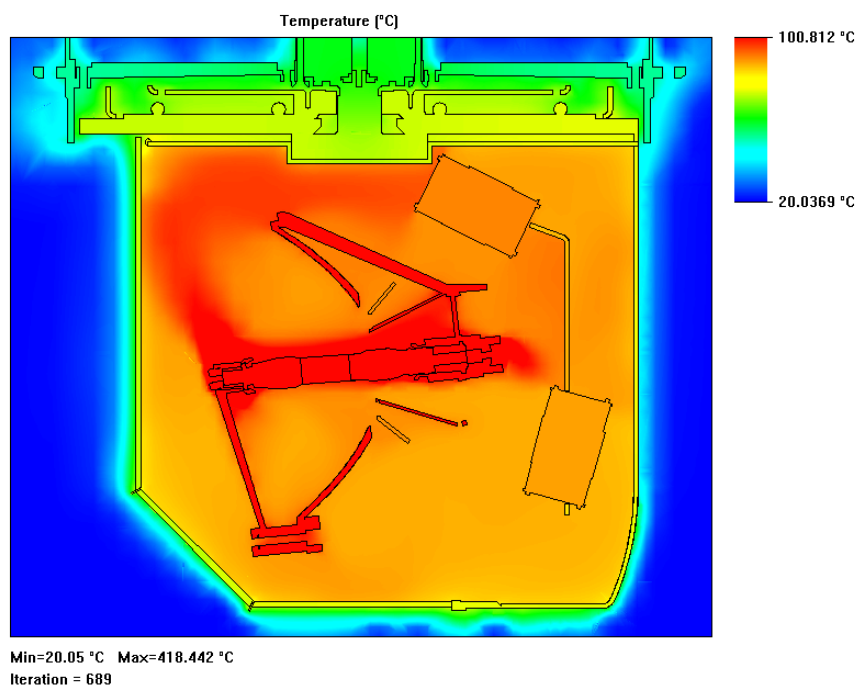
В условиях боевого применения СОЭП важным аспектом является обеспечение быстрой готовности системы к выполнению защиты ЛА и постоянной работоспособности изделия в условиях различных температурных и атмосферных воздействий. Решение перечисленных задач осложняется эксплуатацией разрядного источника в замкнутом объеме излучателя СОЭП (см. рисунок 3.27), исключающем контакт с внешней атмосферой. Конструктивное исполнение изделия вносит дополнительные ограничения в температуре и скорости воздушного потока, обеспечивающего охлаждение лампы. На рисунке 3.27 в качестве примера приведено распределение скорости воздушного потока вдоль поверхности лампы и в различных частях излучателя. Использование системы двух конфузоров позволяет достичь скорость охлаждающего потока вдоль лампы до 10 м/сек (рисунок 3.27, а) при температуре воздуха 100°C. Приведенные на рисунке 3.27,б результаты соответствуют температуре окружающей среды 15°C. В случае повышения атмосферной температуры до 80°C по расчетным оценкам температурное поле лампы возрастает на 50°C.

Поэтому применительно к разрядному источнику излучения, входящему в состав СОЭП, являются актуальным решение следующих вопросов:

- обеспечение надежного зажигания и минимального времени готовности лампы к выполнению своего функционального назначения;
- поддержание стабильности излучательных характеристик в условиях флуктуации окружающей температуры (температуры охлаждающего воздушного потока);
- сохранение постоянства параметров при работе в условиях возвращенного излучения от отражающей системы.



a)



б)

Рисунок 3.27. Схема воздушного потока и температурное распределение в излучателе СОЭП

3.3.1. Особенности зажигания импульсных газоразрядных ламп с разрядом в цезий – ртуть – ксеноновой смеси

Время готовности лампы к выполнению своего функционального назначения складывается из следующих временных интервалов: времени зажигания, периода формирования плазменного канала и интервала стабилизации излучательных параметров.

Зажигание ламп высокого давления с излучающими добавками щелочных металлов обычно производят подачей высоковольтных импульсов от специального устройства [12, 58]. В случае использования принудительного охлаждения такой способ зажигания не приводит к образованию проводящего канала между электродами. Это связано с конденсацией щелочного металла в виде пленки на электродах и внутренней поверхности разрядной трубки. Для устранения эффекта «замыкания» в работе [60] предложено перед зажиганием лампы производить прогрев оболочки нагревателем, навитым на внешнюю поверхность разрядной трубки в зоне катодного узла, а после испарения щелочного металла производить высоковольтный поджиг.

Данный способ зажигания, несмотря на его простоту, для лампы с двумя сапфировыми оболочками, работающей в условиях принудительного воздушного охлаждения, не приемлем в силу нескольких причин:

- во-первых, конструктивное исполнение такого нагревателя, расположенного в зазоре менее 1 мм между оболочками и имеющего независимые токоподводы, не представляется возможным;

- во-вторых, размещенная непосредственно на внешней поверхности оболочки спираль нагревателя не обеспечит равномерный тепловой контакт. Поэтому в результате локального разогрева и анизотропных тепловых свойств сапфира с большой долей вероятности произойдет разрушение оболочки горелки.

- в-третьих, существенно увеличивается время готовности ламп.

В результате проведенных исследований для устранения эффекта «замыкания» нами предложено через образовавшуюся пленку цезия пропускать ток, который вызывает быстрый нагрев металла и его испарение со стенок разрядной трубки. В момент разрыва пленки происходит пробой ксенона, используемого в качестве газа, и разряд распространяется не весь межэлектродный промежуток. Так как вся используемая для нагрева мощность выделяется непосредственно в слое металла и для его испарения не требуется подогрева колбы, то время зажигания разряда существенно сокращается.

Месторасположение на поверхности разрядной трубки «шунтирующей» пленки металла имеет вероятностный характер, а ее сопротивление колеблется в широких интервалах, поэтому характеристики источника зажигания лампы должны обеспечивать гарантированное испарение пленки цезия в условиях широкого варьирования эксплуатационных параметров (температура, скорость воздушного потока и т. д.).

Для определения нагрузочных характеристик источника зажигания необходимо рассмотреть изменение сопротивления лампы после отключения тока в процессе остывания и флуктуации температуры окружающего воздуха. Температурный профиль пара и оболочки определяется параметрами разряда, существующего к моменту отключения, и дальнейшее изменение теплового состояния в лампе происходит за счет излучения, теплопроводности и теплоотдачи через окружающий оболочку газ. Одновременно со снижением температуры плазмы после отключения лампы происходит конденсация паров либо на оболочку в случае сохранения принудительного теплосъема, либо в холодную зону при естественном охлаждении [161, 162].

Рельеф и смачиваемость поверхности, коэффициент поверхностного натяжения осаждаемого металла, наличие неконденсируемой примеси (в нашем случае ксенон) определяют механизм конденсатного образования: пленочная или капельная конденсация [161, 163]. В обоих случаях результирующий поток конден-

сируемой массы цезия j , отнесенный к единице поверхности, определяется по формуле Герца-Кнуддсена [161]:

$$j = f \sqrt{\frac{\mu}{2\pi k}} \left(\frac{P_n}{\sqrt{T_n}} - \frac{P_{нов}}{\sqrt{T_{нов}}} \right) \quad (3.16)$$

где $T_n, T_{нов}$ – соответственно, температура пара и поверхности разрядной трубки; $P_n, P_{нов}$ – соответственно, давление пара при температуре T_n и $T_{нов}$; μ – молекулярная масса; k – коэффициент конденсации.

Из (6.1) следует, чем меньше температура оболочки разрядной трубки, тем быстрее происходит формирование проводящей пленки и стабилизация ее сопротивления. Этот факт привел к мысли о необходимости сохранения воздушного принудительного охлаждения после отключения лампы.

Для пленочной конденсации характерно образование на охлаждаемой поверхности равномерной и устойчивой пленки. Расчетная оценка сопротивления пленки цезия $R_{пл}$ массой 9 мг, равномерно распределенной по поверхности разрядного промежутка лампы диаметром 7 мм и межэлектродным расстоянием 90 мм (далее 7/90), составляет 0,36 Ом. Как показывают результаты измерений сопротивления цезиевой пленки у пятидесяти исследованных ламп, приведенные в таблице 3.7, реальное $R_{пл}$ находится в интервале 0,2 ÷ 60 кОм, при этом наибольшее число ламп имеет $R_{пл} = 1 ÷ 30$ кОм.

Отличие расчетного и реального сопротивлений, а также широкий интервал омического сопротивления у цезиевых пленок различных ламп, по нашему мнению, связано с ее неравномерностью. Изучение внутренней поверхности разрядной трубки под микроскопом показало, что пары цезия конденсируются, заполняя вогнутые площадки волнистого рельефа оболочки (дефекты, обусловленные

Таблица 3.8

Количественное соотношение ламп в зависимости от сопротивления пленки

$R_{пл}$, кОм	0,2-1	1-10	11-20	21-30	31-40	40-60	Более 60
Кол-во, %	12	20	28	26	8	6	-

вибрацией штока ростовой установки по методу А.В. Степанова). При этом образуется сложная проводящая структура из микрокапель, соединенных между собой ячеистыми перемычками. В дальнейшем эту структуру продолжим называть проводящей пленкой, хотя в строгом смысле слова она таковой не является. Наличие цезиевых перемычек все-таки свидетельствует о пленочной конденсации. Формирование сложной ячеистой структуры, предположительно, связано с «миграцией» цезия вплоть до установления состояния равновесия, определяемого формулой Лапласа: $\ln \frac{p}{p_0} = \frac{\mu \times 2\sigma}{\rho RT^2}$, где p , p_0 – давления над выпуклой и вогнутой поверхностями, σ – коэффициент поверхностного натяжения; ρ – плотность жидкости; R – радиус кривизны; μ – молекулярная масса T – температуры поверхности.

Таким образом, процесс формирования проводящей пленки можно разделить на два этапа. Первый – это быстрая конденсация, скорость которой определяется интенсивностью снижения температуры поверхности оболочки, а сопротивление лампы на этой этапе зависит от соотношения массы цезия в газообразном и конденсированном состоянии. Второй, перераспределение массы цезия по поверхности разрядной трубки, когда сопротивление лампы плавно уменьшается, стремясь к определенному значению, зависящему от температуры и внутреннего рельефа оболочки. В обоих случаях, условия теплосъема с внешней горелки являются определяющими, о чем свидетельствуют экспериментальные результаты, приведенные на рисунке 3.28.

Из полученных данных следует (рисунок 3.28,а), что у кривых 1 и 2 стабилизация сопротивления пленки при 100 кОм через 60 и 90 сек., соответственно, а для кривой 3 этот момент наступает через 100 сек. ($R_{nl} = 240$ кОм). Этот результат свидетельствует о необходимости повышения скорости охлаждения потока. В экспериментах скорость сжатого воздуха достигала 20 м/сек, концентрация охлаждающего потока коническим конфузуром на поверхности лампы позволила получить скорость 10 м/сек.

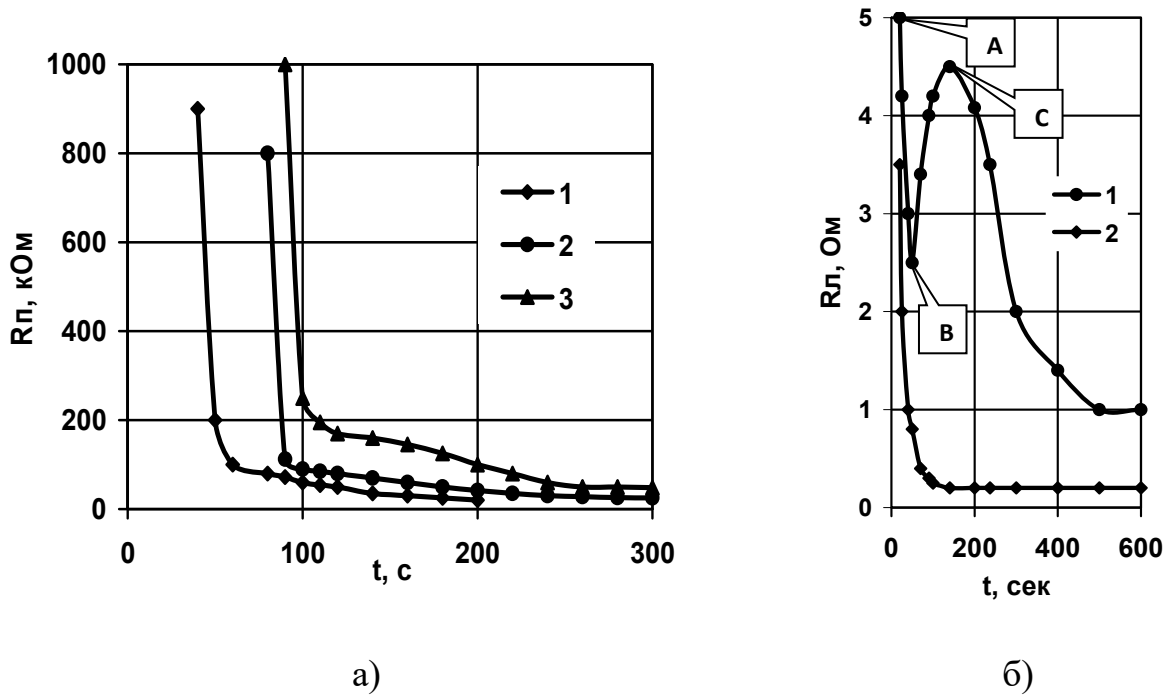


Рисунок 3.28. Зависимость сопротивления лампы от времени остывания после выключения лампы при охлаждении сжатым воздухом через кольцевое сопло (1), тремя вентиляторами через кольцевое сопло (2) и тремя вентиляторами в цилиндрической трубе (3)

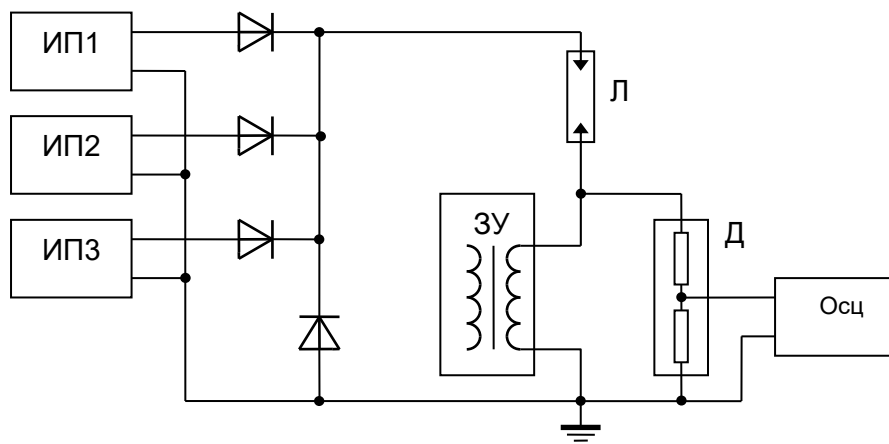


Рисунок 3.29. Блок – схема экспериментальной установки для изучения зажигания сапфировой лампы с двумя оболочками источники постоянного напряжения – ИП1 ($U_{max} = 1800 \text{ В}$ и $I_{max} = 0.3 \text{ А}$), ИП2 ($U_{max} = 3000 \text{ В}$ и $I_{max} = 0.1 \text{ А}$), ИП3 ($U_{max} = 300 \text{ В}$ и $I_{max} = 1,5 \text{ А}$), ЗУ – импульсное зажигающее устройство, Л – исследуемая лампа, Д – делитель напряжения, Осц – осциллограф

Из сказанного выше можно сделать предварительное заключение: в случае принудительного охлаждения минимальное сопротивление пленки составляет 200 Ом (см. табл. 3.7), а усредненное значение $R_{пл} \approx 150$ кОм. Оценим нагрузочные характеристики блока зажигания по пленке для указанных граничных значений $R_{пл}$. Для этих целей был изготовлен универсальный источник питания лампы, блок – схема которого приведена на рисунке 3.29.

Если к электродам лампы подключить источник напряжения, то по пленке пойдет ток и будет выделяться мощность: $P_n = U^2/R_{пл}$, где U –напряжение, приложенное к электродам, $R_{пл}$ – сопротивление пленки. Экспериментально установлено, что пленка наиболее интенсивно испаряется при мощности нагрева ~ 50 Вт.

Поэтому, исходя из приведенного выше выражения, для испарения пленки в 200 ом необходимо к электродам приложить напряжение не менее 100В ($I_{пл}=0,5$ А). Это осуществляется посредством бока дежурной дуги ИПЗ (рисунок 6.3), основное функциональное назначение которого заключается в поддержании в проводящем состоянии плазменного канала между силовыми импульсами тока при работе лампы.

Для сопротивления $R_{пл} = 150$ кОм на лампу требуется 2700 В ($I_{пл} = 18$ мА) от специального источника подпитки ИП2 (рисунок 3.29). Эксперименты показали, что указанные блоки полностью испаряют пленку цезия, поэтому в использовании ИП1 нет необходимости.

В редких случаях, когда пары полностью конденсируются в заэлектродной зоне и лампа в холодном состоянии имеет сопротивление более 150 кОм, применяется подача высоковольтного импульса от трансформатора ЗУ. Именно в такой последовательности подключения и с рассчитанными выше нагрузочными характеристиками используются блоки в комбинированной системе зажигания в системах оптико – электронных помех.

При экстренном отключении бортового питания СОЭП, возникает ситуация, когда остывание лампы происходит в условиях естественного охлаждения. Поэтому вопрос повторного зажигания «горячей» лампы является актуальным. На

рисунке 3.28,б представлено изменение сопротивления плазменного канала в процессе остывания лампы в отсутствие (кривая 1) и при наличии (кривая 2) принудительного охлаждения. Из рисунка 3.28,б видно, что при воздушном принудительном охлаждении сопротивление стабилизируется до величины 250 кОм примерно через 1,5 мин., а при естественном охлаждении только через 10 мин. достигается 1 Мом. Характер кривой 1, а именно участок АВС, автор диссертации связывает с влиянием внешней оболочки на температуру разрядной трубки. В момент отключения лампы (точка А) температура внешней колбы соответствует рабочей температуре и на участке АВ продолжается охлаждение горелки (конденсация паров цезия) за счет градиента температур в зазоре. Точка В соответствует равенству температур внешней оболочки и поверхности горелки. С этого момента внешняя колба играет роль термостата, температура пара и оболочки выравниваются, а участок ВС соответствует испарению частично сформированной пленки (уравнение 6.1) и уходу паров в холодную зону. При этом сопротивление лампы возрастает за счет исчезновения «шунтирующего» эффекта. Точка С соответствует окончанию частичного испарения пленки и продолжению конденсации пара цезия в холодную зону. Падение R_l продолжается до величины 1 Мом за время более 500 секунд, в то время как при принудительном охлаждении сопротивление лампы достигает стабилизированного значения 250 кОм за 100 секунд. Этот факт подтверждает необходимость сохранения принудительного охлаждения лампы после отключения. Поэтому, учитывая высокое сопротивление разрядного канала, повторное зажигание лампы осуществляется при подачи высоковольтного импульса от ЗУ (см. рисунок 3.29).

В заключении, необходимо отметить, что нагрузочные характеристики указанных блоков определялись одновременно с оптимизацией наполнения разрядной трубки внешней колбы лампы. В результате проведенных исследований для исключения пробоя в зазоре между оболочками давление неона, наполняющего данное пространство, выбрано в 700 тор, а пускового газа ксенона – 50 мм.рт.ст. (см. раздел 3.2).

3.3.2. Динамика теплофизических процессов разряда в цезий – ртуть ксеноновой смеси в процессе формирования плазменного канала

При разработке и эксплуатации Cs – Hg – Xe ламп важно понимание специфики переходного процесса, длящегося с момента зажигания разряда до выхода в рабочий режим. Эта особенность связана с наличием пленки цезия на поверхности разрядной трубки и в катодной области, где расположена холодная точка лампы.

В наших экспериментах было установлено, что в момент зажигания средняя электрическая мощность $P_{л}$ на лампе не должна превышать 600 Вт. Это связано с тем, что после зажигания лампы разряд происходит в ксеноне и его сопротивление составляет несколько Ом. В случае мгновенного приложения номинальной мощности к лампе $P_{л}$ произойдет термоудар по сапфировой оболочке и неизбежное ее разрушение.

В то же время источник инфракрасного излучения СОЭП должен обеспечивать минимальное время выхода в рабочий режим работы. Следовательно, с одной стороны, требуется обеспечить плавное повышение температуры разрядной трубки, а с другой стороны, необходимо выбрать такой режим повышения мощности, чтобы при сохранении срока службы, излучательные характеристики достигли номинальных значений в течение 5 мин. (регламентированное время готовности СОЭП). Поэтому в схеме питания лампы нами было предусмотрено плавное повышение $P_{л}$ ($\approx 6,5$ Вт/сек) до номинального значения. По мере роста электрической мощности до 800 Вт визуально наблюдается заполнение парами ртути разрядного промежутка, а цезий в виде кипящей массы сосредоточен у катода, где находится холодная точка лампы. Но уже при 1000 Вт разрядные процессы начинают протекать в смеси цезия, ртути и ксенона.

Вызывает несомненный интерес процесс заполнения парами металлов разрядного объема, так как вплоть до смешения (явление катафореза [164]) паров це-

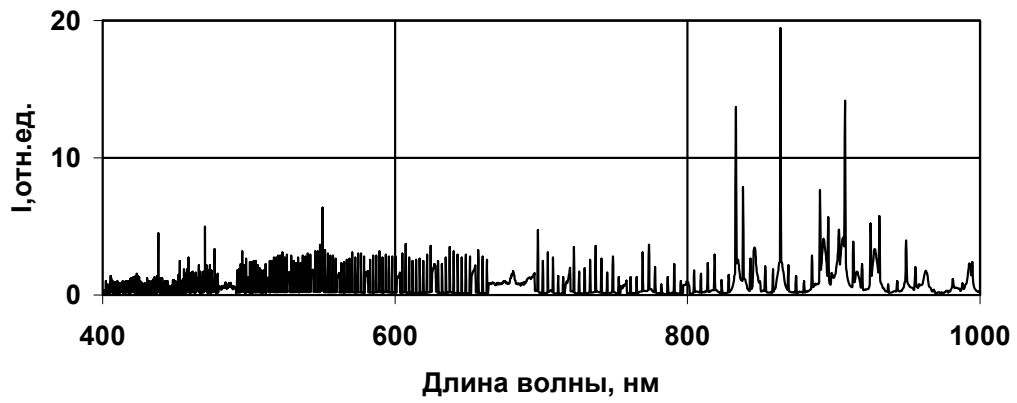
зия и ртути в единую парогазовую смесь наблюдается существенный продольный температурный градиент оболочки за счет различия в теплопроводностях указанных металлов. По мере формирования плазменного канала изменяются спектральные характеристики разряда, что позволяет судить о теплофизических механизмах заполнения разрядного промежутка. На рисунке 3.30 приведены полученные спектральные распределения излучения разряда лампы 7/90 с Cs-Hg-Xe наполнением при $P_l = 600$ (а), 1000 (б) и 2000 (в) Вт.

Из приведенных данных следует, что при $P_l=600$ Вт в спектре излучения разряда наблюдается наличие множества оптически тонких линий как цезия, так и ртути (рисунок 3.31,а). Так в синей области расположены около 13 линий излучения Hg и 5 линий Cs. Проведенная идентификация по данным работ [165, 166] позволила выявить наиболее интенсивные из них (см. табл. 3.6).

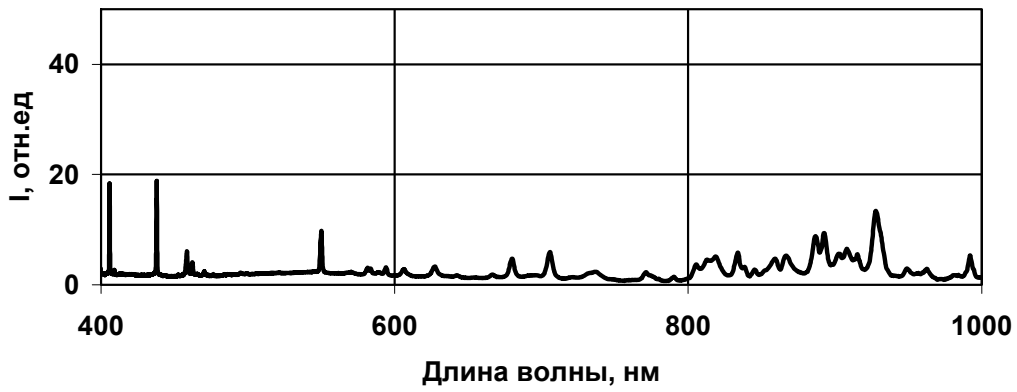
Однако по мере увеличения P_l происходит трансформация спектрального распределения излучения ламп. При достижении мощности $P_l = 1000$ Вт 12 линий Hg практически полностью исчезают, а 5 линий Cs и одна линия Hg ($\lambda=365,48$ нм) самообращаются (рисунок 3.31, б). При этом цезиевые линии расположены преимущественно в видимом и ближнем ИК диапазоне.

Дальнейшее повышение электрической мощности лампы приводит к росту интенсивности как непрерывного фона, так и отдельных линий цезия. (см. рисунок 3.31, в). Необходимо отметить наибольший рост наблюдается у отдельной линии ртути (313,156 нм) , которая не приведена на рисунке 3.31.

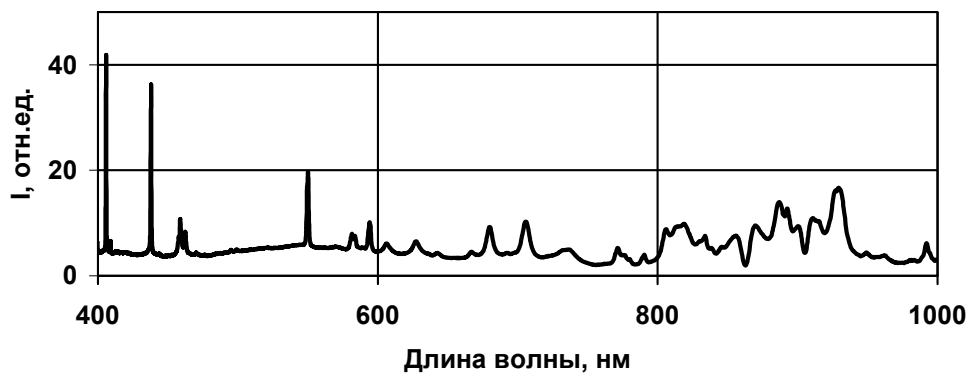
В процессе разгорания лампы интенсивность отдельных линий изменяется в различных точках разрядного канала. Спектральные измерения проводились при четырехкратном увеличении кварцевой линзой межэлектродного расстояния и выделении отдельных участков разряда калиброванной диафрагмой. На рисунке 3.32 показано изменение интенсивности двух характерных ртутных линий 313,16 нм (переход $6^3D_2 \rightarrow 6^3P_1$) и 365,48 нм (переход $6^3D_2 \rightarrow 6^3P_2$).



а)

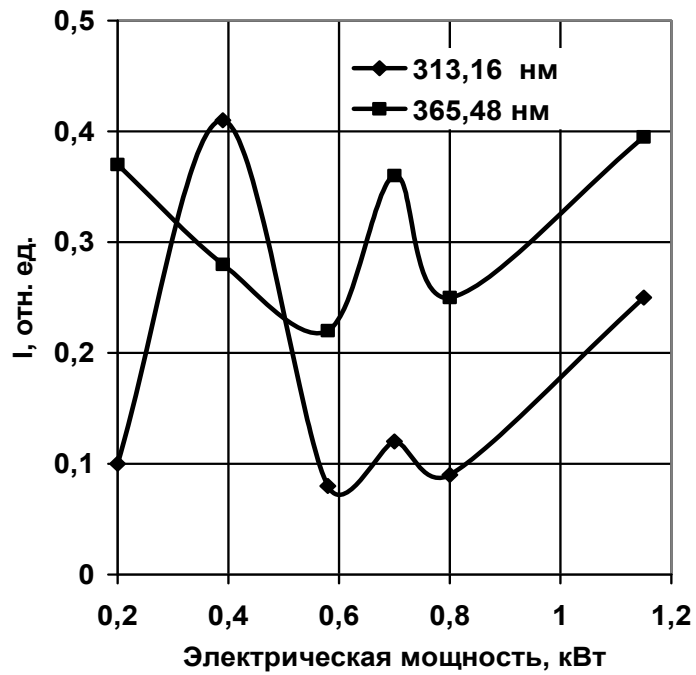


б)

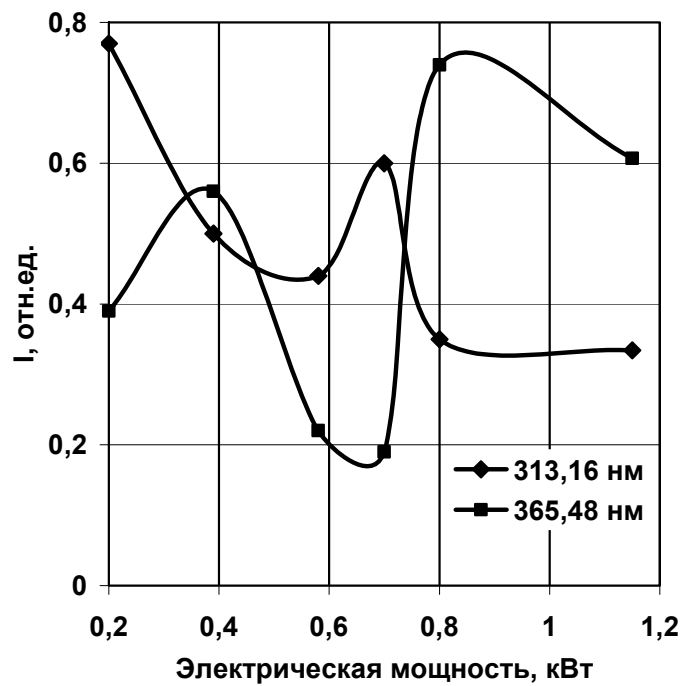


в)

Рисунок 3.31. Спектральное распределение излучения Cs-Hg-Xe лампы при $P_{л} = 600$ (а), 1000 (б) и 2000 (в) Вт



а)



б)

Рисунок 3.32. Зависимость спектральной силы излучения линий ртути от электрической мощности у катода (а) и в центре разрядного канала (б)

Так как интенсивность линий связана с давлением паров ртути над амальгамой, то в процессе разогрева холодной точки и по мере смешения компонентов плазмообразующей смеси происходит изменение силы излучения на этих длинах волн. Причем сопоставление интенсивности линий у катода (рисунок 3.32, а) и в центре разряда (рисунок 3.32, б) подтверждает наличие продольного катафореза. Например, начиная с мощности 0,8 кВт, интенсивность линий у катода возрастает, в то время как в центре происходит ее снижение. Как уже отмечалось, это связано с самообращением линий ртути при высоком давлении.

Сопоставление описанных выше визуальных наблюдений и результатов спектральных измерений качественно совпадают. Кроме этого, при достижении мощности $P_{\text{л}}=2,0\div 2,2$ кВт (≈ 250 сек. с момента включения) происходит стабилизация напряжения дежурной дуги $U_{\text{од}}$. Как следует из работы [135], $U_{\text{од}}$ определяется давлением паров цезия. Для контроля давления паров щелочных металлов нами использован метод, основанный на измерении интервала длин волн $\Delta\lambda$ между крыльями самообращенной резонансной линии цезия 852,11 нм.

Таблица 3.8

Зависимость напряжения $U_{\text{од}}$ и $\Delta\lambda$ от электрической мощности лампы

Мощность, кВт	$U_{\text{од}}, \text{В}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$
1,0	45	10,4
1,5	70	18
2,0	110	28,5

В таблице 3.8 приведено сопоставление $U_{\text{од}}$ и $\Delta\lambda$. Анализ приведенной таблицы показывает, что с повышением мощности ламп напряжение дежурной дуги и давление паров имеют близкую к линейной тенденцию роста. Одной из причин такого поведения зависимостей является пропорциональное изменение температуры холодной точки (х.т.), определяющей давление паров излучающей добавки. Тепловое состояние х.т. определяется теплопроводностью оболочки и катода.

Проведенные спектральные исследования зависимости спектрального интервала $\Delta\lambda$ между крыльями самообращенной резонансной линии цезия в центре разряда (см. рисунок 3.33) показали, что начиная с 1,0 кВт рост давления цезия

имеет линейную тенденцию. Этот факт требует дополнительных исследований. Тем не менее, полученные результаты подтверждают, что при накоплении статистических данных, $U_{д.д.}$ может характеризовать величину давления паров плазмообразующей среды в лампе (см. рисунок 3.34).

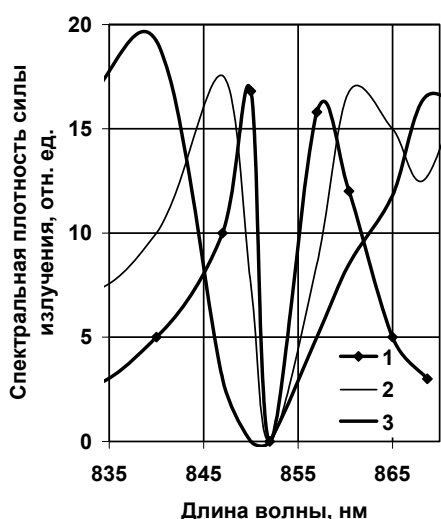


Рисунок 3.33. Зависимость спектрального интервала между максимумом самообращенной резонансной линии 852,11 нм от мощности Cs-Hg-He лампы 7/90: 1 - 1,0 кВт; 2 – 1,5 кВт; 3 – 2,0 кВт

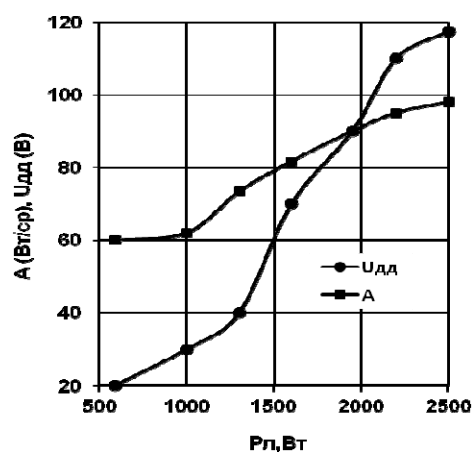


Рисунок 3.34. Зависимость напряжения дежурной дуги и пиковой силы излучения от мощности на лампе в процессе выхода в номинальный режим работы.

Из сказанного следует, что процесс формирования плазменного канала должен состоять из двух временных интервалов - периода медленного повышения электрической мощности на лампе до образования единой парогазовой смеси (в случае лампы 7/90 - $P_{л} = 1000$ Вт) и быстрого подъема мощности до номинального значения. Такой порядок функционирования применен в СОЭП, т.е. для обеспечения энергоэкономичности разрядный источник постоянно работает в "дежурном" режиме (поддержание разряда в смеси металлов) и только после получения команды об атаке летательного аппарата управляемой ракетой на лампу подается номинальная электрическая мощность.

3.3.3. Влияние на параметры ИК излучения изменения температуры окружающей среды в диапазоне от -60°C до $+85^{\circ}\text{C}$

Расчетные исследования по данному вопросу основывались на математическом моделировании процессов в оболочках лампы, модель которой приведена в главе 2. Для исследования модуляционных характеристик разрядного источника излучения в условиях флуктуации температуры охлаждающего потока воздуха решалась следующая система уравнений:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda \frac{dT}{dr} \right) - g = 0; \quad (3.17)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \chi \frac{dU}{dr} \right) = 0; \quad (3.18)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r j \frac{dT}{dr} \right) = 0; \quad (3.19)$$

с граничными условиями :

$$r=R \quad -\lambda \frac{dT}{dr} = S_T - \varepsilon \pi I_{p1}; \quad (3.20)$$

$$r=R_1 ; \quad T=U_1 \quad -\lambda \frac{dT}{dr} = \chi \frac{dU}{dr} + j_{12}; \quad (3.21)$$

$$r=R_2 \quad U=W \quad j_{12} \frac{R_1}{R_2} - \chi \frac{dU}{dr} = j \frac{dw}{dr}; \quad (3.22)$$

$$r=R_3 \quad -j \frac{dw}{dr} = \alpha(w - T_{oc}) - (1 - \rho) \pi I_{PL}; \quad (3.23)$$

где r – текущее значение радиальной координаты, $R, R_1; R_2; R_3$ – радиусы внутренней и наружной поверхностей разрядной трубки и внешней оболочки, T, U, W – температура стенки разрядной трубки, газа в зазоре между оболочками и

стенки внешней оболочки, соответственно, λ , j – коэффициенты теплопроводности материала оболочек; χ – коэффициент теплопроводности газа между оболочками; g и P – объемное излучение материала оболочек в области прозрачности сапфира; $\varepsilon\pi I_{PL}$ и $(1-\rho)\pi I_{PL}$ – потоки излучения в областях непрозрачности материала с внутренней поверхности разрядной трубки и внешней поверхности наружной оболочки; S_T – тепловой поток из плазмы разряда, нагружающий разрядную трубку, j_{I2} – поток излучения с внешней поверхности разрядной трубки в области непрозрачности сапфира; α – коэффициент теплоотдачи внешней поверхности наружной оболочки, T_{oc} – температура окружающей среды.

Данные по потокам излучения g и P в области непрозрачности сапфира, как функции температуры, были получены расчетным путем с учетом имеющихся данных по спектральным и температурным зависимостям оптического поглощения сапфира [98].

Информация по коэффициентам теплопроводности сапфира использованы из работы [167]. Коэффициент теплопроводности смеси газов в зазоре между разрядной трубкой и внешней оболочкой определялись по уравнению, заимствованному из работы [168]:

$$\chi = \frac{\lambda_1}{1 + A_{12} \frac{x_1}{x_2}} + \frac{\lambda_2}{1 + A_{21} \frac{x_1}{x_2}}; \quad A_{ij} = \frac{1,065}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{m_i}{m_j}\right)^{-1} \cdot \left[1 + \left(\frac{\lambda_i}{\lambda_j}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{m_i}{m_j}\right)^{\frac{1}{4}}\right]^2,$$

где λ_1 , λ_2 – коэффициенты теплопроводности чистых газов, входящих в состав смеси, m_i , m_j – массы молекул газов, x_i , x_j – мольные доли компонент. Данные по λ_1 , λ_2 для газов использовались из [152].

Приведенная модель позволяет оценить теплофизическое состояние оболочек в условиях, когда варьируются геометрические размеры оболочек, вид и качество материала оболочек, род газа теплоносителя или смеси газов, характер охлаждения, температура окружающей среды. Подробное описание алгоритма реализации вычислительного эксперимента приведено в главе 2.

Результаты расчета параметров, определяющих излучательные характеристики лампы при изменении температуры окружающей среды в диапазоне -60°C до $+70^{\circ}\text{C}$ для двух значений коэффициента α теплоотдачи внешней поверхности наружной оболочки, соответствующих среднему (10 м/сек) и интенсивному (30 м/сек) обдуву наружной оболочки воздухом приведены в таблице 3.9.

Таблица 3.9

Расчетная зависимость температуры оболочек и излучательных характеристик лампы от температуры окружающей среды

Коэффициент теплоотдачи, α	$T_{oc}, ^{\circ}\text{C}$	$T_2, ^{\circ}\text{C}$	$T_3, ^{\circ}\text{C}$	η_F , отн. ед	η_v , отн. ед	Δm , %
$6 \cdot 10^{-3}$ ($\nu = 10$ м/сек)	-60	1307	836	6,0	5,5	+0,27
	-40	1311	843	6,1	5,5	+0,22
	-20	1315	849	6,2	5,6	+0,1
	0	1319	856	6,3	5,7	0
	+20	1322	862	6,4	5,7	-0,05
	+45	1326	869	6,5	5,8	-0,16
	+70	1331	878	6,6	5,9	-0,27
$1 \cdot 10^{-2}$ ($\nu > 30$ м/сек)	-60	1217	668	3,7	3,8	+0,52
	-40	1222	679	3,8	3,97	+0,3
	-20	1228	689	3,9	4,0	+0,2
	0	1233	699	4,0	4,15	0
	+20	1239	710	4,2	4,2	-0,2
	+45	1244	721	4,3	4,3	-0,35
	+70	1251	733	4,5	4,4	-0,6

В данной таблице использованы следующие обозначения – T_1, T_2, T_3 – температуры внутренней поверхности разрядной трубки, средние температуры оболочки горелки и внешней колбы. Данные получены при следующих значения радиусов $R=0,35$ см, $R_1 = 0,48$ см, $R_2 = 0,55$ см, $R_3 = 0,68$ см, соответствующих лампе с диаметром разрядного промежутка 7,0 мм. В приведенной таблице по результатам расчета проведена оценка изменения глубины модуляции m в зависимости от температуры окружающей среды T_{oc} относительно значения m при 20°C . Величина Δm рассчитывалась по формуле:

$$\Delta m(T_{oc}) = \frac{\Delta A_n \cdot m \cdot (1 - m)}{A_n + \Delta A_n (1 - m)},$$

$$A_n = \eta_v(20^\circ\text{C}) + \eta_F(20^\circ\text{C})$$

$$\Delta A_n = \eta_v(T_{oc}) + \eta_F(T_{oc}) - A_n$$

где $m=0,93$ минимальное значение допустимой глубины модуляции, η_v и η_F - относительные величины, характеризующие постоянную составляющую излучения лампы, обусловленную объемным и поверхностным излучением сапфира.

Из приведенных результатов следует, что изменение температуры окружающей среды в пределах -60°C до $+70^\circ\text{C}$ не повлияет на режим работы лампы, так как изменение температуры холодной точки при этом составит лишь $20-30^\circ\text{C}$, что практически не отразится на величине давления добавок щелочного металла, определяющего параметры разряда.

Из таблицы следует, что при $T_{oc}=+70^\circ\text{C}$ Δm составит $-0,3\%$, а при $T_{oc}=-60^\circ\text{C}$ будет равна $+0,5\%$. Увеличение скорости охлаждающего потока воздуха приводит к увеличению зависимости параметров излучения от температуры окружающей среды. Однако даже при скорости потока 30м/сек Δm составит меньше $0,7\%$. Данный результат имеет важное значение, так как согласно рисунку 3.27, скорость охлаждающего потока определяет интенсивность теплообмена между корпусом излучателя СОЭП и воздуха в нем.

Результаты проведенных расчетов (см. таблицу 3.9) показывают, что изменение температуры окружающей среды в диапазоне -60°C до $+70^\circ\text{C}$ несущественно влияет на режим работы лампы и на глубину модуляции излучения.

Для экспериментальной проверки расчетных результатов была собрана установка, блок – схема которой приведена на рисунке 3.35. Поток воздуха под давлением из компрессора 7 подавался через кварцевый трубопровод специальной конструкции в конфузор 2, который формировал ламинарное течение хладагента вдоль оболочки лампы 1. Конструкция кварцевого трубопровода позволяла разместить его в наполненный жидким азотом сосуд Дьюара 4, который обеспечивал температуру охлаждающего потока -17°C . Для получения варьируемой повышенной температуры охлаждающего потока применялся специальный проволочный нагреватель 5, навитый на поверхность кварцевого трубопровода. Регулировка

напряжения электрического питания нагревателя позволяла варьировать температуру воздуха от комнатной до $+70^{\circ}\text{C}$ (см. таблицу 3.10). Перед установкой лампы в конфузور производился замер температуры охлаждающего потока.

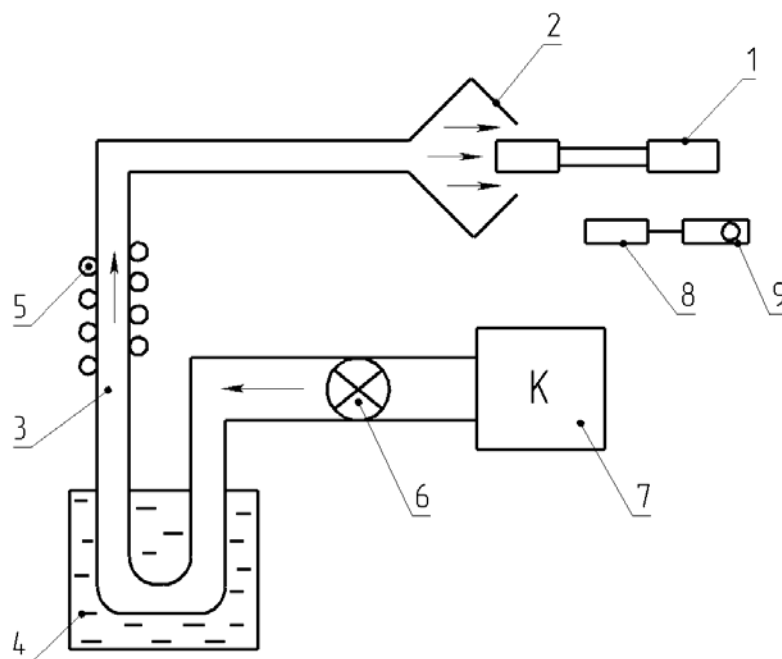


Рисунок 3.35. Блок – схема экспериментальной установки по исследованию температуры охлаждающего потока на излучательные параметры цезиевой лампы
1 - исследуемая лампа, 2 – конфузор, 3 – кварцевый трубопровод, 4 – сосуд Дьюара, 5 нагреватель, 6 – вентиль, 7 – компрессор, 8 – фотоприемник, 9 - осциллограф

Таблица 3.10

Зависимость электрических и излучательных параметров цезиевой лампы 11/35 от температуры охлаждающего воздуха.

$T_{oc}, ^{\circ}\text{C}$	$P_{л}, \text{кВт}$	$I_{пуск}, \text{А}$	$t_{0,5}, \text{мкс}$	$A, \text{Вт/ср}$	$t_{0,5}, \text{мкс}$	$U_{д.д.}, \text{В}$	$m, \%$
-17	0,92	292,0	116	38,8	164	82,0	95,6
+25	0,92	280,0	108	39,5	156	82,0	95,7
+40	0,9	280,0	100	38,0	160	82,0	95,2
+70	0,95	280,0	108	38,0	152	82,0	95,2

Цезиевая лампа 11/35 работала в импульсно – периодическом режиме при напряжении 120В, средней частоте следования токовых импульсов 425 Гц и сред-

ней мощности на лампе 0,9 кВт. Регистрация параметров производилась посредством фотодиода на основе антимонида индия и запоминающего осциллографа. Полученные результаты сведены в таблицу 3.10

Как и в случае расчетных данных зафиксировано постоянство излучательных параметров разрядной лампы ($A, t_{0,5}, m$) и наблюдается корреляция с характеристиками импульса тока ($I_{ник}, t_{0,5}$). Причина стабильности полученных результатов объясняется постоянством напряжением дежурной дуги, которое является критерием неизменности давления паров в лампе. Данный факт подтверждает правильности принятого конструкторского решения об использовании в лампе второй термостатирующей оболочки.

3.4. Конструктивное исполнение импульсных газоразрядных источников ИК излучения для СОЭП

Проведенные в данной главе экспериментальные исследования позволили сделать следующие выводы и определить основные конструктивные решения для создания нового поколения импульсных газоразрядных ламп:

1. В результате сравнительного анализа спектральных и энергетических характеристик разрядов с различными плазмообразующими средами при работе ламп в идентичных эксплуатационных условиях и режимах функционирования спектральных приборов подтверждены расчетные данные о преимуществах цезиевого разряда высокого давления.

2. Показано, что введение небольших добавок калия в цезиевый разряд способствует появлению дополнительных спектральных линий, но приводит к росту теплопроводности плазмообразующей среды, как следствие снижению глубины модуляции.

3. Проведенный сравнительный анализ излучения разрядов в парах цезия и смеси цезий – ртуть, выявил, что пиковая сила излучения разряда и величина глубины модуляции увеличились, благодаря повышению осевой температуры и снижению теплопроводности плазмы. Таким образом, наибольшей эффективностью излучения в ИК области спектра обладает разряд с плазмообразующей средой на основе смеси паров цезия и ртути.

4. На основе расчетно – экспериментальных исследований влияния размеров плазменного канала на параметры инфракрасного излучения лампы доказана эффективность увеличения диаметра разрядного столба. При конструировании импульсных источников ИК излучения для СОЭП за основу необходимо принять диаметр плазменного канала 11 мм, так как дальнейшее увеличение диаметра ведет к незначительному росту эффективности разряда.

5. Разработанная математическая модель расчета давления паров компонентов над амальгамой цезия и выполненные расчетные зависимости давления

паров цезия от массы амальгамы, температуры холодной точки лампы, радиуса разрядного канала показали, что увеличение давления паров цезия приводит к росту пиковой силы излучения и определяющим фактором является электрическая мощность разряда. Поэтому в состав наполнения необходимо вводить амальгаму с повышенным содержанием цезия.

6. Выбор рода газа – теплоносителя в пространстве между двумя оболочками необходимо производить, исключая химическое взаимодействие с материалами внутренней арматуры, с высокой теплопроводностью и диэлектрическими свойствами. В результате теоретического анализа и экспериментальных исследований в качестве наполняющего межоболочечный объем газа предложено использовать неон при давлении 700 мм рт. ст.

7. В работе рассмотрены два способа электрического питания лампы с цезий ртутным наполнением – работа в разрядном контуре с тиристорным модулятором и при электрическом питании от мощного выпрямителя с транзисторным коммутатором. Подробно изучено влияние на характеристики ИК излучения газоразрядной лампы условий электрического питания, определяемых параметрами разрядного контура: величинами емкости C и индуктивности L . Показано, что увеличение индуктивности изменяет форму импульса тока через лампу, главным образом, на первой стадии разряда. Так для $L=29\text{мкГн}$ скорость достижения максимального значения тока составляет 3,5кА/с, а для $L=44\text{мкГн}$ и $L=73\text{мкГн}$ равна, соответственно 2,5кА/с и 2,2кА/с. Высокая скорость роста тока приводит к снижению долговечности газоразрядной лампы, а низкая к уменьшению глубины модуляции. По этой причине предпочтение отдано схеме электрического питания от мощного выпрямителя с транзисторным коммутатором.

8. В результате проведенных спектральных исследований в квазистационарной стадии цезий –ртуть – ксенонового разряда показана временная стабильность спектра излучения. В то же время длительность импульса излучения в спек-

тральных линиях и континууме отличается, что является важным фактом при создании оптической помехи ГСН с различной спектральной чувствительностью. По этой причине необходимо использовать схемы электрического питания лампы с максимальным временем открытия транзисторного ключа.

9. В главе рассмотрены вопросы, связанные с эксплуатацией импульсной газоразрядной лампы с разрядом в цезий - ртутных парах в составе СОЭП. В работе подробно изучены вопросы зажигания цезиевых ламп в условиях конденсации и испарения компонентов амальгамы цезия. Показана роль образующейся пленки металлов, соединяющая электроды и исключающая повторный пробой лампы зажигающим высоковольтным импульсом. Изучен и теоретически обоснован механизм пленочной конденсации в условиях принудительного охлаждения лампы, выявлен диапазон сопротивлений образующейся пленки от 0,2 до 250 кОм при различных способах теплосъема. Для зажигания разрабатываемых ламп предложен способ, основанный на пропускании через образовавшуюся плёнку тока, приводящего к испарению пленки и зажиганию разряда в парах цезия и ртути. Предложена следующая последовательность подачи напряжений на лампу:

- $U_{max}=300$ В, $I_{max}=1,5$ А (для зажигания лампы с $R_n < 1,0$ кОм);
- $U_{max}=1800$ В, $I_{max}=0,3$ А. (для $1,0$ кОм $< R_n < 150$ кОм);
- $U_{пик.}=8-10$ кВ, $t_{0,5}=0,25$ мкс, $f=10$ Гц (для $R_n > 150$ кОм).

10. Для обеспечения долговечности ИК источника в работе предложен способ включения лампы со ступенчатым увеличением подаваемой мощности за счет наращивания частоты следования рабочих импульсов. Изучены процессы, происходящие в разрядном объеме и исследованы изменения спектральных характеристик в УФ диапазоне с момента зажигания до выхода в рабочий режим. Получено, что в течение 5 минут с момента зажигания при наращивании мощности со средней скоростью 6,5 Вт/сек в УФ спектре исчезают большинство линий

Hg и Хе и разряд происходит преимущественно в парах Cs и происходит стабилизация значений пиковой силы импульса A .

11. Проведено расчетно – экспериментальное исследование влияния на параметры излучения газоразрядного источника изменения температуры окружающей среды в диапазоне от -60°C до $+85^{\circ}\text{C}$. На основе разработанной математической модели получено, что изменение температуры окружающей среды в пределах -60°C до $+70^{\circ}\text{C}$ не повлияет на режим работы лампы, так как изменение температуры холодной точки при этом составит лишь $20-30^{\circ}\text{C}$, что практически не отразится на величине давления добавок щелочного металла, определяющего параметры разряда. Рассчитано, что в сравнении с глубиной модуляции при комнатной температуре увеличение T_{oc} до $+70^{\circ}\text{C}$ уменьшит величину Δm на $0,3\%$, а при $T_{oc}=-60^{\circ}\text{C}$ произойдет рост m на $0,5\%$. Увеличение скорости охлаждающего потока воздуха способствует незначительному увеличению зависимости параметров излучения от температуры окружающей среды, например, при скорости потока 30м/сек Δm составит меньше $0,7\%$. Экспериментальные исследования влияния температуры охлаждающего воздушного потока подтвердили правильность расчетных данных и принятого конструкторского решения об использовании в лампе второй термостатирующей оболочки.

ГЛАВА 4. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В САПФИРОВЫХ ОБОЛОЧКАХ ИМПУЛЬСНОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЛАМПЫ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Надежность (безотказность) любой газоразрядной лампы определяется ее способностью сохранять значения эксплуатационных характеристик в течение всего срока службы. При использовании в качестве излучающего элемента СОЭП источника модулируемого ИК источника на основе газоразрядной лампы ее безотказность зависит от оптического пропускания, механической прочности, термостойкости и устойчивости к специальным ионизирующим факторам оболочек (колб) разрядных ламп. Данная глава посвящена выявлению связи указанных свойств оболочек разрядных ламп со структурным совершенством сапфира (корунда), радиационным воздействием выходящего из плазмы излучения и теплофизическим состоянием разрядной трубки.

4.1 Анализ воздействующих факторов на оболочки газоразрядных ламп в процессе эксплуатации

Оболочки газоразрядных ламп по функциональному назначению можно разделить на два типа: разрядная трубка (горелка) и внешняя колба. Конструктивное исполнение двухоболочечных ламп представлено на рисунке 4.1.

Разрядная трубка 1 образует различный по форме замкнутый объем из прозрачного для оптического излучения материала. Она предназначена для изолирования среды, в которой происходит разряд, от атмосферного воздуха. Кроме этого, оболочка горелки служит конструктивным остовом лампы, определяющим положение электродов 2, токовводов 3 и соединительных элементов 4. Во многих типах ламп стенки колбы ограничивают разряд, тем самым определяют форму и размеры плазменного столба, его электрические и оптические свойства. В некоторых типах ламп разрядная трубка заключена во внешнюю колбу 5. Последняя чаще всего предназначена для обеспечения требуемого теплового режима горелки и защиты ее элементов от окисляющего воздействия окружающего воздуха.

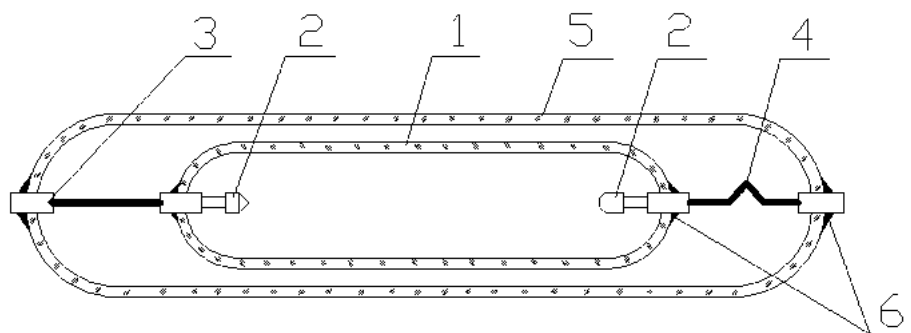


Рисунок 4.1. Конструкция разрядных ламп высокого давления

1 – разрядная оболочка; 2- электроды; 3 – токоввод; 4 – соединительный элемент; 5- внешняя колба; 6- место герметизации токовводов.

Материал оболочек лампы должен удовлетворять следующим требованиям [58]:

- быть прозрачным в заданной области оптического спектра;
- обеспечивать функционирование при температурах, требуемых условиями формирования разряда и эксплуатации;
- обладать газонепроницаемостью при рабочих температурах;
- при нагреве не выделять веществ, нарушающих работу лампы;
- иметь при рабочих температурах механическую прочность, достаточную для того, чтобы выдерживать внешние и внутренние давления, необходимые для обеспечения работоспособности лампы;
- обладать хорошими электроизоляционными свойствами;
- допускать соединения с металлами для получения вакуумно-плотных вводов (поз. 6 на рисунке 4.1);
- обладать химической стойкостью к компонентам плазмообразующей среды.

Выполнение перечисленных выше требований не всегда приводит к обеспечению надежной работы газоразрядных ламп. Дополнительно важно знать влияние на состояние оболочки воздействующих факторов со стороны плазмы и внешней окружающей среды.

Применительно горелке следует рассматривать теплофизическое состояние оболочки в двух ее частях: в зоне разрядного промежутка и в месте соединения электродов с сапфиром.

Для разрядной трубки характерны воздействующие факторы, приведенные на рисунке 4.2.



Рисунок 4.2. Схема воздействующих факторов на стенку разрядной трубки

Как следует из схемы, оболочка подвергается двустороннему энергетическому воздействию [12, 58]:

- из плазмы - это излучение разряда и энергия, передаваемая теплопроводностью, воздействием заряженных частиц, ударными волнами, газодинамическим давлением рабочей среды;
- снаружи на оболочку действует возвращенное от светоформирующей оптической системы СОЭП излучение, внешние воздействующие факторы (рентгеновское, нейтронное излучение и т.д.), излучение от других ламп (в случае многоламповых систем) и т.д.

В случае лампы с одной оболочкой разрядная трубка дополнительно подвергается снаружи химическому агрессивному воздействию окружающей среды, а

внутри происходит взаимодействие с химически активными компонентами наполнения, например, щелочными металлами.

На оболочку в зоне токоввода (гермоввода) воздействуют два фактора - тепловой поток от разряда, приводящий к возникновению внутренних напряжений в толще стенки, и термоупругие напряжения в месте соединения сапфира с металлом (в зоне спая) [146]. Нагрев оболочки в зоне спая осуществляется проходящим через гермоввод электрическим током и энергией, поступающей за счет теплопроводности от горячих электродов и разогретой разрядной части оболочки. Возникающие в токовводе термоупругие напряжения обусловлены теплофизическими свойствами сопрягаемых материалов, определяемых коэффициентами их термического расширения [146, 169]. Устойчивость оболочки к тепловым и термоупругим воздействиям в зоне спая определяют надежность токоввода. В случае превышения суммарной величины внутренних напряжений в стенке или в спае значения предельной механической прочности сапфира происходит разрушение лампы [169].

Известно [156], что устойчивость разрядной оболочки ко всем перечисленным факторам связана со структурным совершенством сапфира и влиянием дефектов на оптические, механические и химические свойства монокристалла при рабочих температурах лампы.

Таким образом, в заключение раздела можно сформулировать основные вопросы, которые необходимо рассмотреть в данной главе:

- исследовать температурное поле выполненных из сапфира разрядной и внешней оболочек при различных удельных электрических нагрузках на лампу;
- изучить механизм дефектообразования, основные виды несовершенств сапфировых труб и способы снижения дефектности оболочек;
- определить влияние структурного совершенства на прочностные свойства корунда при комнатной и повышенных температурах;

- выявить зависимость оптической прозрачности от температуры оболочки и дефектности монокристаллического сапфира;
- рассчитать термоупругие напряжения в соединениях сапфира с металлами и рассмотреть способы получения согласованных спаев;
- исследовать устойчивость корундовых оболочек радиационным воздействиям.

4.2. Температурные поля в оболочках импульсных ламп с разрядом в цезий – ртуть – ксеноновой смеси

Тепловое поле различных частей разрядной трубки, наполненной парами щелочного металла, определяет режим разряда, излучательные и электрические параметры, срок службы, прочностные характеристики оболочки лампы. Поэтому знание распределения температуры по поверхности горелки ($T_{об.}$) в зависимости от мощности и конструктивных особенностей разрядного источника необходимо для разработки эффективных ламп со щелочными добавками (см. главу 2) и определения оптимальных условий их эксплуатации. Кроме этого, исходя из теплового профиля оболочки, можно сформулировать требования к свойствам сапфировых труб при рабочих температурах лампы.

4.2.1. Методики исследования температурных полей оболочек газоразрядных источников ИК излучения

В настоящее время при исследованиях теплового состояния колб разрядных ламп наибольшее распространение получил термопарный способ в силу своей простоты и широкого диапазона измеряемых температур [170, 171]. Однако измерение $T_{об.}$ имеет ряд существенных особенностей, которые необходимо учитывать при выборе конструкции термопары и оценке погрешности измерения температуры. Во – первых, измеряются температуры поверхности, как правило, тонкостенных оболочек, имеющих низкий коэффициент теплопроводности χ примерно на два порядка ниже, чем χ

материала термоэлектродов. Во – вторых, оболочки, на поверхности которых измеряется температура, прозрачны, и на термопару воздействует лучистый поток, выходящий из лампы.

Первый недостаток устраняется за счет увеличения времени измерений до полной стабилизации теплового состояния оболочки. Погрешность измерений, связанная с нагревом излучением спая термопары традиционно оценивается по падению термоэдс термопары в момент выключения лампы. Например, в работе [171] термопарным способом получены температурные распределения по длине горелки натриевой лампы высокого давления. Однако достоверность полученных результатов вызывает сомнения в силу двух причин:

1. Изучение температурных полей с помощью термопар не могут дать правильных количественных результатов. Спай термопары, размещенный на поверхности полупрозрачной оболочки, воспринимает некий эффективный поток излучения, зависящий от теплофизических и оптических свойств сапфира и спая термопары. В этом случае полученные результаты измерений не возможно правильно интерпретировать, так как для их обработки необходимо решать многомерные задачи радиационно - кондуктивного теплопереноса.

2. Более существенные ошибки могут возникнуть при определении с помощью термопар градиентов температуры вдоль оболочки. При размещении контактов термопары на некотором расстоянии друг от друга один спай может дать завышенные результаты, а другой заниженные, так как они находятся в разных кондуктивных, оптических и геометрических условиях по отношению к оболочке лампы.

Исключить указанные недостатки позволяют методы пирометрии [48, 172]. В связи с объемным характером излучения полупрозрачных кристаллов сапфира к ним неприменимы стандартные методы пирометрии. Поэтому для измерения температуры разрабатываются специальные пирометры частичного излучения, работающие за границей пропускания исследуемого объекта [172]. С ростом температуры от комнатной до рабочей температуры оболочки интервал непрозрачности

материала в диапазоне длин волн $\Delta\lambda$, который можно использовать для пирометрии, меняется. В случае сапфира наблюдается незначительное расширение и смещение $\Delta\lambda$ в коротковолновую область спектра ИК границы пропускания [93].

Коротковолновое поглощение (УФ диапазон) корунда, где величина коэффициента поглощения достигает 10^3 - 10^4 см^{-1} , является результатом взаимодействия электромагнитной волны с электронами его кристаллической решетки. Положение длинноволнового края этого поглощения определяется примесями, имеющимися в структуре сапфира (см. раздел 5.3). Поэтому коэффициент поглощения может существенно меняться при незначительной вариации концентрации дефектов, что осложняет процесс пирометрии.

Наиболее интересна коротковолновая граница первой колебательной полосы поглощения, где величина и температурная зависимость коэффициента поглощения k_λ связаны с ангармонизмом колебаний решетки кристалла сапфира. В этой области k_λ полупрозрачных материалов может достигать $k_\lambda = 10^2 \div 10^3$ см^{-1} , а излучательная способность приближается к единице. По данным работы [98], для лейкосапфира при температуре 2000 К в спектральном диапазоне 6 - 10 мкм около 95% энергии излучается приповерхностным слоем толщиной всего 0,65 мм, что при традиционных толщинах оболочек разрядных ламп (1,5 - 3,5 мм) позволяет судить о температуре поверхности разрядной трубки. В связи с малым значением коэффициента отражения k_r в этой области на результаты измерений его влияние незначительно. Следовательно, если на приемник попадает излучение из этой части области непрозрачности сапфира, то сигнал приемника будет однозначно связан с температурой поверхности оболочки из этого материала.

4.2.2. Экспериментальное изучение распределения температуры

вдоль оболочки газоразрядной лампы

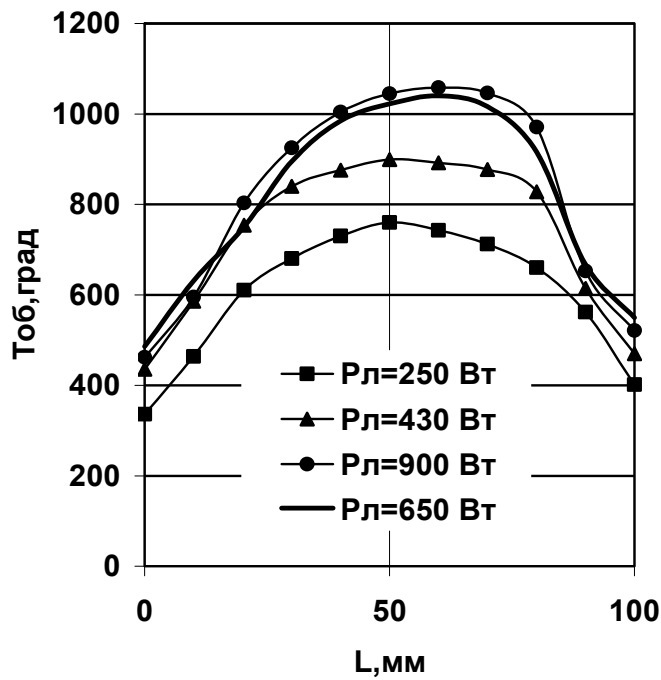
В наших экспериментах по определению температурных полей сапфировых оболочек была использованная тепловизионная система SDS HotFind-LXT, построенная на использовании многоэлементных приемников излучения, т.е.

матриц, число элементов которых позволяет сформировать телевизионный кадр с хорошим пространственным разрешением в спектральном диапазоне 7,5 - 14 мкм. Приемник располагался на расстоянии 1,5 м от оси исследуемой лампы. Первый замер температурного распределения вдоль оболочки производился через 1-2 сек. после выключения лампы. По мере остывания производилась регистрация температурного поля через каждые 10 сек. По полученным результатам строилась зависимость $T_{об.} = f(t)$ для каждой точки разрядной трубки. Истинная температура оболочки при горении разряда определялась аппроксимацией кривой остывания оболочки на ось абсцисс ($t=0$). В качестве примера на рисунке 4.3 приведены полученные результаты исследований однооболочечной лампы с размерами разрядного промежутка - диаметр 7 мм, межэлектродным расстояние 90 мм и с наполнением 9 мг Cs+ 7 мг Hg+ 50 мм рт. ст. Хе.

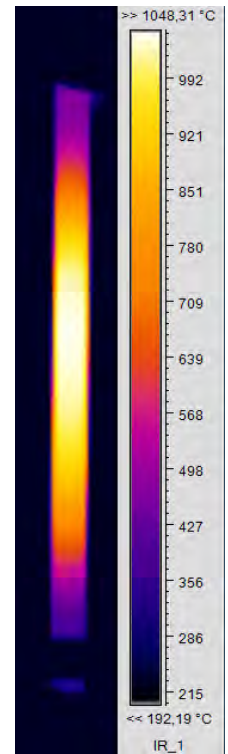
На рисунке 4.3,а показано распределение температуры вдоль оболочки лампы, начиная с катодной области ($L=0$ мм) вплоть до анодной зоны ($L=100$ мм). На фото 4.3,б приведено распределение температуры в цветном отображении на мониторе пирометра SDS HotFind-LXT при мощности на лампе 900 Вт. Рисунок 4.3,в демонстрирует рост температуры катодной, центральной и анодной зоны разрядной трубки при увеличении электрической мощности на лампе.

Из приведенных данных можно сделать следующие заключения:

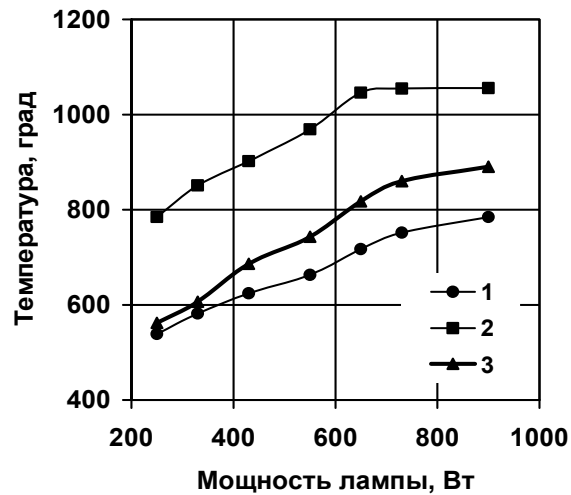
- С увеличением электрической мощности на лампе наблюдается рост температуры в каждой точке разрядной трубки (рисунок 4.3,а);
- В различных частях оболочки наблюдается своя скорость роста температуры (рисунок 4.3,в).
- При мощности более 700 Вт кривая $T_{об.} = f(P_{л.})$ для центральной части разрядной трубки переходит в насыщение, а максимум температуры на рисунке 4.3, а смещается в сторону анода.



а)



б)



в)

Рисунок 4.3. Распределение температуры вдоль сапфировой оболочки в импульсной цезиевой лампе (а) в зависимости от электрической мощности на лампе; фото горячей лампы на дисплее пирометра (б); зависимость температуры оболочки от мощности (в) в катодной (1) центральной (2) и анодной (3) областях

Такое поведение температурных кривых, предположительно, связано с ростом интенсивности электронной бомбардировки поверхности анода, приводящей к повышению его температуры и увеличению, соответственно, тепловых потоков от электрода на оболочку. Эти результаты важны при конструировании разрядных ламп с двумя оболочками. Для снижения воздействия указанного эффекта необходимо в конструкции разрядного источника обеспечить надежный теплосъем с анодного узла. В случае разрядного источника для СОЭП это достигается жестким механическим соединением анодного узла разрядной трубки с внешней оболочкой [144].

Для повышения электрической нагрузки на лампу используют принудительное охлаждение. В силу ряда причин [59, 60, 66] непосредственно охлаждать разрядную трубку нельзя. Поэтому горелку помещают во внешнюю охлаждаемую оболочку, пространство между которыми заполняется газом – теплоносителем. Температурные поля в такой лампе существенно отличаются от результатов, приведенных на рисунке 4.3, а.

Для изучения температурного распределения по длине разрядного промежутка разрядной трубки и внешней колбы лампы была сконструирована экспериментальная установка, блок – схема которой приведена на рисунке 4.4. Измерения проводились по методике описанной выше. Отличие заключалось в том, что в момент выключения лампы внешняя колба 4 смещалась из положения I в положение II. Это позволяло, во - первых, измерить температуру разрядной трубки и внешней колбы независимо. Во – вторых давало возможность исключить их взаимное влияние друг на друга. В – третьих, в случае внешней колбы размещение внутри ее черного цилиндра исключало радиационное взаимодействие двух стенок трубки между собой. Исследуемая лампа имела размеры разрядного промежутка - диаметр 11 мм, межэлектродное расстояние 35 мм (11/35) и наполнение 4 мг Cs + 5 мг Hg + 50 мм рт. ст. Хе.

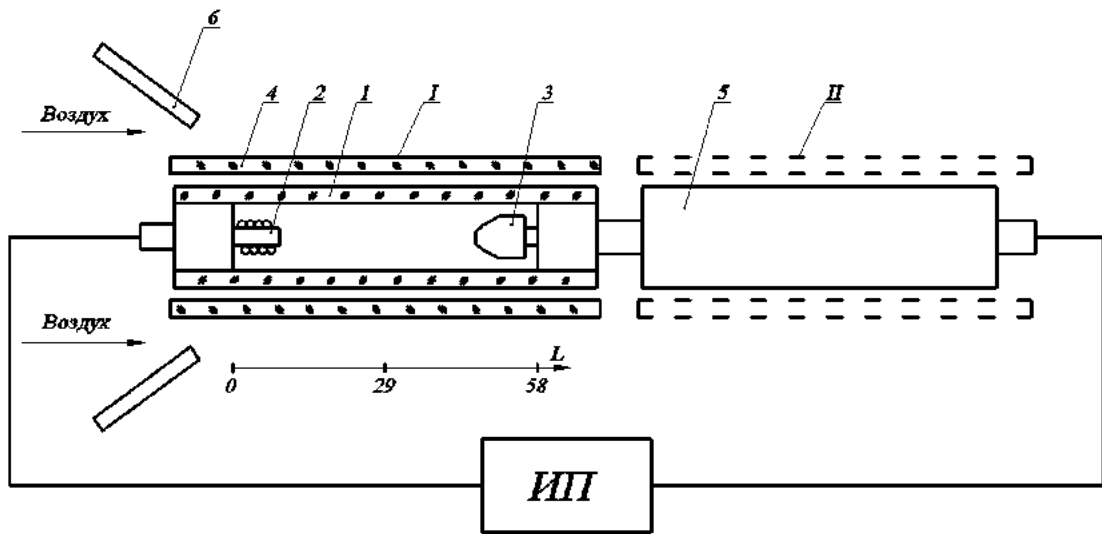
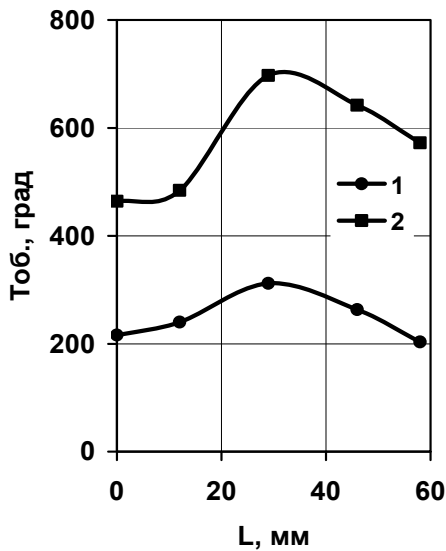
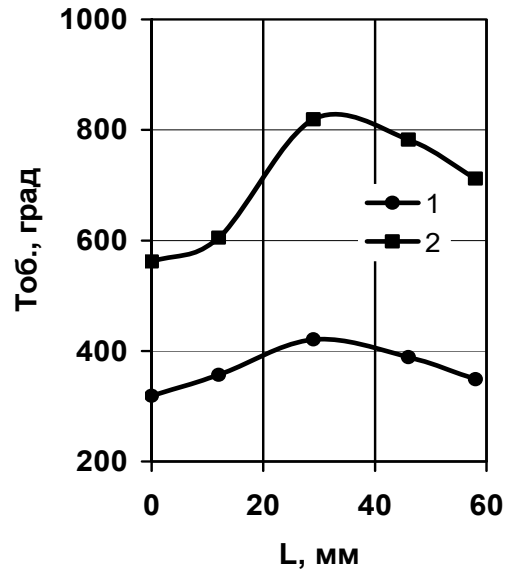


Рисунок 4.4. Схема экспериментальной установки для исследования продольных температурных полей лампы с двумя сапфировыми оболочками:

1 - разрядная трубка, 2 - катод, 3 - анод, 4 - внешняя оболочка, 5 - прутки из черного алюминия, 6 - сопло для формирования воздушного потока вдоль внешней оболочки, ИП - источник электрического питания лампы



а)



б)

Рисунок 4.5. Температурное распределение вдоль разрядной трубки (1) и внешней оболочки (2) при электрической мощности 770 Вт (а) и 1,36 кВт (б)

Электрическое питание лампы осуществлялось от силового выпрямителя с транзисторным модулятором и блоком дежурной дуги (см. главу 3) при напряжении 120 В и частоте следования токовых импульсов 425 Гц. Регулирование электрической мощности на лампе производилось изменением длительности импульса напряжения. Поток воздуха от трех вентиляторов посредством специального сопла 6 обеспечивал ламинарное течение охлаждающей среды (воздуха) вдоль наружной поверхности внешней оболочки.

Полученные результаты для двух режимов работы лампы приведены на рисунке 4.5. Как следует из полученных данных, в такой конструкции спаи в горелке имеют более высокую температуру (400 - 700°C), чем это наблюдается на рисунке 4.3. Градиент температуры от катода до центра разрядного промежутка достигает 12,6 град./мм при $P_{\text{н}}=1,36$ кВт. Учитывая анизотропию тепловых свойств лейкосапфира, можно предположить, что в каждой точке разрядной трубки будут возникать определенные термические напряжения, разность которых может привести к деформациям и разрушению оболочки. Поэтому задача изучения зависимости механической прочности сапфира от рабочей температуры является актуальной.

Проведенный эксперимент подтвердил утверждение авторов работы [173], что за длинноволновой границей пропускания сапфир излучает поверхностно. В нашем случае измерения тепловизором температурного поля в положении I и в положение II (см. рисунок 4.5) отличаются менее, чем на 10°C, т.е. излучение разрядной трубки тепловизором фактически не регистрируется, а измеряется только температура приповерхностного слоя внешней оболочки.

Приведенные результаты дают представление об уровнях рабочих температур поверхности оболочки в центральной части разрядного промежутка и в спаих токовводов с сапфировой трубкой. Конкретно температурный профиль для каждой рассматриваемой в данной диссертации лампы будет приведен в отдельной главе, посвященной ее изучению.

4.3. Анализ основных видов дефектов в сапфировых трубах, выращенных по методу А.В. Степанова

Кристаллы синтетического корунда неоднородны по своему строению и в них наблюдаются остаточные напряжения, следы пластической деформации, отклонения от монокристаллического и стехиометрического строения. Все эти явления связаны с дефектной структурой сапфира.

В начале раздела необходимо рассмотреть метод А.В. Степанова как таковой [66, 67, 96, 97], так как условия кристаллизации сапфировой трубы определяют ее характеристики рассмотреть метод А.В. Степанова как таковой [66, 67, 96, 97], так как условия кристаллизации сапфировой трубы определяют ее характеристики. В этом способе использовано свойство жидкости приобретать форму, определяемую силами поверхностного натяжения, удельным весом и характером сцепления жидкости с материалом сосуда. Подбирая определенные условия кристаллизации, тепловой и скоростной режимы можно добиться непрерывного подъема столба жидкости через лежащую на поверхности расплава фильеру с последующей ее кристаллизацией.

Процесс выращивания трубчатой заготовки заключается в следующем [67]: после расплавления исходной шихты из боя буль лейкосапфира в тигле 1 (рисунок 4.6) образующийся расплав за счет капиллярных сил поднимается по фильере 2 в формообразователе 3 до его верхнего торца.

Шток с укрепленной на нем затравкой (кристалл лейкосапфира в виде стержня диаметром 3 мм) опускается до соприкосновения затравки с расплавом над капилляром. Конец затравки оплавляється, при этом на торце формообразователя формируется пленка 4, питаемая через фильеру расплавом из тигля. Изменением температуры и скорости вытягивания затравки вверх добиваются разрастания кристалла в замкнутое кольцо. После этого растущий кристалл 5 приобретает форму фильеры 2.

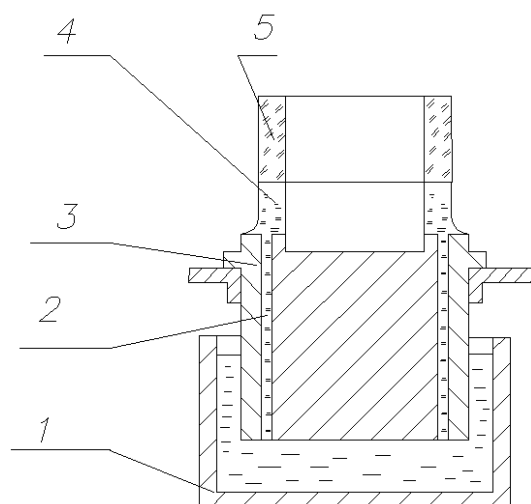


Рисунок 4.6. Выращивание корундовых труб из расплава по способу Степанова.

При подходящем выборе профиля фильеры 2 можно выращивать кристаллы с различным поперечным сечением, в том числе в виде лент, труб и других изделий сложного профиля [67]. Выращивание этим методом возможно только при наличии устойчивой пленки расплава над фильерой. Условия гидростатического равновесия пленки определяются капиллярным уравнением Лапласа, а скорость выращивания ограничивается условием сохранения теплового баланса [67]: $v \cdot L = I_1 - I_2$, т.е. при выращивании кристалла со скоростью v количество выделяемого скрытого тепла (L - скрытое тепло на единицу объема кристалла) должно быть равно разности между теплом I_1 , отводимым от фронта кристаллизации, и теплом I_2 , подводимым к фронту кристаллизации. При соблюдении этих условий скорость выращивания в методе Степанова может достигать 1500 см/час. В наших исследованиях показано, что для получения высококачественных безблочных сапфировых труб, скорость выращивания не должна превышать 30 см/час.

Многообразие несовершенств кристаллографической структуры сапфира одинаковы для всех существующих способов выращивания и подробно рассмотрены в монографиях [66, 67, 174, 175]. Ниже рассмотрены только те дефекты, которые наиболее сильно влияют на оптические и механические свойства оболочек разрядных ламп [96, 97].

Точечные дефекты. Инородные включения попадают в зону кристаллизации как из расплава, так и из формообразующей оснастки [67, 169, 176]. Понятно, что уже на этапе подготовки шихты могут появиться предпосылки образования дефектов. Это связано с качеством исходного сырья и его способом дробления. Основные требования к шихте сводятся к минимуму газонасыщенности и содержания инородных примесей. Нами выявлено, что такими свойствами обладают бесцветные кристаллы монокристаллического корунда, полученные методами Вернейля или горизонтально направленной кристаллизации (ГНК) [67, 175].

Проведенные нами эксперименты показали, что для получения бесцветных труб, предпочтение следует отдать синтетическому корунду без примесей окислов титана. Использование лейкосапфира с небольшим процентным содержанием TiO_2 (0,005%) дает розовую окраску труб, что отрицательно сказывается на модуляционных характеристиках импульсных ламп ИК излучения. Окрашивание выращиваемых сапфировых труб и, как следствие, снижение интегральной прозрачности, также может определяться включениями: Cr, Fe, Si, Mn, Ti, Mo, W [176]. Наибольшую чистоту при подготовке шихты обеспечивает разработанный нами способ термодробления буль лейкосапфира, полученных методом Вернейля или ГНК.

Наличие в сапфире инородных твердых включений молибдена связано с попаданием в зону кристаллизации растворенных в расплаве примесей от материала тигля и формообразователя. Это подтверждено проведенным нами исследованием остатков застывшего расплава в тигле. Корундовые трубы, содержащие примесь молибдена имеют сероватый оттенок, что отрицательно сказывается на электрических и излучательных параметрах лампы. Повышение качества корундовых труб возможно путем замены молибдена, используемого в качестве материала тепловой зоны, на вольфрам.

Парогазовые включения (поры и каналы). Газовые включения могут быть в виде отдельных пузырей, цепочки и полос пузырей с различной плотностью, шнуровидных включений, дисков. Большинство авторов полагают, что ос-

новной причиной образования парогазовых включений служит перемешивание расплава растворенными газами и парами летучих соединений [67, 175, 177]. Основными газообразными примесями в расплаве могут быть продукты термической диссоциации Al_2O_3 , взаимодействия расплава с материалом контейнера и газовой средой, растворенные в расплаве газы H_2 и CO . Загрязнение расплава Al_2O_3 газообразными примесями (Al (г), Al_2O_2 (г.), AlO_2 (г.), H_2 , CO , CO_2 , O_2 , $(\text{MoO})_2$ (г.)) происходит в ходе реакций, протекающих при высоких температурах в системе кристалл - расплав - тигель - газовая среда [178]. Появление газовых включений в кристалле связано с захватом пузырьков из расплава на фронте кристаллизации при превышении некоторой критической скорости роста.

В проведенных исследованиях нами определено, что выращивание сапфировых труб для оболочек газоразрядных ламп с минимальным количеством инородных примесей и парогазовых включений должно выполняться при прецизионной стабилизации температуры и скорости выращивания, равной 0,5-1,0 мм в минуту при разрачивании, и 1,5-2,0 мм в минуту в рабочем режиме, при отсутствии толчков и вибрации, передаваемых в зону кристаллизации.

Дислокации и внутренние напряжения. Дислокации в кристалле - это вид дефекта, представляющего собой линию, вдоль которой нарушено правильное расположение атомных плоскостей. Природа возникновения дислокаций, их поведение в условиях различных теплофизических воздействий подробно рассмотрена в классической монографии Ван Бюрена [179]. Индивидуальные дислокации, возникающие при росте кристалла, дислокационные скопления, образующие границы блочной мозаики, ряды и сетки дислокаций в следах пластической деформации скольжения являются источниками внутренних напряжений [179, 180].

Сапфировые трубы для оболочек разрядных ламп выращивают из расплава в поле температурных градиентов, что приводит к возникновению термоупругих напряжений. Рост этих напряжений способствует зарождению новых дефектов структуры: дислокаций, блоков и границ между блоками.

В итоге после выращивания в трубе наблюдаются два рода остаточных напряжений:

напряжения, вызванные нелинейностью температурного поля;

напряжения, связанные с дефектами реальной структуры кристалла, скоплениями точечных дефектов, дислокациями, границами блоков, примесями и инородными включениями.

Блоки. Механическая прочность и, следовательно, надежность разрядной лампы, определяется структурным совершенством материала оболочки, которое в большинстве случаев достигается при выращивании в направлении близком к $[000\bar{1}]$ [67, 96]. Поэтому в качестве оптимальной величины необходимо считать угол разориентации затравочного кристалла $\rho \sim 5^\circ$. Однако, выращивание кристалла на затравку оптимальной ориентации еще не дает гарантии получения трубки с высокими прочностными характеристиками. Огромное влияние на данное свойство сапфира оказывает блочность его структуры [67, 96, 97, 156, 175].

В формировании блочной структуры (мозаики) трубок можно выделить следующие механизмы. Во-первых, границы блоков могут наследоваться от затравки, если она содержит границы, параллельные направлению роста. Во-вторых, мозаика может образовываться и при использовании совершенной затравки, если она плохо смачивалась расплавом в момент затравливания, либо затравливание велось из переохлажденного расплава. В - третьих, если при затравливании трубки от стержневой затравки кристалл расширяется ступенчато (рывками), то зарождаются дополнительные блоки по краю растущего кристалла.

Критическим для формирования безблочной структуры кристалла является момент соприкосновения затравки с торцом формообразователя [96, 97, 175, 181]. При переохлажденном расплаве начинается кристаллизация на затравку и произвольная кристаллизация на отдельных участках формообразователя. Присоединение уже закристаллизовавшегося участка к кристаллу, растущему на затравку, вызывает появление блоков с большими углами разориентации. Поэтому при использовании стержневой затравки или привязке к точке расплава необходимо из-

бегать колебаний температуры, резкого изменения скорости разращивания, а после затравливания делать перетяжку для избавления от блоков.

Как показали проведенные нами эксперименты, при наличии затравочных кристаллов необходимого качества (ρ примерно 5° , 2-3 границы блоков с малой разориентацией) концы выращенных трубок на длине 800 мм по качеству несущественно отличаются от затравок. Таким образом, правильный подбор затравочных кристаллов обеспечивает необходимое структурное совершенство по всей длине трубок.

Факторы, определяющие геометрические размеры. Основным стабилизирующим фактором в процессе выращивания является положение фронта кристаллизации над торцом формообразователя. Высота фронта определяет устойчивость формообразования, геометрию растущей трубки и оказывает существенное влияние на ряд свойств полученного кристалла. Нами определена оптимальная высота фронта кристаллизации - 0,2 мм. Подбором размеров торца формообразователя и стабилизацией режима обеспечивается получение заданных размеров сечения трубок с точностью $\pm 0,1$ мм. Высокий фронт кристаллизации способствует получению трубок с более совершенной поверхностью, однако при этом увеличивается вероятность проявления кристаллографической огранки трубки.

Разные авторы [67, 174] пытались установить количественную связь между основными параметрами столба расплава и поперечным размером растущего кристалла. Это достигалось чаще всего численным решением капиллярного уравнения Лапласа. Но в большинстве публикаций полученные результаты охватывают ограниченное число частных случаев, почти все аналитические решения имеют довольно сложную математическую форму, а их точность и область применения недостаточно известны. Поэтому на сегодняшний день экспериментальный подбор конструкции формообразователя остается основным способом снижения дефектности выращиваемого кристалла.

В заключение данного раздела следует отметить, что существуют способы снижения дефектности выращенного кристалла. Это, прежде всего, механическая обработка (шлифовка, полировка) поверхности трубы и проведение высокотемпературного отжига. Влияния этих технологических операций на свойства сапфира будет рассмотрено ниже.

4.4. Связь механической прочности оболочки газоразрядной лампы со структурным совершенством сапфира

Надежность источника излучения специального назначения обеспечивается сохранением целостности разрядной колбы и герметичности соединения оболочки с токовводами под воздействием вибрационных колебаний, одиночных ударов, циклического изменения температуры окружающей среды и т.д.

Литература по изменению прочностных характеристик, как при комнатной, так и повышенных температурах, немногочисленна, а имеющиеся данные противоречивы и часто отсутствует описание предыстории изучаемых образцов [66, 67, 175]. Поэтому нами были проведены исследования, позволившие получить недостающие данные, необходимые для конструирования разрядных ламп с сапфировой оболочкой.

4.4.1. Зависимость прочности оболочки газоразрядной лампы от блочности сапфировой трубы

В работе [156] на единичных образцах были получены первые результаты исследований механической прочности сапфировых труб с различной степенью блочности. В полученных авторами данных наблюдалась определенная закономерность влияния блоков на прочностные характеристики материала. Для получения более точных данных в наших экспериментах на каждом этапе исследований изучались по 60-80 образцов корундовых труб с внутренним диаметром 6,7-7,0 мм и наружным диаметром 9,6-9,9 мм. Высота образцов составляла 20 мм.

Для испытаний на механическую прочность нами были использованы выращенные в кристаллографическом направлении $[000\bar{1}]$ образцы с разной степенью дефектности:

- от безблочных до 30 блоков;
- с внутренними напряжениями от 5 до 25 кг/мм²;
- с разориентацией блоков 3-25° .

Все образцы нами исследовались предварительно на поляриметре с целью определения ориентации межблочных границ (φ) по отношению к направлению воздействия разрушающих напряжений. Разброс угла φ составил 5-20°.

Подробно методика исследования структурных свойств кристалла рассмотрена в работах [66, 177]. Количество блоков в трубе рассчитывалось при исследовании образца-свидетеля в поляризованном свете микроскопа МПС-1 методом погасания [177].

Величину прочности, т.е. тангенциальное напряжение разрыва стенок сапфировой трубы σ_p рассчитывали по формуле:

$$\sigma_p = \frac{F}{\pi \times R_1^2} \times \frac{(R_2^2 + R_1^2)}{(R_2^2 - R_1^2)} \quad , \quad (5.1)$$

где F - усилие, прикладываемое к внутренней поверхности исследуемого образца; R_1 и R_2 - его внутренний и наружный диаметр, соответственно.

Точность измерения, обеспечиваемая методикой, составила 0,5 МПа. При разрушении образцы вели себя по-разному в зависимости от характера блоков. Сапфировые трубы безблочной структуры или с блочной мозаикой разрушались, в основном, на многочисленные мелкие кусочки. В случае нескольких блоков, граница между которыми проходила через всю стенку трубки, разрушение происходило вдоль этой границы. При этом наблюдалась некоторая закономерность в поведении разрушающего напряжения от угла ориентации межблочной границы. На рисунке 4.7 показано, что если угол межблочной спайности мал, т. е. граница проходит вдоль радиуса, то напряжение разрушения максимально,

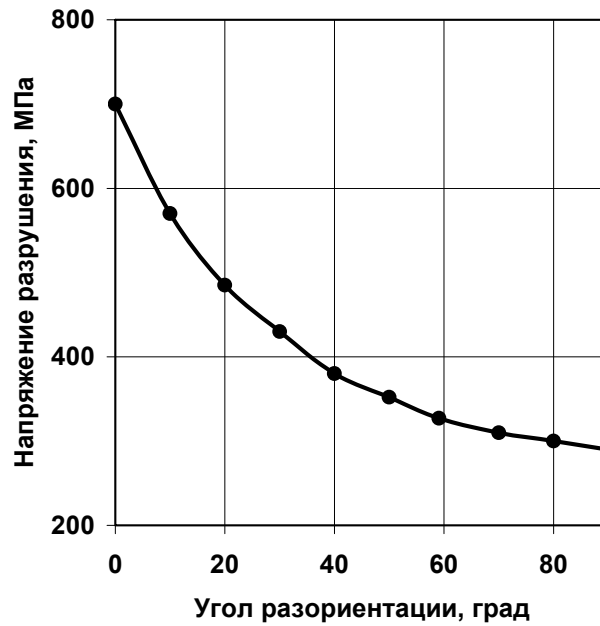


Рисунок 4.7. Зависимость разрушающего напряжения от угла ориентации межблочной границы

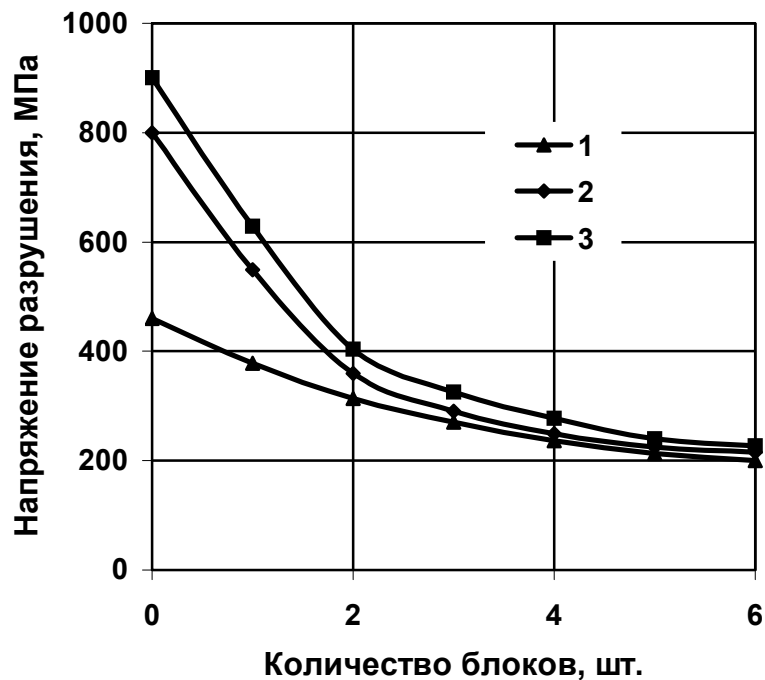


Рисунок 4.8. Зависимость предельного напряжения разрушения от количества блоков для сапфировых труб с толщиной стенки: 1- 1,35 мм; 2- 1,4 мм; 3- 1,45 мм

и, наоборот, если граница ориентирована перпендикулярно радиусу образца, то напряжение минимально.

Данный результат можно объяснить следующими соображениями. При росте монокристаллов его правильное строение нарушается возникновением большого числа разориентированных областей макроскопических размеров, т.е. блоков мозаики. Внутри блоков могут наблюдаться блоки с более слабой дезориентацией, называемых субструктурой. Стык блоков мозаики и фрагментов субструктуры друг с другом осуществляется при помощи двумерных дефектов - сеток, образованных дислокациями (плоскости двойникования).

Наличие дефектов в кристаллах вызывает появление в них внутренних напряжений. Основным источником макроскопических внутренних напряжений служат как индивидуальные дислокации, возникающие при росте кристалла, так и дислокационные скопления (сетки), образующие границы блоков мозаики. Если границы плоскопараллельных двойниковых прослоек совпадают с плоскостями двойникования (т.е. когерентны), то на границах дефектов упаковки внутренние напряжения не образуются. Они возникают на некогерентных границах клиновидных двойниковых прослоек, т.е. по той границе, которая отклоняется от плоскости двойникования. По границам блоков мозаики внутренние напряжения возрастают с ростом угла разориентации γ между смежными блоками и приводит к снижению прочности кристалла [181, 182].

С другой стороны, существенное значение имеет направление прикладываемой нагрузки по отношению к плоскости двойникования. Если угол ориентации межблочной границы $\gamma=0^\circ$, то прикладываемые растягивающие трубчатый образец напряжения действуют по нормали к границе и напряжение разрушения максимально. При $\gamma=90^\circ$ действие прикладываемых нагрузок вызывает сдвиговые процессы, что требует меньших энергетических затрат.

Можно предположить, что чем больше количество блоков и выше γ в кристалле, т.е. чем напряженнее его состояние, тем выше вероятность разрушения стенки оболочки под воздействием механической нагрузки. На рисунке 4.8 пред-

ставлена полученная нами зависимость механической прочности сапфировой трубки от количества блоков. Как видно из рисунка, на кривых 1-3 механическая прочность с уменьшением числа блоков повышается и у безблочных труб она достигает максимума. Приведенные зависимости разрушающих напряжений получены при комнатной температуре.

4.4.2. Температурная зависимость прочности сапфировой оболочки газоразрядной лампы

Прочность корунда, как и других хрупких материалов, зависит от многих факторов: скорости нагружения, температуры, качества поверхности образца, среды, различной ориентации кристалла по отношению к прикладываемой нагрузке. При определении прочности наблюдается большой разброс значений разрушающего напряжения, зависящей от способа испытаний. На рисунке 4.9 показана полученная в наших экспериментах температурная зависимость механической прочности безблочных труб с толщиной стенки 1,4 мм, выращенных по способу Степанова, с кристаллографической ориентацией $[000\bar{1}]$ (кривая 1) и $[1012]$ (кривая 2) в интервале температур 200-1100°C. Повышение температуры производилось со скоростью 10 град/мин и контролировалась термопарой. Силовое нагружение образца происходило в течение 5-10 секунд. После разрушения по формуле (5.1) подсчитывались предельные напряжения прочности и производилось усреднение. Несовпадение минимума прочности на кривых связано с тем, что разрушение проводилось в разных кристаллографических плоскостях. Несмотря на некоторое различие в показаниях механической прочности, ход кривых идентичен. Из рисунка 4.9 видно, что в температурном интервале (400-700°C) имеется явно выраженный минимум прочности.

Наличие спада разрушающего напряжения от температуры свойственно многим хрупким материалом и связано с наличием перенапряженных участков,

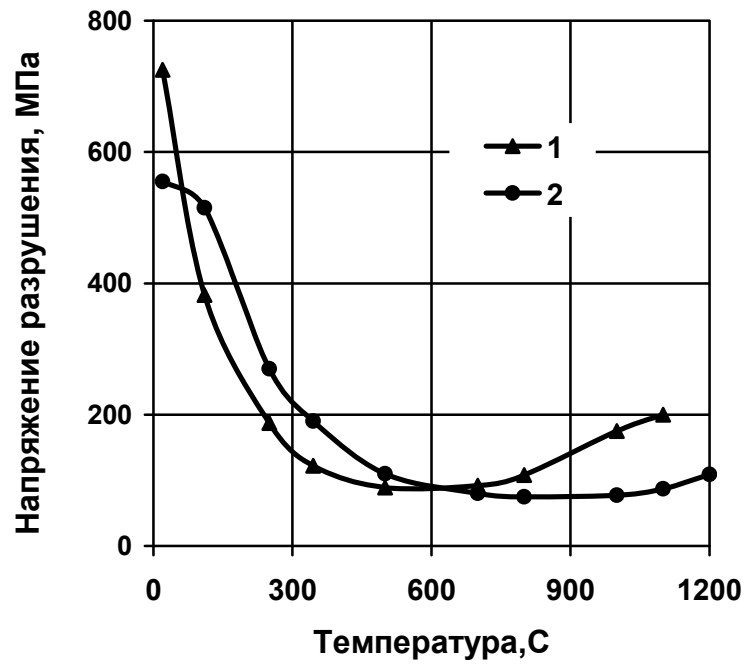


Рисунок 4.9. Температурная зависимость предельного напряжения разрушения корундовых труб, выращенных в кристаллографических направлениях: 1- [0001]; 2 - [1012]

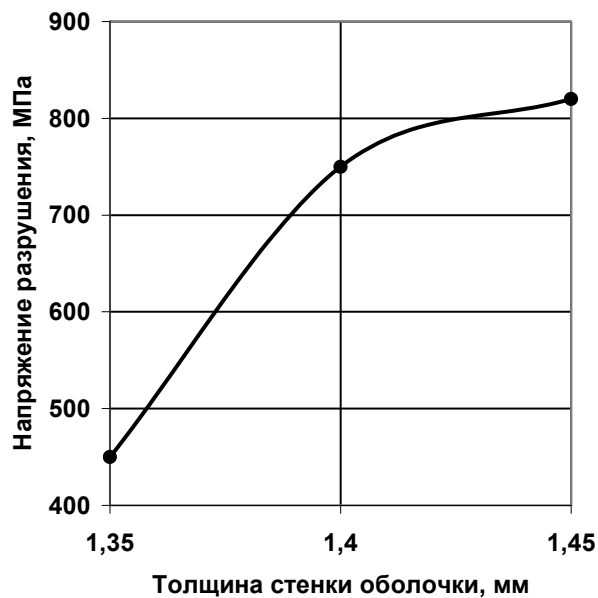


Рисунок 4.10. Зависимость механической прочности безблочной сапфировой трубы от толщины стенки

характеризуемых коэффициентом $n = \sigma_e / \sigma_{cp}$, где $\sigma_{cp} = P/S$ (P - сила, S - площадь сечения образца), σ_e - распределенные по объему локальные перенапряжения, которые зависят от микроструктуры образца.

Причины аномальной зависимости прочности лейкосапфировых труб от температуры объясняются наложением процессов пластической деформации и разрушения. На низкотемпературном участке деформационные процессы замедлены, коэффициент перенапряжения велик и почти постоянен. Повышение температуры до 800°C ускоряет деформацию, за время испытания локальные напряжения успевают снизиться, а с повышением температуры коэффициент n резко падает, поэтому с ростом температуры σ_p также растет. Следовательно, на температурно-силовую зависимость сапфировой трубы в первую очередь влияет коэффициент локальных перенапряжений.

Полученные нами результаты важны для расчета напряжений в соединениях сапфир - металл при температурах спаивания до 600°C (см. рисунок 4.9). Методика таких расчетов подробно рассмотрена в главе 7.

4.4.3. Зависимость механической прочности от толщины стенки оболочки газоразрядной лампы

При конструировании различных источников излучения приходится варьировать толщину стенки оболочки, ограничивающей разряд. Так в случае ламп сверхвысокого давления, когда рабочее давление в разрядном объеме достигает 10 МПа, возникает необходимость увеличения толщины стенки h_{cm} до 3 мм [12]. Для модулируемых Cs – Hg- Хе источников ИК излучения, наоборот, требуется уменьшить h_{cm} , чтобы снизить интенсивность непрерывного излучения нагретой оболочки. При этом, как и в первом случае, давление на оболочку со стороны наполнения достигает значительных величин (0,25 МПа).

В наших исследованиях была изучена зависимость механической прочности от толщины стенки труб. Испытания проводили на сапфировых трубах с

наружным диаметром 9,5 мм и толщиной стенки 1,35; 1,4; 1,45 мм. Для каждой толщины стенки было испытано по 25 образцов. Установлено, что прочность безблочных труб, т.е. труб имеющих одинаковые оптические характеристики, с уменьшением толщины стенки уменьшается. Максимальная величина распределения механической прочности по кривой Гаусса изменяется от 450 до 820 МПа для минимальной и максимальной толщины стенки, соответственно (см. рисунок 4.9). Эти результаты подтверждают сделанные ранее выводы, что механическая прочность хрупких материалов при прочих равных условиях определяется дефектностью поверхности, т.е. с уменьшением толщины стенки отношение дефектной поверхности к бездефектному объему образца увеличивается, а прочность снижается.

Необходимо отметить, что сказанное выше относится к выращенной по методу А.В. Степанова трубе (без механической обработки) и, следовательно, дефектность поверхности в данном случае определяется неоднородностями и включениями, заимствованными в процессе направленной кристаллизации (см. раздел. 4.2).

4.4.4. Влияние различных видов обработки сапфира на прочность оболочки газоразрядной лампы

Дополнительная механическая обработка (шлифовка и полировка поверхности) сапфировой трубы, необходима для улучшения оптических свойств и придания требуемой формы оболочке лампы. Такое воздействие на монокристалл неизбежно приведет к изменению прочностных свойств сапфировой трубки.

Механическая обработка монокристаллического корунда производится в присутствии различных жидкостей, которые используются как смазочно - охлаждающие (обработка связанным абразивом) или являются дисперсионной средой (обработка несвязанным абразивом). Применение сред существенно влияет на деформационные процессы, протекающие при обработке монокристаллического корунда, и, следовательно, на качество, получаемой поверхности.

Подробно структура нарушенного приповерхностного слоя изучена Е.Р. Добровинской, Л.А. Литвиновым и В.В. Пищиком [175]. Показано, что структура механически обработанной поверхности состоит из трех зон: трещиноватого поверхностного слоя, зоны повышенной плотности дислокаций (зоны пластической деформации) и монокристаллической структуры. Из монографии и сказанного выше можно предположить, что нарушение выращенной поверхности сапфировой трубы посредством механической обработки приведет к снижению ее прочности.

Проведенные нами эксперименты подтвердили это предположение. Исследовались образцы выращенных по методу А.В. Степанова корундовых труб с внутренним диаметром 6,7-7,0 мм наружным диаметром 9,6-9,9 мм, часть из которых подвергалась двусторонней шлифовке и полировке алмазным свободным абразивом. Результаты наших исследований приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1

Зависимость напряжения разрушения необработанных и полированных
корундовых труб от блочности

Количество блоков, шт.		1	2	3	4	5	6
Напряжение разрушения, МПа	Выращенная труба	320	310	290	280	275	275
	Труба после двусторонней обработки	250	240	230	215	200	200

Полученные нами данные можно объяснить тем, что в случае шлифовано - полированных образцов под воздействием приложенной нагрузки происходит расширение трещин и движение дислокаций к поверхности трубы. При этом преимущественный механизм разрушения, а именно, треск или пластическая деформация определяются толщиной стенки, качеством и методами обработки на каждом этапе изготовления оболочки лампы.

Как уже отмечалось из теории разрушения кристаллов важно знать соотношение площади нарушенного слоя S к объему кристалла V . На рисунке 4.11 приведена полученная нами зависимость напряжения разрушения от V/S . Видно, что

увеличение толщины стенки испытываемой трубки, т.е. увеличение бездефектного объема, приводит к росту предельных напряжений разрушения.

Увеличение толщины стенки и, соответственно V/S , для повышения прочности оболочки не всегда является эффективным. В этом случае у модулируемых разрядных ламп начинает возрастать немодулируемая составляющая излучения. Поэтому в технологии производства ламп разработаны другие способы снятия остаточных напряжений механически обработанных поверхностей, прежде всего, посредством термических отжигов.

Рассмотрим влияние высокотемпературного воздействия на внутренние напряжения сапфира. Термическая обработка предполагает выдержку сапфира при температуре, достаточной для протекания с необходимой скоростью релаксационных процессов. Изменение структурного совершенства кристаллов связано с уменьшением их свободной энергии, благодаря структурной перестройке: движению одиночных атомов, дислокаций и их ансамблей, границ блоков и т.д. Существует мнение [175], что чем выше $T_{отж.}$ и чем длительнее изотермическая выдержка, тем выше долговечность и работоспособность изделий. Однако это не всегда соответствует реальной ситуации.

Для кристаллов, выращенных методом А.В. Степанова, необходимость в отжиге возникает при выращивании крупногабаритных кристаллов или изделий сложной формы, например, труб. Как уже отмечалось, в процессе механической обработки образуется дефектный приповерхностный слой, который является зоной напряженного состояния кристалла.

В сапфире объемные напряжения релаксируют при достаточно высокой температуре $\sim 2000\text{K}$ (рисунок 4.13). Повышение $T_{отж.}$ увеличивает скорость снятия напряжений преимущественно у образцов с большими исходными напряжениями, причем релаксация напряжений происходит в первые часы отжига,

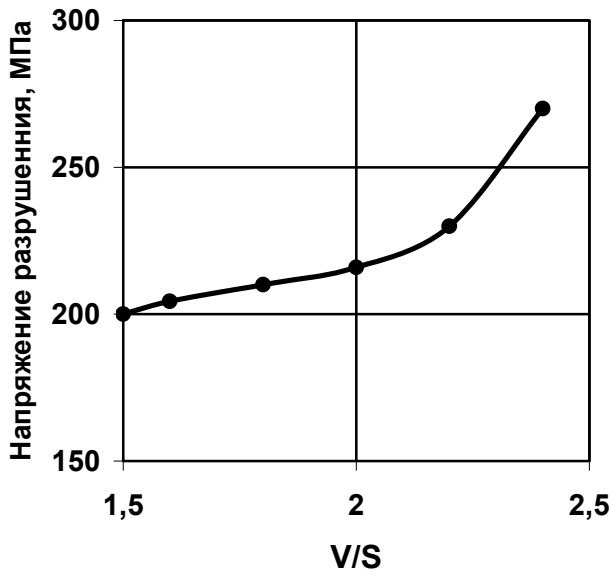


Рисунок 4.11. Зависимость напряжения разрушения сапфировой трубы от соотношения V/S

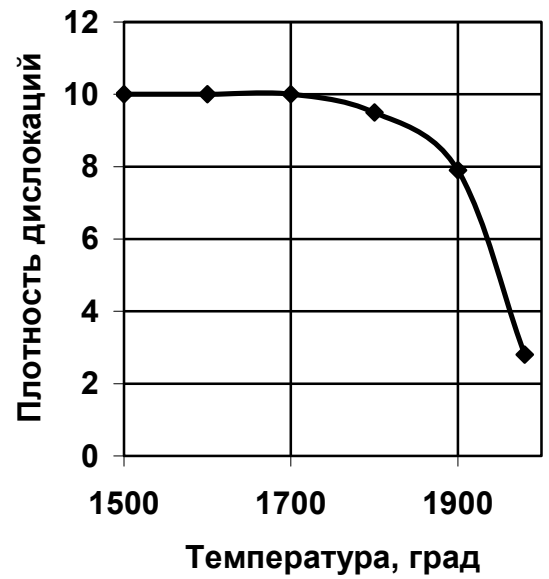


Рисунок 4.12. Зависимость плотности дислокаций в сапфировой трубе от температуры отжига

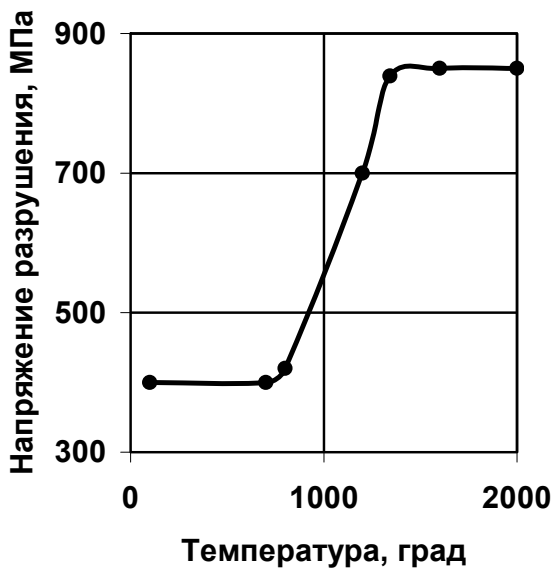


Рисунок 4.13. Зависимость напряжения разрушения сапфировой трубы от температуры отжига

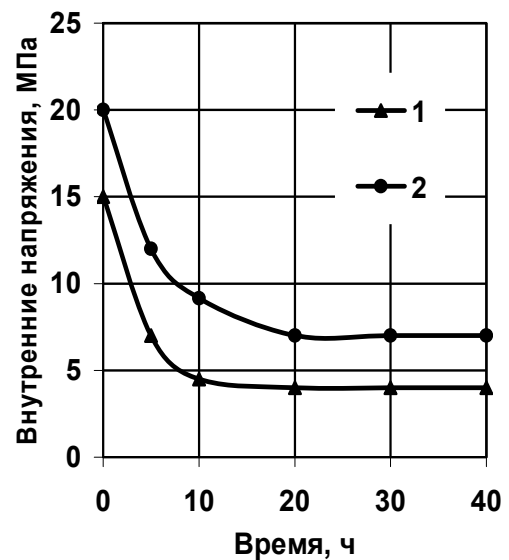


Рисунок 4.14. Зависимость внутренних напряжений в сапфировой трубе от времени отжига при температуре 2000К

дальнейшее увеличение времени незначительно сказывается на этой величине. Этот факт подтверждают полученные нами результаты, приведенные на рисунке 4.14.

При высокотемпературном отжиге с уменьшением внутренних напряжений в сапфире изменяется плотность одиночных дислокаций, протяженность границ блоков и углы их разориентации. Причем, чем выше температура отжига, тем меньше плотность дислокаций в структуре сапфира (рисунок 4.13).

Полученные нами результаты удовлетворительно согласуются с данными других авторов, которые подробно рассмотрены в [175]. В этой монографии показано, что при термообработке сапфира уменьшается не только плотность объемных дефектов, но и существенно изменяется структура дефектного приповерхностного слоя. При 1500- 1600°C может происходить рекристаллизация слоя, возникшего при механической обработке [175, 183]. Рекристаллизация способствует частичному снятию напряжений в приповерхностном слое. Повышение температуры до 1800-1900°C улучшает структуру слоя, но не устраняет всех дефектов. Дальнейшее увеличение температуры до 2000-2200°C может приводить к частичному испарению рекристаллизованной поверхности, что снижает оптическое пропускание сапфира. По этой причине отжиг сапфировых оболочек после механической обработки не рекомендуется производить при температурах выше 1900°C.

4.4.5. Предельные электрические нагрузки на сапфировую оболочку газоразрядного источника ИК излучения

Как отмечалось в разделе 4.1, на внутреннюю поверхность оболочки в области разрядного столба приходится тепловое воздействие из плазмы путем теплопроводности и радиационных потоков, происходит бомбардировка разного рода заряженными частицами и т. д. Все многообразие перечисленных процессов зависят от величины поступающей в разряд электрической энергии. По этой причине у

разработчиков при конструировании разрядных источников излучения в качестве характеристики, определяющей надежность изделия, принято считать предельную электрическую мощность, при которой происходит разрушение оболочки лампы $P_{пред}$. В нашем случае, можно предположить, что $P_{пред}$ связана с механической прочностью сапфировой трубы. В данном разделе проведены исследования, посвященные изучению этого вопроса.

Испытания по воздействию предельных электрических нагрузок проводились на макетных образцах ламп с одной оболочкой, которая имела следующие размеры: диаметр внутренний $6,7^{+0,25}$ мм, диаметр наружный $9,6_{-0,25}$ мм и длина 120 мм. При испытании лампы устанавливались горизонтально. После включения лампы с помощью мощного источника постоянного тока МИТ-47 устанавливали начальный ток $I_n=6$ А. Лампа была прогрета в течение 5 минут, затем ток увеличивался до 17А переключением режима работы МИТ-47. Через каждые 5 минут ток увеличивали на 1А вплоть до разрушения лампы или до достижения предельного значения тока допускаемого испытательным оборудованием - 25 А. При каждом значении тока фиксировалась величина напряжения на лампе и рассчитывалась электрическая мощность на лампе.

Для малоблочных труб нами была получена зависимость предельной разрушающей электрической мощности от числа блоков (рисунок 4.15), причем с уменьшением числа блоков предельная разрушающая нагрузка возрастала, а ход кривой коррелировал с ходом кривой изменения механической прочности от числа блоков. Проводилось сравнение с показаниями кривой 3 (рисунок 4.8), так как в обоих случаях использовались ТМБК с толщиной стенки 1,4 мм.

Учитывая данную корреляцию при отработке технологии изготовления труб можно использовать методику испытания механической прочности на начальном этапе при производстве труб, а не проводить дорогостоящих испытаний ламп. Кроме того, как следует из таблицы 4.1, проведение шлифовки и полировки труб существенно не изменит ход полученной зависимости.

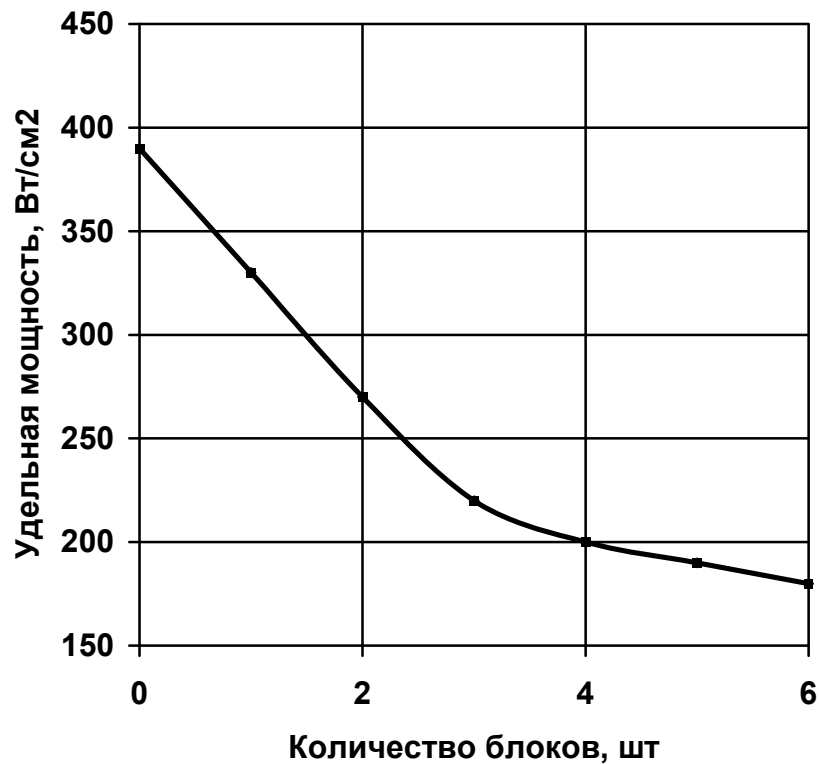


Рисунок 4.15. Зависимость предельной удельной электрической мощности лампы от количества блоков

Комплекс проведенных работ по совершенствованию технологической оснастки позволил нам разработать технологию получения безблочных труб длиной до 350 мм. При испытании безблочных труб их не удалось разрушить при электрических нагрузках до 390 Вт/см^2 , что было выше полученных в [156] результатов (350 Вт/см^2) для трубы, изготовленной механическим путем (сверление, шлифовка, полировка) из булы Вернейля. В наших исследованиях не удалось довести до полного разрушения сапфировые оболочки, так как испытательное оборудование не позволило нагрузить лампы до более высоких мощностей и электродные узлы не выдерживали уровня теплового воздействия.

Необходимо отметить, что приведенные результаты получены для безблочной трубы. По нашему опыту работы с сапфировыми трубами при конструировании

нии источников излучения для серийного производства необходимо использовать величину удельной нагрузки не более 150 Вт/см^2 при наличии не более 5 блоков.

4.5. Оптические свойства сапфировых оболочек разрядных ламп

Вопросы обеспечения долговечности, стабильности спектрально – энергетических характеристик, повышения предельных нагрузочных и эксплуатационных параметров наиболее актуальны при разработке и создании импульсных ламп специального назначения. Опыт эксплуатации оптических систем защиты летательных аппаратов показал, что снижение их эффективности напрямую связано с нестабильностью излучательных параметров ламп.

Рассматривая пути повышения стабильности эксплуатационных характеристик СОЭП, в первую очередь, становится очевидной необходимость обеспечения постоянства спектрально - временных параметров импульсных ламп. Проблема эта комплексная, затрагивающая как вопросы повышения эффективности импульсных разрядов, так и материаловедческие свойства оболочек.

Вторая сторона проблемы в настоящее время наиболее остро ощущается из - за недостаточного объема исследований свойств конструктивных материалов, используемых в импульсных лампах и, особенно, монокристаллического лейкосапфира для оболочек разрядных источников, отсутствие единых требований к технологии выращивания и обработки корундовых труб.

Одним из основных факторов, определяющих работоспособность и стабильность излучательных характеристик импульсных ламп, является изменение прозрачности разрядных оболочек в процессе эксплуатации. Для импульсных ламп с кварцевой оболочкой данная проблема достаточно подробно изучена [12, 184, 185]. В данных работах указываются ряд причин обратимого и необратимого потемнения оболочки газоразрядных ламп: осаждение продуктов эрозии электродов [12], поверхностная кристаллизация [184, 185], обратимая

непрозрачность, возникающая при тепловом разогреве кварцевого стекла плазмой [12, 184] и окрашивание кварца под действием излучения плазмы [12, 185].

4.5.1. Механизмы оптического поглощения лейкосапфира

Наибольший научный и практический интерес для разработчиков разрядных ламп представляет область прозрачности корунда, т.е. та часть спектра, где величина коэффициента поглощения незначительна. У большинства полупрозрачных материалов эта область располагается между 0,15 - 0,30 мкм (коротковолновая граница пропускания) и 2,7-20 мкм (длинноволновая граница пропускания) [13]. Так как планковский максимум интенсивности и основная доля излучения, испускаемая разрядной плазмой, находится в указанном спектральном диапазоне, то изучение коэффициента поглощения корунда и его температурной зависимости здесь является актуальной задачей.

Проанализируем ход кривой поглощения кристалла при комнатной температуре. Коротковолновая граница, где величина коэффициента поглощения достигает $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-1}$ и более, является результатом взаимодействия электромагнитной волны с электронами [186]. Положение длинноволновой границы этого поглощения в значительной мере определяется примесями, имеющимися в материале, и может меняться с изменением их концентрации [187].

За длинноволновой границей электронного поглощения каждый материал имеет область прозрачности, где коэффициент поглощения очень мал (порядка 10^{-3} см^{-1} и менее), и ослабление проходящего через материал потока излучения в основном обусловлено рассеиванием на дефектах структуры в примесях [187]. Показатель преломления в этой области слабо уменьшается с увеличением длины (область нормальной дисперсии) [188]. По мере продвижения в инфракрасную область коэффициент поглощения продолжает оставаться малым. Однако, начиная с некоторой длины волны, он начинает резко увеличиваться и появляется характерная для данного материала первая колебательная полоса поглощения [186].

В этой области максимальное значение величины коэффициента поглощения достигает $10^5 - 10^6 \text{ см}^{-1}$, т.е. материал даже в очень тонких слоях непрозрачен. За первой полосой резонансного поглощения, как правило, идет ряд других, и хотя абсолютная величина коэффициента поглощения может быть меньше, чем в первой колебательной полосе, материал также остается непрозрачным. Это происходит потому, что отдельные колебательные полосы частично перекрываются.

Экспериментальные и расчетные исследования свидетельствуют о весьма сложном электронном строении корунда. Теоретически валентная зона и зона проводимости состоят из большого количества тесно расположенных полос поглощения. [184]. Поэтому следует ожидать, что измеряемые оптические спектры корунда будут содержать много полос переходов, в том числе и сильно перекрывающихся - вплоть до их исчезновения в интегральной кривой поглощения. Такой механизм поглощения обусловлен образованием электронно - дырочных пар, связанных кулоновскими силами и называемых экситонами [190].

Как отмечалось в разделе 4.2, в процессе направленной кристаллизации в структуре выращиваемого монокристалла лейкосапфира появляются различного рода дефекты. Включения в решетку кристалла создают добавочные уровни в запрещенной зоне и, соответственно, приводят к появлению в спектре пропускания кристалла дополнительных полос поглощения. Собственные частоты примесных центров и частоты связанных колебаний гармонически колеблющихся частиц решетки определяют полный спектр поглощения кристалла.

Центры окраски различаются по длине волны собственного поглощения и положению их собственного уровня в запрещенной зоне: электронные центры дают уровни выше середины запрещенной зоны, дырочные центры – ниже.

Кроме заимствованных дефектов в процессе роста лейкосапфира, собственные центры окраски могут быть созданы ионизирующими воздействиями и излучением в оптическом диапазоне (фотохимическое окрашивание), соответствующего области собственного поглощения кристалла. Такие центры окраски называются наведёнными. При фотохимическом окрашивании неравновесные но-

сители заряда (электроны проводимости и дырки), возникшие под действием излучения, захватываются дефектами кристалла и изменяют их заряд, что обуславливает появление новых полос в спектре поглощения и изменение окраски кристалла. Обычно формируются два типа центров окраски - с захваченным электроном (электронный центр) или дыркой (дырочный центр).

Бесцветные кристаллы могут окрашиваться после воздействия рентгеновских лучей, оптического излучения или элементарных частиц. Причина этого явления - возникновение центров окраски (F -центров), представляющих собой электроны, локализованные на вакансиях, возникших в результате облучения. Если частоты поглощения таких электронов лежат в оптическом диапазоне, то появляются полосы поглощения (F -полосы) и кристалл окрашивается. [186]. Простейший из центров окраски F -центр образуется в результате захвата электрона одиночной вакансией. Электроны появляются как результат ионизации при облучении образца. Наряду с электронами, на дефектах решетки могут локализоваться дырки. Вследствие этого, наряду с электронными, выделяют еще и дырочные центры поглощения. Электронные центры могут при ионизирующих воздействиях отдать избыточный электрон, а дырочные – принять, следовательно, электронные центры являются донорами электронов, а дырочные – акцепторами

Центры окраски могут быть разрушены при нагревании (термическое обесцвечивание) или воздействии света, соответствующего спектральной области поглощения самих центров окраски (оптическое обесцвечивание). Под действием тепла или света один из носителей заряда, например, электрон, освобождается из захватившего его дефекта и рекомбинирует с дыркой.

4.5.2. Экспериментальное исследование коэффициента поглощения сапфировых оболочек газоразрядных ламп

Подробному рассмотрению данного вопроса посвящена обзорная статья [98], которая обобщает результаты исследований оптических свойств сапфира в спектральном диапазоне 0,5-6,0 мкм при температурах от комнатной до 2300 К.

Данная работа дает подробный табличный материал температурной зависимости коэффициентов поглощения и преломления, позволяющий проводить расчет температурных полей во внутренних областях кристалла путем решения уравнений радиационно – кондуктивного теплопереноса. Для разработчиков разрядных источников излучения с сапфировой оболочкой эти экспериментальные результаты дают возможность рассчитать не только температурные поля в оболочке лампы, но и определить расчетным путем градиенты рабочих температур в самой излучающей плазме (см. главу 3).

Однако, приведенные в [98] данные относятся больше к оптически однородной среде, которая пропускает без рассеяния практически весь выходящий из плазмы поток. В то время как реальные среды содержат оптические неоднородности различного происхождения, обуславливающие рассеяние. Если неоднородности невелики по размерам (малы по сравнению с длиной волны $\sim 0,1\lambda$) то рассеяние излучения отсутствует. Если неоднородности сравнимы с длиной волны, то рассеяние излучения резко возрастает. Такими неоднородностями в профилированных кристаллах сапфира являются газовые и твердые включения, диаметром свыше 2 мкм. Поэтому следует говорить не об оптической однородности кристаллов, предусматривающей постоянство показателя преломления по всему объему среды, а об их оптической прозрачности. Степень прозрачности оценивается величиной интегрального светопропускания [190]. Кроме этого, необходимо сделать еще одно замечание относительно результатов, приведенных в [98]. Все они относятся к плоскопараллельным пластинам. Цилиндрическая поверхность исследуемых образцов внесет коррективы в полученные результаты.

Качественная связь между интегральным светопропусканием и содержанием пор в выращенных кристаллах отмечалась и ранее, однако, количественной оценки этой зависимости не существовало из – за отсутствия методики для определения концентрации пор. Такая методика была разработана во ВНИИЭТО и приведена в [191]. Авторами данной работы для контроля интегрального светопропускания была разработана установка и методика измерений. Поскольку ко-

рундовые трубки имеют направленно – диффузное пропускание, измерения проводят по светопропусканию боковой поверхности трубки в шаровом фотометре. Корундовая трубка помещается в светомерный шар Ульбрихта и освещается изнутри лампой накаливания. Световой поток выходящий от лампы накаливания проходит через стенки трубки и попадает на фотометрическую головку и измерительный блок. Сигнал на выходе пропорционален световому потоку, а значит и коэффициенту пропускания боковой поверхности. С помощью этой методики была получена зависимость величины интегрального светопропускания от концентрации пор в объеме кристалла, которая имеет линейный характер. Изменение концентрации пор на порядок вызывает изменение интегрального светопропускания на 5%.

Как уже отмечалось, управлять концентрацией пор в кристаллах можно, варьируя конструкцией формообразователя и условиями кристаллизации. Существует еще один способ.

Так как пузыри располагаются почти непрерывной дугой вдоль наружной и внутренней поверхности трубы, их можно убрать механической шлифовкой и полировкой, удаляя поверхностные слои на глубину 0,25 – 0,2мм. Необходимо отметить, что при полировании оптических кристаллов особенности тонкого приповерхностного слоя δ , искаженного многостадийным взаимодействием с абразивом, сказывается на коэффициенте отражения будущих сапфировых оболочек. В частности, как следует из [185], интенсивности отражения монотонно растут, а их полуширины падают по мере уменьшения диаметра частиц абразива. Несмотря на эти потери, возрастание оптического пропускания после механической шлифовки и полировки достигает до 10%. В качестве примера на рисунке 4.17 приведены, полученные авторами спектральные распределения коэффициента пропускания ТМБК, изготовленных в ОАО «СКТБ «Ксенон» (кривая 1) и НПО «Луч» (кривая 2). Последние подвергались механической шлифовке и полировке до 14 класса чистоты. Исследования проводились на спектрофотометре СФ-26 и Фурье – спектрометре ФСМ 1201.

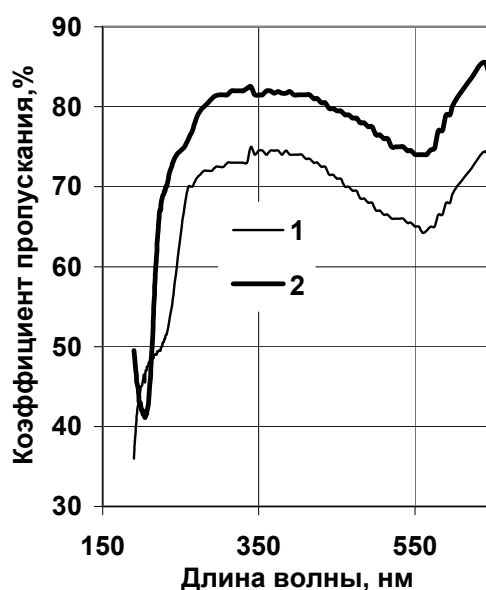


Рисунок 4.17. Спектральное пропускание сапфировых труб, выращенных в ОАО «СКТБ «Ксенон» (1), НПО «Луч» (2)

В работе [186] проведено исследование влияние высокотемпературного отжига на прозрачность θ и светопропускание k сапфира, подвергнутого механической обработке (таблица 4.2).

Таблица 4.2

Влияние времени высокотемпературного отжига на оптические свойства сапфира

R_z , мкм	δ , мкм	$t=0$ ч.		$t=1,5$ ч.		$t=8$ ч.	
		θ	k	θ	k	θ	k
6,3...10	70	0,233	1,00	0,413	2,836	0,746	3,540
1,1...2,5	50	0,440	2,973	0,641	4,305	0,676	4,975
1,1...0,2	35	0,958	4,498	0,954	3,801	0,944	3,323

Исследовались несколько групп образцов, прошедших обработку с классом шероховатости в диапазоне $R_z=0,05\div 2,5$, т.е. имеющих различную толщину приповерхностного дефектного слоя δ . Образцы отжигались в вакууме ($7 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.) в течение $t=1,5$ и 8 часов при температуре 1980°C . Интегральное пропускание

определялось по индикатрисам рассеивания. Результаты исследования [186] влияния отжига на прозрачность и интегральное пропускание сапфировых кристаллов, подвергнутых механической обработке, приведены в таблице 4.2.

Представленные данные свидетельствуют о существенном увеличении прозрачности и интегрального светопропускания после отжига. При этом кристаллографическое направление, в котором выращен кристалл, несущественно влияет на θ и k обработанного сапфира.

Наибольшее изменение оптических характеристик характерно для образцов, у которых глубина дефектного приповерхностного слоя δ после шлифования оказалась максимальной. Наблюдаемое изменение интегрального светопропускания и прозрачности в процессе отжига обусловлено рекристаллизацией дефектного приповерхностного слоя. Температурное воздействие на шлифованный сапфир приводит к уменьшению числа элементарных отражающих площадок и, как следствие, числа многократных отражений, вносящих основной вклад в снижение прозрачности шлифованной поверхности. Кроме этого воздействие высокой температуры вызывает испарение абразивного материала полировальника из дефектного приповерхностного слоя. При этом максимальное изменение оптических параметров происходит на первой стадии отжига ($t=1,5$ часа), когда одновременно протекают оба процесса: рекристаллизация и испарение загрязняющих слой включений.

Таким образом, исходя из полученных данных и работ [191, 192], следует, что интенсивность потока излучения плазмы, прошедшего сквозь нагретую оболочку, а также температура разрядной трубки и связанная с ней глубина модуляции, существенно зависят не только от технологии выращивания, но и дальнейшей обработки сапфировой трубы.

4.5.3. Механизм окрашивания сапфировой оболочки при радиационном воздействии на газоразрядную лампу

В настоящее время наиболее подробно изучено радиационное окрашивание оболочек импульсных ламп, изготовленных из кварцевого стекла. Причины появ-

ления и механизмы накопления окраски в кварцевых оболочках импульсных ламп подробно рассмотрены в работах А.И. Кобзаря и А.Т. Овчарова [185]. В исследованиях этих авторов показано, что наиболее благоприятные условия для возникновения и накопления остаточной окраски в кварцевой колбе имеют место в импульсных лампах, работающих в частотных слабонагруженных режимах с принудительным охлаждением [12].

Процесс окрашивания приводит к нарушению термодинамического равновесия в веществе. В свою очередь, твердое тело самопроизвольно стремится изменить концентрацию возбужденных центров окраски до некоторой квазистационарной плотности радиационных дефектов, характерной для рабочей температуры оболочки. По этой причине следует ожидать смену процессов окрашивания и обесцвечивания оболочки за одну вспышку лампы.

Понятно, что интенсивность окраски будет определяться энергией и длительностью импульса излучения (энергией возбуждения и временем жизни центров окраски) и температурой оболочки лампы. Поэтому А.И. Кобзарь и А.Т. Овчаров в работах [185] ввели понятие остаточной и динамической окраски.

Под термином «остаточная окраска» понимается устойчивая в течение длительного времени после остывания оболочки окраска кварцевого стекла импульсной лампы. Это состояние поддается различным физическим исследованиям в течение длительного времени после окончания наработки лампы. Термин «динамическая окраска» характеризует неустойчивое короткоживущее поглощение, возникающее в оболочке в момент вспышки лампы и разрушающегося спонтанно люминесценцией или вследствие термообесцвечивания до устойчивого состояния «остаточной окраски». Таким образом, при оценке лучистых потерь в оболочках импульсных ламп необходим учет вкладов остаточной и динамической окраски колбы.

На основании сказанного можно предположить, что радиационное окрашивание лейкосапфира при определенных условиях способно внести основной вклад в снижение прозрачности и может являться причиной выхода из строя разрядного

источника. Как отмечали авторы [185], указанный процесс для ламп с кварцевой оболочкой является обратимым и в значительной степени зависит от теплового состояния колбы лампы. Учитывая продольные градиенты температуры, возникающие в сапфировой разрядной трубке (см. раздел 4.2.2), рассмотрение причин окрашивания оболочек необходимо рассматривать отдельно - в центре разрядного промежутка и в приэлектродных областях.

На сегодняшний день большинство работ посвящено изучению свойств сапфира под воздействием γ -излучений и облучения в пучках высокоэнергетических частиц [193,194].

Как и в случае исследования оптического пропускания кристалла (см. раздел 5.6) радиационно - оптическое поглощение необходимо рассматривать для двух случаев - беспримесного корунда и кристалла с дефектами. В беспримесном корунде в результате облучения происходит обрыв атомных цепочек на поверхности кристалла, изменение периодичности решетки, формирование электронных состояний и появление зарядовых эффектов [195]. Например, в работе [196] показано, что в результате облучения кристаллов корунда электронами и нейтронами упругие взаимодействия приводят к смещению ионов в узлах с образованием анионных и катионных вакансий и межузельных ионов. Анионные вакансии представляют F^- и F^+ -центры и короткоживущие F^{2+} -центры, а катионные вакансии - V – центры [197]. Появление указанных центров приводит к созданию в спектре пропускания полос поглощения в области 175, 206, 230, и 400 нм. Первая полоса пока неидентифицирована. Полосы 206 и 230 нм приписывают переходам в F -центрах, а 400 нм соответствует V – центру.

Приведенные на рисунке 4.17 полученные нами спектральные распределения коэффициента пропускания оболочек ламп, показывают, что в УФ и видимом диапазоне имеются минимумы, связанные с электронными и дырочными центрами окраски (F^- центры: 206 нм и R – центры: 575 нм).

Наличие примесей приводит к появлению дополнительных полос поглощения. Публикации [172, 173, 194 - 197] посвящены влиянию примесного состава

корунда на оптическое пропускание при воздействии ионизирующего излучения. Поглощение при длинах волн 220, 285, 330, 380, 470, и 538,8 нм авторами приписывается возбуждению энергетических уровней в запрещенной зоне примесей магния. Ванадий поглощает в областях 240, 315, 400-405, 575-580 нм, титан в трехвалентном состоянии в полосах 487 - 494,8 нм, а в четырехвалентном – в полосе 250 нм. Примеси хрома в количестве $3 \cdot 10^{-4}$ вес.% сдвигают начало пропускания с 140 до 200 нм.

В нашей работе исследовалось влияние остаточной окраски корунда на характеристики излучения импульсных ламп. Методика исследования влияния спецфакторов на излучательные параметры импульсных ламп с сапфировой оболочкой заключалась в следующем. У сапфировой трубы, из которой изготавливалась оболочка лампы, вырезался сегмент (образец – свидетель). Затем производилось измерение коэффициента пропускания образца- свидетеля и исследование излучательных характеристик лампы. После этого лампа и сегмент сапфировой трубы подвергались γ -воздействию с экспозиционной дозой $7 \cdot 10^3$ рентген. В завершение испытаний производился повторный замер указанных выше параметров.

Так на рисунке 4.18 приведены спектры оптического пропускания прозрачного (1,3) и розового (2,4) образцов до и после воздействия γ -излучения. Видно, что после воздействия одновременно со снижения коэффициента пропускания на 10-15% наблюдается сдвиг его коротковолновой границы. Кроме этого у розового образца сапфировой трубы усиливается поглощение на длине волны 575 нм. Проведенный химико - спектральный анализ показал, что, например, в розовых образцах процентное содержание примесей (весовые %) составляет: Mo - $3 \cdot 10^{-3}\%$; Cr - $6 \cdot 10^{-4}\%$; Fe - $1,4 \cdot 10^{-3}\%$; Ti - $1 \cdot 10^{-3}\%$. Наличие таких центров окраски приводит к изменению излучательных параметров ламп под влиянием радиационных воздействий. В экспериментах проводилось последовательное облучение ламп с дозами 10^6 , 10^7 , и 10^8 рад и последующее измерение их силы излучения в диапа-

зоне длин волн $0,28 \div 0,4$ мкм в зависимости от времени наработки. Результаты испытаний приведены на рисунке 4.19.

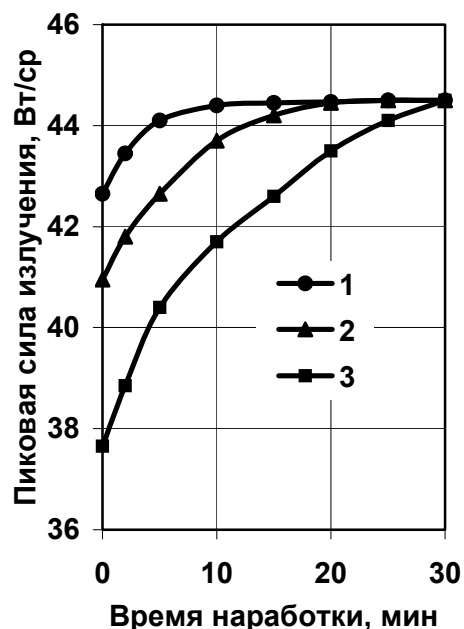
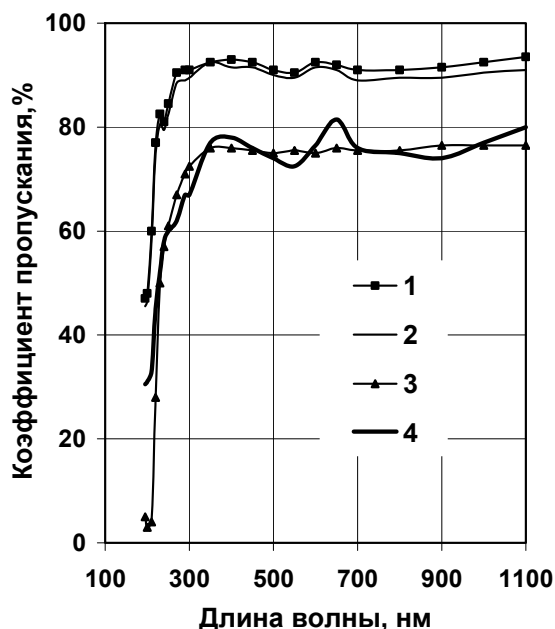


Рисунок 4.18. Спектральное пропускание прозрачного(1,3) и розового(2,4) образцов сапфира до (1,2) и после(3,4) воздействия γ -излучением

Рисунок 4.19. Зависимость пиковой силы излучения от наработки для доз: 1- 10^6 ; 2- 10^7 ; 3- 10^8 рад

После облучения лампы гамма - излучением имело место фиолетовое окрашивание оболочки лампы, которое усиливалось с дозой облучения, что оказывало влияние на пиковую силу излучения разрядного источника. Видно, что максимальное снижение силы излучения облученных ламп составляло до 15% при дозе 10^8 рад.

В процессе работы лампы окрашенность исчезала, т.е. происходил отжиг наведенных в оболочке лампы центров окраски и сила излучения возрастала до первоначального значения (см. рисунок 4.19).

Факторами теплового нагружения оболочек являются поток тепла передаваемый внутренней поверхности разрядной трубки теплопроводностью плазмы,

поток излучения разряда в области полупрозрачности сапфира (видимой, УФ- и большей части ИК областях спектра), частично поглощаемый в объеме оболочек и поток инфракрасного излучения в области за длинноволновой границей пропускания материала. Перечисленные факторы теплового воздействия способствовали восстановлению прозрачности сапфировой оболочки ламп.

Однако в такой ситуации, скорость восстановления прозрачности оболочки и сам коэффициент пропускания также зависят от спектрального состава излучения разряда. Наличие интенсивных линий в УФ области приводит к динамическому окрашиванию, т.е. появлению новых центров наведенного поглощения [197]. Поэтому нами изучалось изменение прозрачности монокристаллических корундовых труб различной цветности под радиационным воздействием одиночных вспышек импульсной коаксиальной ксеноновой лампы УФ излучения. Исследуемый образец помещался во внутреннюю полость лампы. В момент вспышки от источника просветки излучение направлялось на торцевую полированную поверхность сапфировой трубы, а с другого полированного торца фокусировалось в монохроматор и сигнал с ФЭУ регистрировался на осциллографе. В результате получено, что снижение прозрачности при длине волны 400 нм у бесцветных сапфировых труб не наблюдается, а у образцов, имеющих розовую окраску (предположительно примеси хрома и титана) коэффициент пропускания находится в интервале от 10 до 100%. Столь высокий разброс параметра пропускания связан с неравномерностью концентрации примеси по длине трубы.

На основании выше сказанного, можно сделать вывод, что после радиационного воздействия при работе лампы наблюдается исчезновение наведенных центров поглощения. Однако, в процессе работы, происходят два взаимосвязанных процесса, а именно, формирование НП за счет УФ излучения плазмы и их распад посредством температурного отжига оболочки.

4.6. Технические требования к сапфиру как материалу оболочек импульсных газоразрядных ламп ИК излучения

В результате проведенных в данной главе исследований оптического пропускания, механической прочности, термостойкости и устойчивости к специальным ионизирующим факторам оболочек газоразрядных ламп в зависимости от структурного совершенства сапфира сформированы следующие технические требования к качеству сапфировой трубы.

В корундовой оболочке не допускается :

- отклонение геометрической оси от кристаллографического направления $[000\bar{1}]$ более чем на 10° ;
- разориентация соседних блоков на угол более 10° ;
- белизна, образующейся при высокотемпературном отжиге,
- включения второй фазы, помутнения,
- термоупругие напряжения выше значений 10 кг/см^2 ,
- отклонение по внутреннему диаметру более $\pm 0,3 \text{ мм}$,
- стрела прогиба на длине 150 мм более $0,2 \text{ мм}$;
- наличие в объеме стенки больше 5 блоков поперечном сечении;
- присутствие непрозрачных дефектов, пузырей, ростовых сдвигов;
- волнистость выше допуска на геометрические размеры оболочки лампы.

Сапфировая оболочка должна:

- иметь коэффициент пропускания не менее 80% в спектральном диапазоне $0,3\text{-}5 \text{ мкм}$,
- выдерживать без потери оптической прозрачности температуры до 1950°C ,
- обеспечивать пузырность по категориям и классам на оптические материалы

С целью обеспечения сформулированных требований необходимо выполнение следующих технологических операций:

- Для получения высококачественных безблочных сапфировых труб с минимальным количеством инородных примесей и парогазовых включений, выращивание должно выполняться в условиях прецизионной стабилизации температуры и скорости выращивания (0,5-1,0 мм/мин. при разращивании, и 1,5-2,0 мм/мин. в рабочем режиме), при отсутствии толчков и вибрации, передаваемых в зону кристаллизации и посредством затравочных кристаллов необходимого качества ($\rho \sim 5^\circ$, 2-3 границы блоков с малой разориентацией). Оптимальная высота фронта кристаллизации – 0,2 мм.

- Для обеспечения оптической прозрачности сапфировых труб необходимо проводить технологическую тренировку газоразрядных ламп с целью отжига наведенных центров окраски

В результате выполнения перечисленных требований и технологических особенностей выращивания сапфировых труб изготовленные импульсные лампы с разрядом в цезий – ртуть - ксеноновой смеси обеспечили глубину модуляции не менее 95% в течение срока службы 200 часов.

ГЛАВА 5. ФИЗИКО – ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ И ЭКСПЛУАТАЦИИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ЛАМП С САПФИРОВОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Надежность разрядных источников оптического излучения определяется стабильностью величины излучательных характеристик (параметров) в течение всего срока службы лампы. В свою очередь интенсивность излучения разряда в парах металлов зависит от рабочего давления плазмообразующей среды, т.е. определяется конструктивным исполнением горелки и внешней оболочки, а именно, герметичностью системы, массой и весовым соотношением компонентов плазмообразующей среды, тепловым состоянием оболочки и т.д. Ниже рассмотрены основные физико – химические процессы, используемые при изготовлении ламп и имеющие место в процессе их эксплуатации и, следовательно, определяющие надежность разрядных источников с сапфировой оболочкой.

5.1. Основы конструирования токовводов в сапфировые оболочки импульсных газоразрядных ламп

Как отмечалось в разделе 4.1, оболочка разрядной лампы представляет собой неразъемную систему в виде сапфировой трубки и герметично соединенных с ней посредством спая колпачковых токовводов. Поэтому возникает необходимость изучения влияния на надежность лампы теплофизических процессов в спае токоввода как в процессе формирования соединения, так и во время работы лампы. Это необходимо для сведения к минимуму термоупругих напряжений в зоне спаев.

К техническим требованиям, предъявляемым к оболочке (см. раздел 4.1), следует дополнительно добавить несколько необходимых свойств спаев:

- Высокая работа выхода электронов у используемых материалов, исключающая возможность привязки разряда к элементам конструкции электродного узла.
- Близкие по величине температурные коэффициенты расширения всех используемых в спае материалов для обеспечения термически согласованного соединения.

Дополнительная сложность получения надежного токоввода в лампу обусловлена высокой химической стойкостью монокристаллической окиси алюминия [66, 67, 96, 97, 175]. Учитывая перспективность развития нового класса разрядных ламп с сапфировой оболочкой, необходимо подробно рассмотреть результаты, полученные автором диссертации при решении перечисленных задач.

У разрядной лампы с двумя оболочками из лейкосапфира, предназначенной для использования в составе СОЭП конструктивное исполнение токовводов в горелку и внешнюю колбу существенно отличаются по используемым материалам и технологии сборки. Необходимо, чтобы компоненты разряда не взаимодействовали с материалом электродных узлов горелки, а у внешней колбы металлические элементы были устойчивы к агрессивному воздействию окружающей среды.

5.1.1. Физико – химический аспект получения соединений сапфир – металл в разрядной оболочке лампы.

В случае импульсных цезиевых ламп высокого давления для СОЭП нами использована хорошо изученная технология получения соединения поликор - ниобий, разработанная в 60-х годах XX века для натриевых ламп высокого давления (НЛВД) (см. главу 1). В России и за рубежом для гермовводов в керамическую (поликоровую) разрядную трубку натриевых ламп высокого давления (НЛВД) был разработан стеклокерамический цемент (припой), содержащий в своем составе тугоплавкие окислы в следующей комбинации: CaO - Al₂O₃, Al₂O₃ - CaO - MgO [58, 61, 62, 76, 198]. Регулирование весового соотношения CaO : Al₂O₃

позволяет варьировать температуру пайки в термическом диапазоне $1300\div 1500^{\circ}\text{C}$ [198]. В качестве проводника тока в разрядную трубку в НЛВД используется различные конструктивные варианты электродных узлов на основе ниобия и его сплавов.

Описанные спаи отличаются высоким качеством и надежностью, они устойчивы к агрессивному воздействию паров щелочных металлов, отличаются простотой и высокой воспроизводимостью пайки.

Сочетание простоты технологии с высоким качеством спаев делает пайку цеменгами перспективным методом изготовления спаев сапфира с ниобием. Поэтому в данном разделе внимание будет акцентировано на авторских результатах по изучению изменения свойств применяемых материалов в процессе пайки и влияния происходящих химических процессов на надежность ламп. Подробно данные вопросы рассмотрены в публикациях аспирантки Пучниной С.В. [199, 200] и ее совместных работах с автором диссертации [201 - 204].

5.1.1.1. Исследование структурных изменений в ниобии

На рисунке 5.1 показана типовая конструкция электродного узла горелки импульсного разрядного источника ИК излучения для СОЭП [203 - 204]. Особенностью данного конструктивного решения является наличие подшлифовки сапфировой трубки 1 на глубину Δ концевой части с фиксированными размерами по длине и диаметру. Такая конфигурация шлифованной части необходима для создания строгого зазора между герметизирующим элементом 3 токоввода и трубкой 1, а длина шлифованной части (на рисунке не показана) обеспечивает фиксацию межэлектродного расстояния. Несмотря на внесение дополнительных напряжений в спай, шлифовка обязательна. В процессе направленной кристаллизации сапфировой трубы формируются выходящие во внутреннюю полость кристаллические грани (см. главу 4), которые нарушают равномерность зазора и ис-

ключают возможность получения надежного соединения при расплаве стеклокерамического припоя 4.

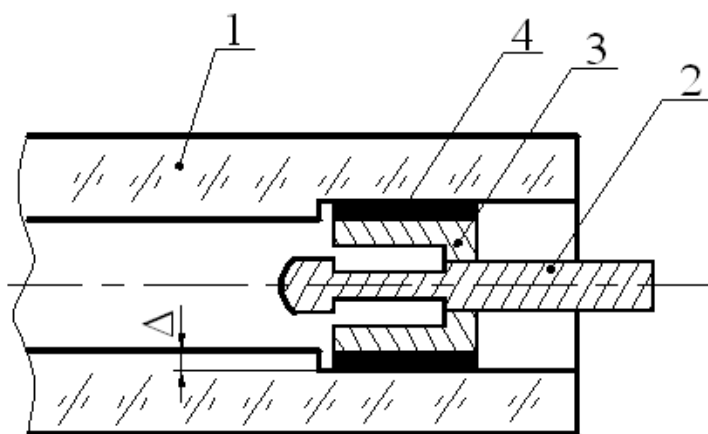


Рисунок 5.1. Конструктивное исполнение токовода в сапфировую разрядную лампу [203]

1- разрядная корундовая трубка, 2- электрод, 3- герметизирующий элемент, 4- стеклокерамический припой, Δ- глубина подшлифовки сапфировой трубки.

Рассмотрим основные физико – химические явления, происходящие при пайке электродного узла с корундовой трубкой. Одним из основных процессов, протекающих в металлических элементах 2 и 3 электродного узла при пайке, является термически активированная миграция границ зерен в структуре. В результате повышения температуры наблюдаются механизмы первичной рекристаллизации, нормального роста зерен, вторичная рекристаллизация и развитие текстур отжига.

Согласно [205] скорость миграции зерен G может быть представлена следующим уравнением:

$$G = \frac{l\lambda}{hN} \Delta F e^{\frac{\Delta S_A Q}{R^2 T}} \quad (5.1)$$

где l, λ – длина и толщина границы зерна, h -постоянная Планка, N - число Авагадро, ΔF - свободная энергия перемещения, ΔS_A - энтропия активации перемещения границы, R - универсальная газовая постоянная, Q -энергия активации процесса миграции, T – абсолютная температура.

Как следует из приведенного выражения (5.1), скорость рекристаллизации определяется температурой отжига металла, энергией и энтропией активации перемещения границ. Проведенные в работе [205] исследования миграции границ зерен в образцах особой чистоты показали, что введение в металлическую структуру малых концентраций растворимых добавок приводит к снижению скорости перемещения границ. Это происходит, согласно [205], за счет снижения ΔS_A и Q под влиянием присадок.

Таким образом, в наших исследованиях возникла приоритетная задача определения состава ниобиевого сплава, обеспечивающего устойчивость к рекристаллизации при температурах формирования соединения с сапфиром. Вторая проблема состояла в том, чтобы подобрать компоненты стеклокерамического цемента и определить режимы термообработки, при которых возможно надежное расплавление герметизирующего припоя и отсутствие рекристаллизации металла.

После анализа справочных данных по химическим свойствам ниобия и его сплавов [146, 206] для решения первой задачи нами были выбраны полосы чистого Nb марки Нб-1 и сплава с присадкой циркония типа НбЦу. В результате рентгеноспектрального анализа указанных образцов были выявлены следующие основные примеси в их составе, приведенные в таблице 5.1.

Таблица 5.1

Примесный состав исследуемых образцов в весовых процентах

Тип материала	Zr	Ta	W	Mo	C
Нб-1	0,02	0,1	0,01	0,01	0,01
НбЦу	0,8-1,4	≤0,4	0,02	0,06	≤0,12

Исследуемые образцы вырезались из лент, отжигались в вакууме при давлении 10^{-4} - 10^{-5} мм.рт.ст. в диапазоне температур от 900 до 1800°C с интервалом в 100°C.

Отжиг образцов при каждой исследуемой температуре производился в течение 1 час. Затем для металлографического анализа из исходного материала и отожженных образцов изготавливались шлифы. В качестве примера на рисунке 5.2 показаны фото шлифов для структурного анализа исследуемых образцов.

В толще образцов ниобия марки Нб-1 происходили следующие изменения:

- При нагреве до 900°C в сечении образца начинается частичная рекристаллизация (см. рисунок 5.2,а).
- При температуре $T_{отж.}=1000^\circ\text{C}$ происходит полная рекристаллизация структуры чистого ниобия.
- Дальнейший нагрев до температуры 1100°C и затем до 1400°C приводит к значительному росту зерна в Нб-1.
- При температуре $T_{отж.} = 1600^\circ\text{C}$ зерно в чистом ниобии укрупняется настолько, что становится соизмеримым с сечением образца: отдельные зерна пронизывают всю стенку фольги (рисунок 5.2,б).

Вакуумный нагрев лент сплава НбЦу показал следующие результаты:

- При достижении температуры $T_{отж.} = 1000^\circ\text{C}$ структура сплава остается близкой к исходной (рисунок 5.2,в).
- При повышении до $T_{отж.}=1100^\circ\text{C}$ происходит незначительный рост зерен, при этом структура продолжает оставаться тянутой и полной рекристаллизации не происходит.
- Подъем температуры до $T_{отж.} = 1300^\circ\text{C}$ ведет к дальнейшему незначительному укрупнению зерна.
- Увеличение $T_{отж.}$ сплава НбЦу от 1300 до 1500°C способствует медленному росту зерна и даже при нагреве до 1500°C его структура остается тянутой.

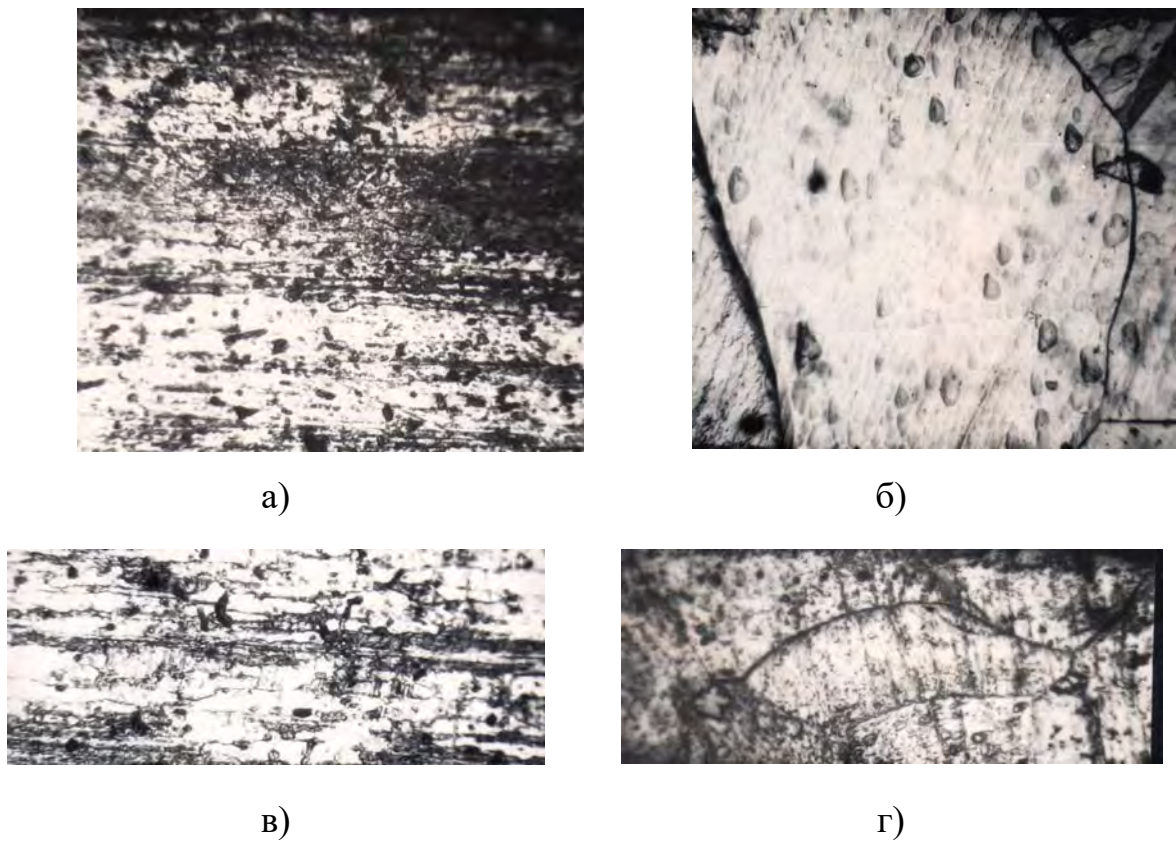


Рисунок 5.2. Металлографическая структура сплавов Nb-1 (а,б) и NbЦу (в,г)

- При достижении температуры 1600°C размер зерна в NbЦу значительно укрупняется и только после выдержки при $T_{отж.} = 1800^\circ\text{C}$ зерна становятся соизмеримыми с сечением образца (рисунок 5.2,г), однако сохраняется их ориентация вдоль сечения образца.

Важным результатом проведенных исследований является тот факт, что сплав ниобия с малой присадкой циркония менее подвержен рекристаллизации и может быть использован для пайки гермоввода вплоть до температуры 1500°C.

5.1.1.2. Структурные изменения в стеклокерамическом цементе при пайке

Как следует из работы [58], используемые для создания спая цементы должны обеспечивать рабочие температуры металлокерамического узла не менее 850°C. При этой температуре обеспечивается давление паров щелочного металла,

необходимое для обеспечения параметров эксплуатации прибора. Исходя из этого условия, выполнялся подбор и разработка составов цементов.

Допустимые температуры пайки для сплавов НбЦу не должны превышать 1450-1500°C при минимальном времени пайки и, поэтому, для обеспечения требуемых рабочих температур узла, температурный диапазон плавления цементов должна быть в пределах 1100-1500°C. С другой стороны, рабочая температура сапфировых оболочек в лампах, для которых разрабатывается спай, составляет 1100-1200°C, поэтому для обезгаживания гермоввода перед конечными операциями изготовления горелки процесс пайки желательно вести при температурах 1300-1400°C.

Таким образом, температура пайки стеклокерамическим цементом должна быть в пределах 1350-1500°C. Исходя из этого условия, были выбраны стеклокерамические припои следующего состава: CaO-Al₂O₃-MgO, CaO-Al₂O₃-MgO-BaO, CaO-Al₂O₃-MgO-ZrO₂ в соотношении компонентов, близких к эвтектическим точкам [207]. Подготовка предназначенных для исследования образцов подробно рассмотрена в работе [199, 200].

Как выявлено в наших экспериментах, основные структурные изменения происходят в системе CaO-Al₂O₃, а малые добавки окислов MgO (4-6%), ZrO₂ (0,5%) существенно не влияют на изменения кристаллической структуры. По этой причине основное внимание в наших экспериментах сосредоточено на изучении свойств системы CaO- Al₂O₃. Из вышеизложенных соображений нами выбрано весовое соотношение CaO : Al₂O₃ равным 48 : 52 вес % с температурой плавления эвтектики 1450°C [208].

Проведенные на металлографическом микроскопе МИМ-7 исследования шлифов расплава цемента показали, что при температуре пайки 1420°C происходит гомогенизация стекломассы и цемент приобретает поликристаллическую структуру, которая не изменяется в течение времени тепловой выдержки. С ростом температуры нагрева до 1480°C наблюдается изменение фазового состава

цемента, а в случае увеличения времени выдержки до 10 и 15 минут появляются области, имеющие игольчатую структуру. При температуре пайки 1520°C происходит интенсивный рост игольчатой структуры, которая при выдержке 15 минут и начинает преобладать над гомогенизированной массой. Полученные результаты качественно совпадают с данными работы [1989].

Идентификация фаз, образующихся в структуре цемента $\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$, проводилась на микроскопе MAP-1. Основная цель эксперимента заключалась в определении относительных концентраций кальция в фазах. В результате исследований нами выявлено, что концентрация Ca в различных областях спая отличается. В зернах содержание кальция в 1,35 раза ниже концентрации в областях между зернами и примерно в 2 раза выше скопления Ca в переходном слое. Данный факт свидетельствует о преимущественном механизме обогащения атомами кальция межзерновых границ за глубиной переходного слоя.

Проведенный нами рентгенофазный анализ цемента, спеченного при температурах 1500 и 1600 °C, показал присутствие в образцах алюминатов кальция типа $\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$ и $12\text{CaO} \cdot 7\text{Al}_2\text{O}_3$. Элементарный подсчет показывает, что относительная весовая концентрация кальция в алюминате типа $12\text{CaO} \cdot 7\text{Al}_2\text{O}_3$ в 1,37 раза больше, чем в алюминате кальция типа $\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$. Выявленный результат совпадает с данными, полученными на микроскопе MAP-1. Из сравнения данных рентгенофазного эксперимента и рентгеновского микроанализа цемента, можно сделать совершенно четкий и однозначный вывод: зерна, образующиеся в цементе при спекании, представляют алюминат кальция типа $\text{CaO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$, межзерновое пространство представляет собой алюминат кальция типа $12\text{CaO} \cdot 7\text{Al}_2\text{O}_3$. Учитывая различие в 1,5 раза КТР указанных фаз [206] при работе спая можно ожидать треск по границам зерен. По этой причине при выходе лампы в номинальный режим работы предусмотрено плавное наращивание мощности (температуры) на разрядной горелке.

5.1.1.3. Взаимное влияние свойств материалов на структурные изменения спая при пайке токоввода

Известно [199], что при пайке стеклокерамическим припоем электродного узла происходит диффузии ниобия в цемент. Для определения состава фаз, образующихся в припое после спекания при температурах 1500; 1550 и 1600°C и временах выдержки 5, 10 и 15 мин., нами проведены исследования образцов спаев ниобий – цемент и ниобий – цемент - сапфир на рентгеновском микроанализаторе MAP-1. Концентрация атомов в стеклокерамическом припое определялась по интенсивности рентгеновского излучения линии ниобия K_{α} . Для повышения точности анализа использовался минимально возможный диаметр электронного зонда 1,7 мкм. Образующиеся в процессе термической обработки переходные зоны изучались посредством металлографического микроскопа МИМ-6 и микротвердомера ПМТ -3.

В результате проведенных исследований нами выявлено, что при температуре пайки 1550°C и выдержке 2 мин. в спае формируется четкая граница взаимодействия цемента с сапфиром, ширина которой оценивается в среднем 40-60 мкм. Величина микротвердости переходной зоны у границы цемент - сапфир составляет 1140 Кг/мм², а на границе слоев переходная зона - цемент 750 кг/мм². По - видимому, в результате взаимодействия сапфира с цементом происходит обогащение припоя окисью алюминия и микротвердость переходного слоя на границе сапфир - цемент возрастает, что подтверждается данными фазового и микроанализа.

Одновременно на границе ниобий – припой наблюдается и другая картина. В таблице 5.2 представлено распределение концентрации атомов ниобия в стеклокерамическом цементе для образцов, спаянных при температурах 1500, 1550 и 1600°C с выдержкой в течение 5 мин.

Ранее отмечалось, что состав стеклокерамического припоя не влияет на структуру металла после пайки деталей токоввода.

Зависимость концентрации атомов ниобия в припое

<i>l</i> , мкм	CaO-Al ₂ O ₃			CaO-Al ₂ O ₃ -MgO
	1500°C	1550°C	1600°C	1550°C
20	1,8	2,1	5,5	4,0
40	1,3	1,7	7,0	2,5
60	1,1	1,5	4,8	2,1
80	0,2	1,3	4,1	-
100	-	0,8	1,6	-
120	-	0,6	3,0	-
140	-	0,6	1,0	-

Примечание: *l* - расстояние от границы ниобий - цемент.

Однако, как следует из таблицы 5.2, для одинаковых температур пайки концентрация растворенного в цементе ниобия возрастает при добавлении оксида магния. Этот факт объясняется снижением краевого угла смачивания припоем ниобия при добавлении в систему CaO-Al₂O₃ окиси магния. Из приведенных в таблице 5.2 результатов также следует, что глубина диффузии атомов ниобия в припой возрастает с увеличением температуры спекания. Предположительно, этот результат связан с ростом подвижности атомов ниобия.

Нами выяснено, что разброс экспериментальных точек представленный в таблице 5.2 для температуры 1600°C, необъяснимый на первый взгляд, оказывается закономерными. При тщательном исследовании было найдено, что полученный результат связан с различной диффузией ниобия в зерна и в межзеренное пространство расплава стеклокерамического припоя. Так изменение концентрации ниобия в цементе на расстоянии ~20 мкм от границы «ниобий – цемент» составляет примерно 3,5±0,5% в зернах и примерно 7,5±0,5% - между зернами.

Таким образом, по мере повышения температуры формирование спая «сапфир – ниобий» посредством расплава стеклокерамического припоя включает следующие процессы:

- В температурном интервале $900^{\circ}\text{C} \div 1300^{\circ}\text{C}$ происходит рекристаллизация ниобия с ростом размеров зерна по мере роста нагрева. При достижении температуры 1600°C размер зерна становится соизмерим с сечением стенки ниобиевой детали.
- Одновременно в стеклокерамическом цементе происходит гомогенизация стекломассы, цемент приобретает поликристаллическую структуру, а при достижении 1480°C наблюдается выпадение кристаллической игольчатой структуры. Это приводит к повышению микротвердости цемента и увеличению напряжений в спае.
- Параллельно с указанными двумя процессами идет формирование переходных зон на границе сапфир – цемент и цемент – ниобий. На первой границе идет обогащение цемента окисью кальция преимущественно по границам зерен с образованием алюмината типа $12\text{CaO} \cdot 7\text{Al}_2\text{O}_3$, а во втором слое происходит диффузия атомов ниобия в зерна и межзерновое пространство стеклокерамического цемента.

Таким образом, по сочетанию свойств, наиболее приемлемым металлом при создании гермовводов в разрядную лампу с сапфировой оболочкой является сплав NbCu. Однако, из-за низкой температуры начала рекристаллизации ($1300\text{--}1500^{\circ}\text{C}$) необходим правильный подбор цемента для соединения металла с керамикой. В наших экспериментах получено, что наиболее подходящим из перечисленных выше составов являются составы $\text{CaO-MgO-Al}_2\text{O}_3$ или с добавкой ZrO_2 (менее 1 вес %) с температурами плавления 1400°C и 1450°C соответственно. При таких температурах не наблюдается значительной диффузии ниобия в стеклокерамический цемент и образования вторичных фаз за счет обогащения структуры спая кальцием. Для оценки надежности соединений сапфира с ниобием нами разработан спектральный метод ускоренных испытаний на герметичность спая, подробно рассмотренный в [210].

5.1.2. Физико – химические процессы в спаях внешней оболочки газоразрядной лампы ИК излучения

Условия эксплуатации разрядного источника для СОЭП выдвигают повышенные требования устойчивости материалов и конструкции внешней оболочки к механическим и климатическим факторам. Наружная колба предназначена для обеспечения безотказной работы лампы в условиях внешних воздействий (вибрация, одиночные удары, повышенная влажность, интервал рабочих температур от -60°C до $+85^{\circ}\text{C}$, солевой туман, пылевое воздействие, рост плесневых грибов и т.д.) и сохранения герметичности спаев в течение всего срока службы. Использование рассмотренного в предыдущем разделе ниобиевого токоввода в качестве герметизирующего элемента внешней оболочки невозможно, так как, начиная с 200°C , ниобий активно окисляется окружающим воздухом и разрушается в течение часа непрерывной работы лампы [145].

В 60 -70-е годы прошлого века Метелкиным И.И., Батыгиным В.Н. [146], Пресновым В.А. [211], Ерошевым В.К. [212] и др. проведены научные исследования, направленные на создание керамических гермовводов, устойчивых к перечисленным факторам. В работах этих авторов были определены основные конструкционные металлы, преимущественные позиции среди которых занял сплав 29НК (ковар) в силу близости его КТР к коэффициенту расширения алюмооксидной керамики при рабочих температурах до 800°C [146]. В полной мере использовать достигнутые результаты исследований применительно к сапфировой оболочке невозможно. Это связано с анизотропией термических характеристик монокристаллической структуры и высокой химической стойкостью сапфира.

Все предложенные методы получения герметичных спаев [146, 211, 212] основаны на взаимодействии металлизационных покрытий или припоев со стеклофазой, входящей в структуру керамики. По этой причине потребовались дополнительные исследования возможности использования существующих спаев «ке-

рамика – ковар» применительно к сапфиру, а в дальнейшем по разработке собственного способа получения герметичного соединения «корунд – ковар».

Ниже проведен анализ физико – химических механизмов, происходящих в спаях с сапфиром, и рассмотрены особенности технологии получения герметичных соединений «сапфир – ковар», разработанных при участии автора диссертации.

Основные направления наших исследований [213] были нацелены на получение надежного металлизационного покрытия на сапфире, удовлетворяющего следующим требованиям:

- Хорошая адгезия к поверхности корунда.
- Высокая смачиваемость и растекаемость медного припоя по его поверхности.
- Сохранение механически прочного и герметичного соединения с сапфиром и медным припоем в диапазоне температур от -60°C до $+650^{\circ}\text{C}$.

В наших работах изучались три вида металлизационных покрытий:

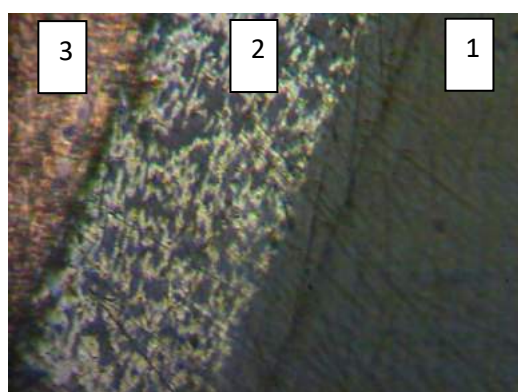
1. Слой на основе порошка вольфрама с добавлением (до 5- 15%) оксида иттрия [146, 216].
2. Молибдено – марганцевая металлизация [146, 211].
3. Пленка титана, напыленная вакуумно – дуговым и магнетронным способами [213 - 215].

Вольфрамо - иттриевая металлизация. Принцип образования прочной связи с сапфиром основан на химическом взаимодействии входящей в состав покрытия окиси иттрия с металлируемой поверхностью [146]. Особенность процесса металлизации заключается в образовании на поверхности сапфира жидкой фазы, которая реагирует с ним за счет образования эвтектики $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Y}_2\text{O}_3$ [216]. В соответствии с рекомендациями работы [146] вжигание такой пасты проводилось в вакууме при температуре $1870+30^{\circ}\text{C}$ и выдержке 30 мин.

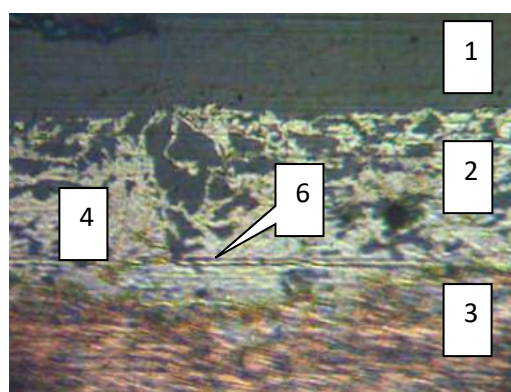
Процесс взаимодействия компонентов пасты с сапфиром при термообработке является двухстадийным. На первой стадии происходит

образование плотного физического контакта сапфира с частицами вольфрама и окиси иттрия. Вторая стадия процесса характеризуется образованием химической связи между окисью иттрия, сапфиром и вольфрамом. Плотность металлизационного покрытия определяется длительностью протекания процесса нагрева и максимальной температурой выдержки.

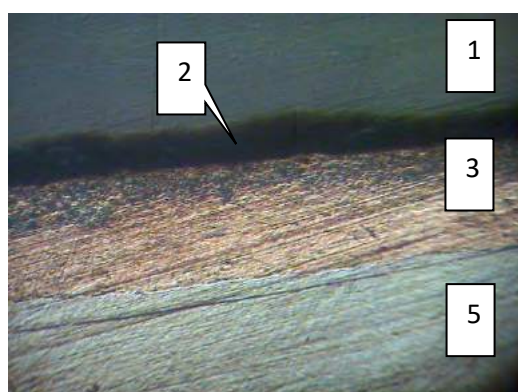
Исследования шлифа спая сапфирового гермоввода с вольфрамовой металлизацией при помощи металлографического микроскопа МИМ-7 (см. рисунок 5.6) показали следующие результаты:



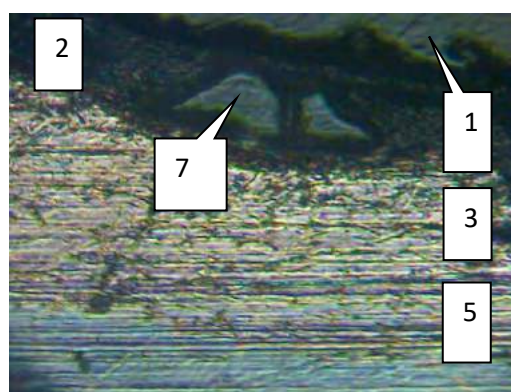
а)



б)



в)



г)

Рисунок 5.6. Микрофотография шлифа спая сапфира с коваром (сплав 29НК): 1- сапфир, 2- слой металлизации, 3- медный припой, 4- никелевое покрытие, 5- ковар, остальное по тексту.

- при нагреве толщина металлизационного покрытия уменьшается и возрастает неравномерность по структуре (см. поз. 2 на рисунке 5.6,а);

- степень диффузии окиси иттрия в сапфир недостаточна для создания механической прочности и вакуумной плотности - на рисунке 5.6,а наблюдается четкая граница раздела сапфир – металлизация и появление межкристаллитной пористости.

В силу перечисленных недостатков получить надежный спай «сапфир - ковар» удалось только на единичных образцах ламп. По этой причине при дальнейшей разработке разрядного источника для СОЭП возникла необходимость в поиске иных технологических приемов металлизации поверхности.

Молибдено – марганцевая металлизация. Данный способ получения герметичных покрытий подробно рассмотрен в работах [146, 216]. В основе механизма образования прочной связи слоя Мо-Mn металлизации с керамикой лежат химические процессы окисления компонентов пасты и взаимодействия возникающих окислов с окислами керамики (теория Пинкуса [211]).

Однако, отсутствие стеклофазы в сапфире не позволяет напрямую применить составы покрытий, предназначенных для металлизации керамики, поэтому мы использовали пасту ПСтМ-1 [217] следующего состава: 75% Мо, 5% МоО₃ и 20% стекла Ст-1 (50% МпО, 30% SiO₂, 20% Al₂O₃ и 1% TiO₂).

Стекло выполняет две функции: обеспечивает прочное сцепление металлизационного покрытия с сапфиром и создаёт вакуумную плотность, заполняя поры между зёрнами молибдена в слое. Как отмечалось в [217], во избежание остекловывания металлизационного покрытия (поз. 2 на рисунке 5.6, б) в состав пасты введена добавка МоО₃. В качестве связующего биндера была применена нитроцеллюлоза в амилацетате.

Вжигание нанесенного покрытия проводилось в газовой смеси: Н₂:N₂=1:1 при температуре 1350±25°С. Важность термообработки в водородной среде [146] обусловлена тем, что МоО₃ восстанавливается до Мо в несколько этапов:

- в интервале температур 20-800°C до MoO_2 ;
- в интервале температур 800-1000°C до Mo_2O_3 ;
- в интервале температур 1200-1250°C до Mo .

Таким образом, во всём интервале температур вжигания оксид молибдена MoO является источником кислорода, обеспечивая полноту выгорания биндера, и способствует образованию на поверхности Mo низких окислов (MoO), что создаёт прочную связь молибдена и стекла.

Входящее в состав пасты стекло ПСтМ-1 создаёт необходимость нанесения никелевого слоя (поз. 4 на рисунке 5.6, б), который требуется для лучшего растекания припоя и предохранения металлизационного слоя от взаимодействия его с жидким припоем. Электролитическое нанесение никеля на поверхность металлизации производилась в два этапа: сначала при двойном значении расчетного анодного тока I_n , а затем при номинальной величине I_n . Такой способ создания покрытия позволил получить вакуумно - плотные границы слоев «никель- металлизация» (поз. 6 на рисунке 5.6, б).

В наших исследованиях было установлено, что оптимальной для обеспечения вакуумной плотности и механической прочности спаев является толщина металлизационного покрытия 30-35 мкм, а никелевого слоя 5-7 мкм.

Критичность времени выдержки при температуре пайки связана с вероятностью вытеснения стеклофазы расплавленным припоем. Однако проведенные нами эксперименты показали, что паста ПСтМ-1 не боится передержек 3-5 минут. С другой стороны наблюдается рост объема стеклофазы (см. слой 2 на рисунке 5.6 б), что может приводить к остекловыванию поверхности и проблемам с вакуумной плотностью никелевого покрытия.

Исходя из теоретических соображений, зазор для паяного соединения с покрытием на основе молибдена был выбран равным 30-50 мкм [146]. После пайки проверялась вакуумная плотность паяных соединений с помощью гелиевого течеискателя СТИ-11, а затем с помощью металлографического микроскопа МИМ-7

исследовались образцы спая по методике [220]. В результате проведенного анализа было установлено, что в паяных соединениях наблюдается хорошая адгезия молибденовой металлизации с сапфиром. Правильно выбранный нами режим пайки обеспечивает:

- частичное сохранение никелевого покрытия;
- незначительное проникновение стеклофазы в медный припой;
- малое растворение меди в коваре 5 (рисунок 5.6, г).

Исследуемые образцы выдерживали 30 циклов нагрева при температуре 20°C - 500°C - 20°C, что идентично термоциклированию внешнего баллона при работе лампы. В результате испытаний образцы сохранили вакуумную плотность гермовводов.

В технологии получения рассмотренных выше металлизационных покрытий можно выделить следующие основные недостатки:

- сложный состав пасты для металлизации и высокие требования к дисперсионности применяемых порошков;
- наличие в пасте вредной для здоровья органической связки;
- ручной способ нанесения, что не обеспечивает равномерность толщины металлизированной поверхности;
- многостадийность процесса вжигания молибденовой пасты, высокая температура и длительность нагрева вольфрамовой металлизации.

В силу перечисленных причин рассмотренные металлизационные покрытия не обеспечивали технологичность изделия, необходимую для серийного производства.

Титановая металлизация. Начиная с 80-х годов прошлого века различные исследователи [146, 211, 213, 218, 219] пытались повысить воспроизводимость и технологичность изготовления гермовводов путем использования активной пайки керамики. Суть процесса заключалась в использовании в качестве припоя или

материала гермоввода металлов обладающих большим сродством к кислороду окислов керамики. Одним из таких металлов является титан.

Титан образует эвтектические сплавы почти со всеми металлами, входящими в состав припоев. Поэтому при пайке по активной технологии во всех случаях образуются высокоактивные сплавы, взаимодействующие с неметаллизированной керамикой и обеспечивающие прочное соединение металла с диэлектриком. В процессе расплавления припоя активные металлы в контакте с окислами керамики частично восстанавливают их с образованием в пограничной зоне сложных растворов внедрения и замещения [211, 218, 219]. Однако предложенные технические решения использования трехслойной фольговой комбинации «медь – титан – медь» в качестве припоя не обеспечили воспроизводимость качественного спаивания. Это связано со сложностью физико – химических процессов, происходящих при нагреве в на границе контактирующих слоев меди и титана, и низкой смачиваемости припоем поверхности керамики.

В результате испытаний рассмотренных вариантов конструкций спаев сапфира с коваром нами был разработан способ, использующий все положительные свойства описанных металлизационных покрытий и технологии активной пайки. Суть предложенного способа заключается в напылении титанового покрытия на поверхность сапфира в зоне предполагаемого соединения, обеспечивающего плотный контакт с корундом, с последующей пайкой медью коварового колпачка с оболочкой. При этом в процессе повышения температуры вплоть до расплавления меди на границе «сапфир – титан» происходят реакции присущие активной пайке, а процесс пайки ковара идентичен соединению с использованием металлизационных покрытий. Развитие предложенного способа пайки проходило в два этапа. Сначала была разработана технология вакуумно - дугового напыления, а затем она была усовершенствована за счет применения магнетронного нанесения покрытий.

Вакуумно- дуговое напыление широко используется для нанесения металлических и диэлектрических покрытий. Суть этого метода заключается в конденсации на изделие материала из плазменных потоков, генерируемых катодным пятном (мишенью) при горении сильноточной вакуумной дуги.

В наших экспериментах титановое покрытие наносилось на установке вакуумно - дугового напыления УВНИПА-1-001 при напряжении $U = 750\text{В}$ в течение 2 часов. Сапфировый баллон устанавливался в вакуумную камеру установки на специальном приспособлении, позволяющем четко выделить требуемую для покрытия титаном поверхность. Толщина нанесенного слоя h определялась расчетным путем по сопротивлению образца - свидетеля, который при напылении располагался вблизи металлируемой поверхности. В наших экспериментах $h = 2,0 \pm 0,5$ мкм.

Во всех экспериментах для исключения дополнительных механических напряжений, связанных с неравномерностью зазора, использовался конический спай (см. рисунок 5.7), который обеспечивал плотное прилегание деталей при пайке. Нами были исследованы спаи с конусным углом от 2° до 10° . Масса медного припоя выбиралась таким образом, чтобы массовая доля титана в соединении не превышала 20% [218, 219]. Пайка проводилась в температурно – временном режиме, отраженном на диаграмме рисунка 5.8.

Микрофотография структуры шлифов полученных спаев сапфира 1 с коваром (сплав 29НК) 5 с использованием слоя напыленного титанового покрытия 2 и медного припоя 3 показаны на рисунках 5.6 в,г. Как следует из приведенных результатов, границы слоев имеют четкие очертания (рисунок 5.6, в) без переходных зон. Однако в толще титанового покрытия наблюдаются включения второй фазы (поз. 7 рисунке 5.6,г). На этот счет можно сделать два предположения: либо в процессе пайки при температуре $882,5^\circ\text{C}$ [208] случилось полиморфное превращение $\alpha\text{-Ti}$ в $\beta\text{-Ti}$, либо в результате поверхностного натяжения произошли треск титановой пленки и проникновение меди с глубину слоя. Второе предположение было отклонено, так как при исследовании посредством растрового

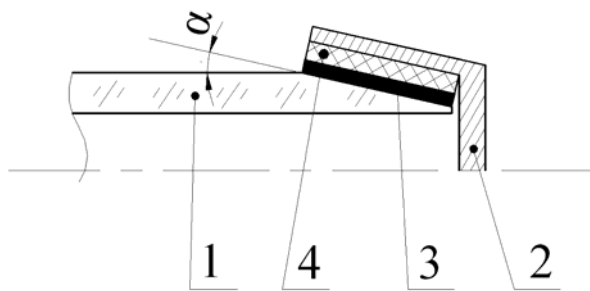


Рисунок 5.7. Схема конусного спая.
1- сапфировая оболочка разрядной лампы, 2 –коваровый элемент токоподвода, 3 – металлизационное покрытие из титана, 4 – металлический (медный) припой.

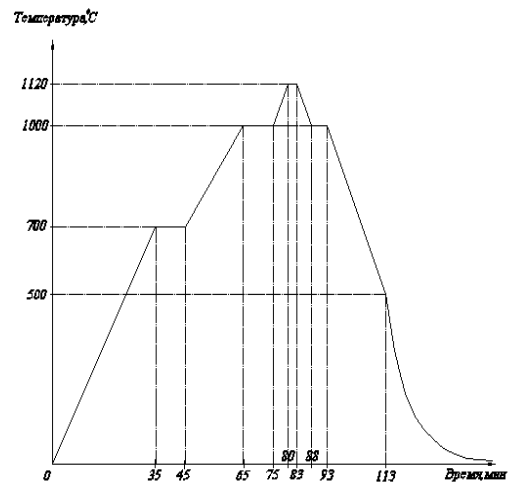
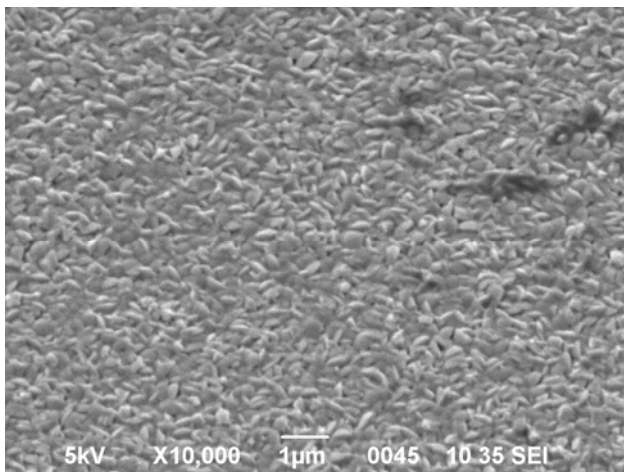
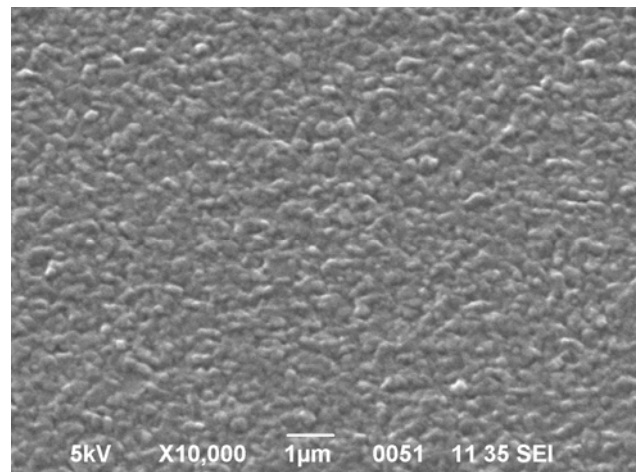


Рисунок 5.8. Температурно - временная диаграмма пайки



а)



б)

Рисунок 5.9. Поверхностная структура титановой пленки на полированной поверхности сапфира сразу после вакуумно – дугового напыления (а) и после отжига при $T=1100^{\circ}\text{C}$

электронного микроскопа JEOL JSM-6490LV с приставкой рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (угол наклона электронного пучка 30°) напыленной на полированную сапфировую поверхность титановой пленки ($h= 2,0$ мкм) сразу после нанесения и после отжига при температуре пайки 1100°C не выявило изменений в сплошности покрытия (см. рисунок 5.9). Единственное отличие, в приведенных на рисунке 5.9 фото, заключается в оплавлении поверхности образующихся микроконгломератов после отжига и, как следствие, уплотнение пленки.

Проведенные испытания нового покрытия в серийном производстве выявили:

- увеличение механической прочности спая;
- уменьшение процента выхода годных внешних оболочек в сравнении с изделиями, использующими молибдено – марганцевую металлизацию.

Причина снижения производительности изделий заключается в более низкой смачиваемости медью титановой пленки в сравнении с растекаемостью припоя по никелевому покрытию молибдено – марганцевой металлизации. Так, согласно [146], при температурной выдержке более 15 минут краевой угол смачивания медью титана составляет 60° , в то время как у никеля он равен менее 40° [219]. Поэтому возникла необходимость в применении дополнительной прослойки между медным припоем и титановым покрытием (см. рисунок 5.10), обеспечивающей надежное смачивание обеих поверхностей до момента расплавления фольговой меди ($T_{пл.} = 1083^\circ\text{C}$).

В качестве материала промежуточного слоя нами был выбран медно – титановый сплав. Согласно диаграмме состояния система Cu-Ti (см. рисунок [214]), при определенных соотношениях образует легкоплавкие эвтектики. Таким образом, при спаивании активными фазами на границе титанового покрытия и медного припоя появляется жидкий расплав, обеспечивающий их смачивание. Во избежание образования интерметаллического соединения после пайки, снижаю-

щего прочность спая, необходимо, чтобы содержание титана в сплаве не превышало 20 вес.% [219].

Нами было выбрано интерметаллическое соединение системы Cu-Ti в соотношении компонент 93 : 7 вес.%. Согласно рисунку 5.11 у такого сплава эвтектическая точка соответствует $T_{пл.} = 798^{\circ}\text{C}$.

Реализация такого конструктивно – технологического решения [204] возможна только с применением магнетронного напыления карусельного типа. В разработанной нами установке были использованы два магнетрона с медной и титановой мишенями, расположенные напротив друг друга. В пространстве между ними на карусельном механизме располагались сапфировые баллоны, которые за счет вращения карусели поочередно входили в зону напыления каждого магнетрона. Дополнительно карусельный механизм обеспечивал вращения всех баллонов вокруг своей оси. На первом этапе напыление осуществлялось при работе только магнетрона с титановой мишенью. При этом формировался первый слой титановой пленки толщиной около 0,3 мкм. По истечении 1,5 ч дополнительно включался в работу магнетрон с медной мишенью и формировался смешанный медно – титановый слой толщиной около 1,0 мкм. Скорость распыления каждой мишени экспериментально подбиралась такой, чтобы обеспечить весовое соотношение Cu-Ti - 93 : 7 вес.%. После напыления выполнялась сборка сапфирового баллона с коваровыми колпачками с размещением в конусном зазоре медной фольги (см. рисунок) и производилась пайка по температурно – временному режиму в соответствии с диаграммой на рисунке 5.8.

Механизм физико – химических процессов, формирующий спай в описанной конструкции, предположительно следующий. При нагреве выше температуры 775°C [219] на границе пленки титана с сапфиром атом Ti восстанавливает Al_2O_3 , отнимая кислород и растворяя его в своей кристаллической решетке. При этом атомы кислорода, обладающие малым радиусом (0,6 Å), диффундируют со значительной скоростью вглубь структуры титана. Атом алюминия, освободив-

шийся при разрушении Al_2O_3 , в свою очередь диффундирует в титановую решетку со значительно меньшей скоростью, вследствие большего атомного радиуса (1,43А). В результате этого атом Al концентрируется в основном в области, близкой к сапфировой поверхности и создает условия для образования в этой области твердого раствора с преобладанием атомов алюминия и, более того, интерметаллического соединения TiAl. Следует отметить, что время отжига качественно не меняет микроструктуры спаев — уменьшается лишь толщина близлежащих к сапфиру слоев. [219]

Дальнейшее повышение температуры до $T_{пл.} = 798^\circ C$ приводит к плавлению Cu-Ti пленки. В это время происходит два процесса. Во - первых, насыщение Cu-Ti расплава титаном из первого слоя металлизации и одновременная активация описанных выше процессов внедрения и замещения [219]. Во - вторых, смачивание поверхности медного припоя и насыщение Cu-Ti расплава медью. При переходе меди полностью в жидкое состояние и заполнении за счет капиллярных сил конусного зазора в течение 3 мин. (см. диаграмму на рисунке) завершается процесс формирования спая. Дополнительно поясним некоторые точки на температурно - временной диаграмме (рисунок 5.8) процесса пайки сапфира с коваром по разработанной технологии.

Известно [223], что для упорядочения структуры и уменьшения внутренних механических напряжений в пленках, повышения стабильности их свойств и улучшения адгезии к поверхности изделий необходимо производить отжиг при температурах незначительно превышающих температуру поверхности при напылении. По нашим оценкам температура покрытия в процессе напыления составляла $400 \pm 50^\circ C$. Поэтому в технологический цикл пайки медью коварового токовода (колпачка) была введена выдержка в течение 10 мин. при температуре $700^\circ C$. Пайка происходила в вакууме ($5 \cdot 10^{-5}$ мм.рт.ст.) при температуре $1120^\circ C$. При остывании образцов после пайки была введена температурная выдержка при $1000^\circ C$, которая необходима для равномерного прогрева соединяемых деталей и релаксации напряжений в спае.

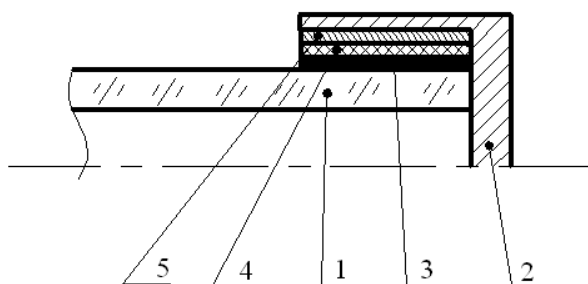
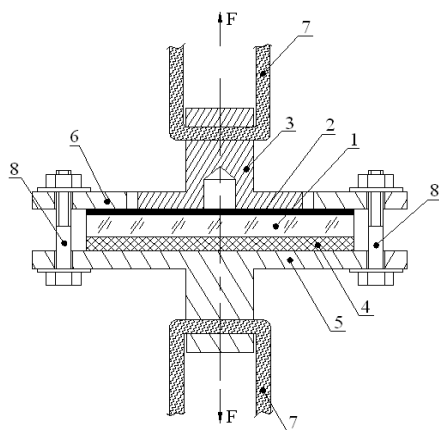


Рисунок 5.10. Схема сборки гермовода с использованием промежуточного Cu-Ti слоя [215]

1- сапфировая оболочка, 2 –коваровый элемент токоподвода, 3 – металлizationное покрытие из титана, 4 – Cu-Ti слой, 5 - медный припой.



а)

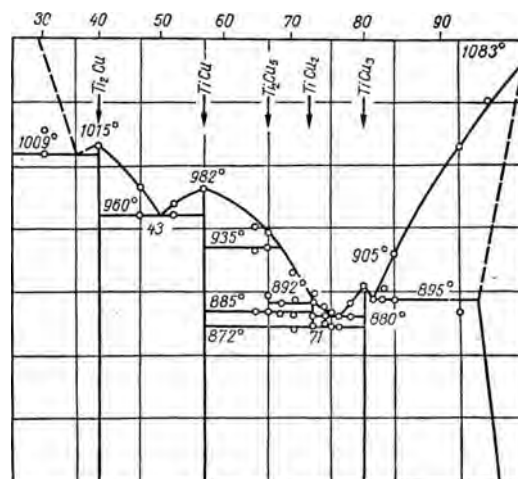


Рисунок 5.11. Диаграмма состояния системы титан – медь [211]



б)

Рисунок 5.12. Блок-схема испытательного приспособления (а) и фото (б) исследуемого образца соединения сапфир – ковар после испытаний на отрыв

1 – сапфировый диск, 2 – металлизированное покрытие, 3 – коваровый фланец, 4 – резиновая прокладка, 5, 6 – нижний и верхний фланцы приспособления, 7 – стальной трос, 8 – винты.

Для проверки механической прочности соединения, изготовленного по разработанной технологии, нами были проведены исследования на разрыв спаянного сапфирового диска и коварового фланца. Проведенные расчетные исследования по методике Патриджа [221] позволили определить согласованную конструкцию соединения сапфирового диска толщиной 6 мм и коварового фланца, имеющего в зоне спая $h = 1$ мм. На сапфир магнетронным напылением наносилось медно – титановое покрытие и проводилась пайка в вакууме при температуре 1120°C в течение 3 минут. Полученное соединение устанавливалось посредством приспособления, показанного на рисунке 5.12, в разрывную машину SHIMADZU RH - 10.

При приложении усилия 680,0 кгс произошло разрушение образца. Из приведенного фото (рисунок 5.12) видно, что спай сохранил целостность, а разрушение сапфирового диска произошло по границам блоков. При этом предельная величина прочности соединения сапфир – ковар, полученного на основе экспериментальных исследований, составила 2,3 кгс/мм².

Проведенные аналогичные испытания соединения цилиндрической трубки с коваровым колпачком при достижении усилия 650,0 кгс завершились разрывом стенки металла с сохранением целостности спая. Данные результаты подтвердили целесообразность применения разработанной технологии для серийного производства ламп.

Из полученных оболочек были изготовлены лампы, которые подверглись испытаниям на безотказность в циклическом режиме (2 часа - работа, 15 мин. - отключение). Такой метод термоциклирования позволил подтвердить работоспособность спая в течение всего срока службы лампы - 225 часов. После проведения испытаний ламп на устойчивость к одиночным ударам (40g) и синусоидальной вибрации (2000 Гц) спай сохранил целостность и герметичность.

Предлагаемая технология имеет ряд преимуществ в сравнении способов получения вольфрамо- иттриевой и молибдено – марганцевой металлизаций:

- Групповая технология изготовления изделий. Производительность оборудования позволяет автоматически наносить высокочистое и равномерное покрытие на 32 оболочки в смену.
- Равномерность покрытия обеспечивает снижение напряжений в спае за счет фиксированного зазора соединяемых деталей.
- Минимальный примесный состав в слое металлизации, так как процессы формирования слоев производятся в вакууме без извлечения на воздух.

5.1.3. Термоупругие напряжения в соединениях сапфира с металлом

Данный раздел посвящен выбору оптимальной конструкции гермоввода в сапфировый баллон (толщина стенок металла и сапфира) с позиций сведения к минимуму остаточных напряжений в спае. Подробно данный вопрос рассмотрен в работах автора диссертации [201, 213], а в данном разделе будет рассмотрена только методология расчета конструктивных элементов.

Методика расчета остаточных напряжений, возникающих в спае, построена на решении задачи Ляме для системы двух цилиндров [221]. При этом сделаны следующие допущения:

- концевой эффект отсутствует, т.е. не существует изменения распределения напряжения на концах спая;
- поперечные сечения остаются плоскими после изменения температуры;
- расчет напряжений производится в зоне спая, так как в данной точке они достигают максимума.

Приведенные результаты аналогичных расчетов в работах [146, 211, 212] показывают, что для керамических гермовводов определяющим фактором разрушения являются тангенциальные напряжения. Величина тангенциальных напряжений в случае охватывающего спая (сапфир внутри) рассчитывалась по формуле:

$$\sigma = \frac{E_n \times a}{2b - c + h \times (d - 2b)} \times \left(1 + \frac{r_3^2}{r_2^2}\right) \quad (5.6)$$

При оценке охватываемого сая (сапфир снаружи) использовалось выражение:

$$\sigma = \frac{E_e \times h \times a}{2b - c + h \times (d - 2b)} \times \left(1 + \frac{r_1^2}{r_2^2}\right) \quad (5.7)$$

$$\text{где } c = 1 + \frac{r_3^2}{r_2^2}; \quad d = 1 + \frac{r_1^2}{r_2^2}; \quad h = \frac{E_n}{E_e} \times \frac{r_2^2 - r_3^2}{r_2^2 - r_1^2};$$

$$a = (\alpha_n - \alpha_e) \times (T - T_0); \quad T_0 = 25^\circ \text{C} .$$

В приведенных формулах E_n, α_n , и E_e, α_e , соответственно, модули упругости и коэффициенты линейного расширения материала внешнего и внутреннего соединяемых цилиндров, b - коэффициент Пуассона, T -температура пайки, r_1, r_2, r_3 - радиусы цилиндров согласно рисунки 5.13 и 5.14. Значения модуля упругости и коэффициентов линейного расширения взяты из литературных источников, например [146, 214, 215].

Кроме введенных ограничений, не учтено влияние на напряжения припоя соединяющего спаиваемые детали. Можно предположить, что их влияние будет незначительными. В соединениях ниобия с сапфиром применяется стеклокерамический припой системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CaO-MgO}$, который имеет коэффициент линейного расширения близкий к сапфиру и, следовательно, при расчете их можно рассматривать как единое целое. Для сая «ковар – сапфир» используется металлический припой (медь, ПСр-72 и т.д.), который при охлаждении после пайки будет частично релаксировать возникающие напряжения за счет своей пластичности. При оценке напряжений предполагается, что спаянные соединения остывают до комнатной температуры от температуры расплавления припоя: 1400°C для системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-CaO-MgO}$ и 1100°C для меди. По результатам расчетов построены зависи-

мости тангенциального напряжения от отношения радиусов соединяемых деталей (рисунки 5.13 и 5.14).

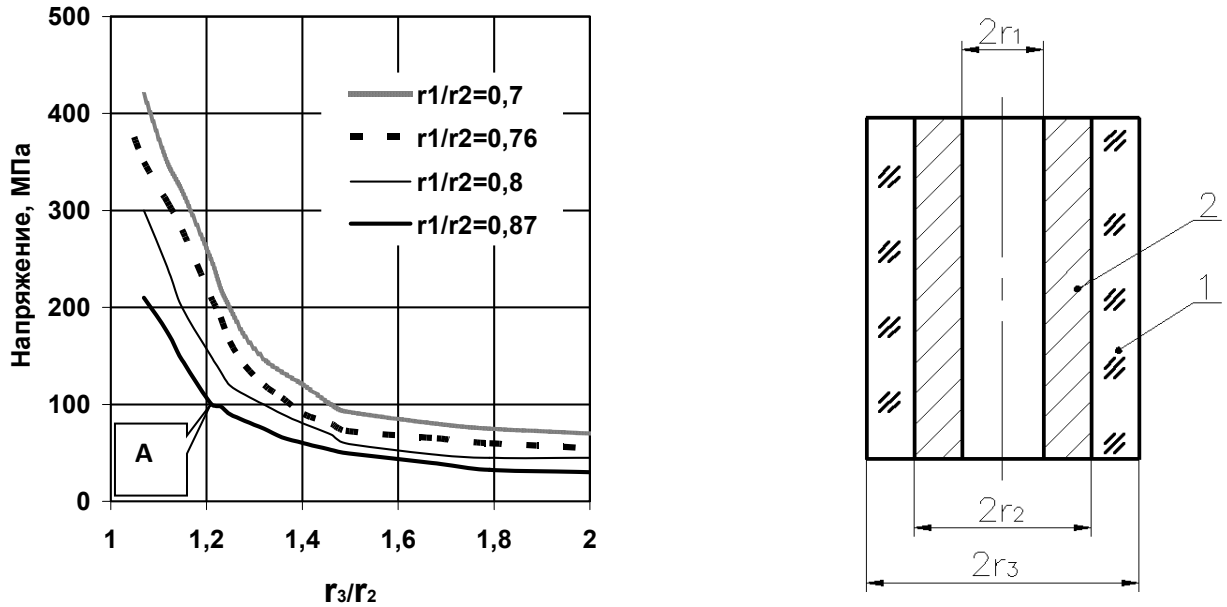


Рисунок 5.13 Тангенциальные напряжения, действующие в сапфире (1) цилиндрического спая с ниобием (2).

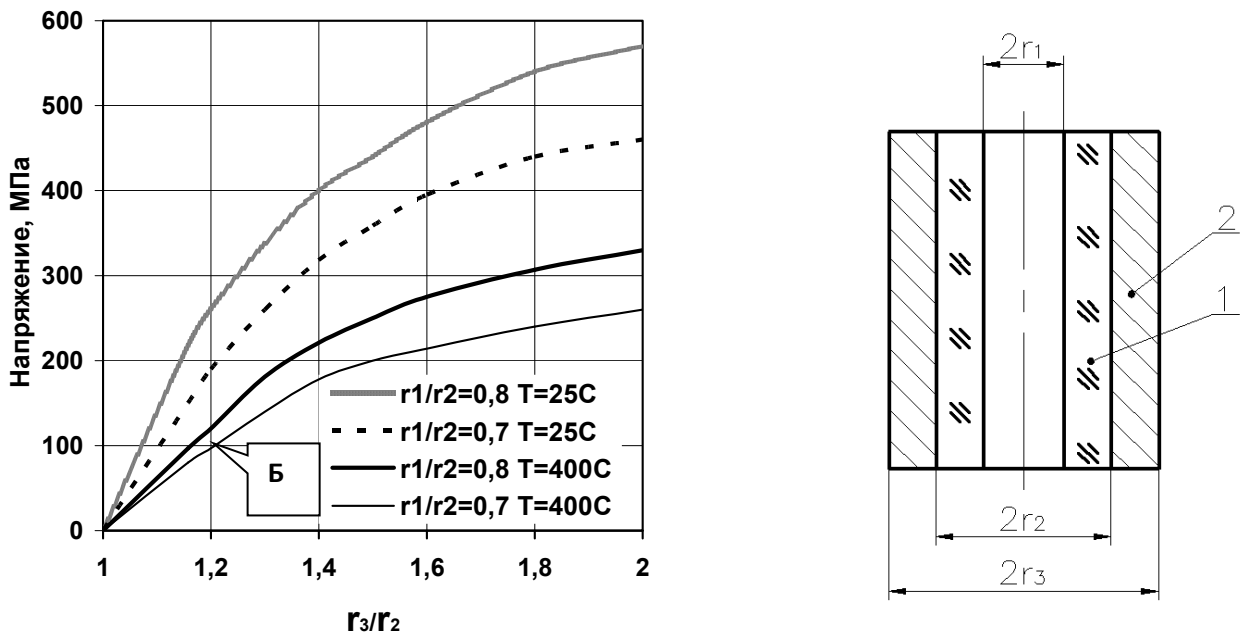


Рисунок 5.14. Тангенциальные напряжения, действующие в сапфире (1) цилиндрического спая с ковалтом (2)

Как следует из расчетных данных величина дифференциального сжатия (a) в обоих случаях имеет положительное значение и, следовательно, напряжения в спае являются сжимающими и достаточно безопасными. Для охватываемого спае, если r_1/r_2 велико, то с возрастанием r_3/r_2 тангенциальные напряжения становятся достаточно малыми и в большинстве случаев лежат в безопасных пределах. Для охватывающего спае необходимо добиваться, чтобы r_1/r_2 имело малое значение. Полученные данные позволяют прогнозировать напряжение в спае при конструировании токовводов в сапфировую лампу.

Для выбора толщин соединяемых деталей используем данные предельных значений тангенциального разрушающего напряжения, которые приведены в работе [201]. На основании расчётных и экспериментальных зависимостей проведём оценку требуемых толщин стенок трубок ниобия и кобальта для получения вакуумно - плотных спаев для импульсного цезиевого ИК источника мощностью 2,5 кВт.

Используемые в данной лампе сапфировые трубки имеют (см. рисунки 5.13 и 5.14):

- для горелки – внутренний диаметр $2 r_2 = 7$ мм, толщину стенки $h=0,8$ мм, т.е. $r_3/r_2=1,2$;

- для внешнего баллона – внешний диаметр $2 r_2 = 13,6$ мм, толщину стенки $h=1,4$ мм, т.е. $r_1/r_2=0,8$.

Как следует из раздела 5.2 для сапфировой трубы, используемой в горелке, при рабочей температуре в зоне спае $T=700^\circ\text{C}$ предельное значение тангенциального напряжения составит 100 МПа, что соответствует для $r_3/r_2=1,2$. Согласно рисунка 5.13, соотношению $r_1/r_2=0,83$ (точка А), т.е. $r_1=0,83\times 3,5=2,9$ мм. Следовательно, для получения надёжного спае ниобий-сапфир в нашем случае необходимо использовать ниобиевую трубу с толщиной стенки менее 0,6 мм.

Температурный режим работы внешнего баллона ниже, чем горелки; в зоне спае температура составляет при максимальной рабочей мощности ламп около 400°C (см. раздел 4.2). При этом предельное тангенциальное напряжение состав-

ляет $\sigma_{\theta}=120$ МПа [см. раздел 4.4.2]. Для данного значения σ_{θ} при соотношении $r_1/r_2=0,8$, согласно рисунка 5.14, получаем (точка Б) $r_3/r_2=1,15$, т.е. $r_3=6,8 \times 1,15=7,8$ мм. Таким образом, в случае соединения ковар-сапфир наименьшее термическое напряжение будет иметь спай сапфировой трубы с размерами $13,6 \times 0,8$ и коваровой детали с толщиной стенки менее 1 мм.

5.2. Физико химические процессы при пайке электродных узлов и герметизации разрядного объема.

Как отмечалось в разделах 5.1 и 5.2 при герметизации электродного узла в разрядной горелке его конструкция (см. рисунки 5.18) должна обеспечивать:

- минимальные термоупругие напряжения в зоне соединения с сапфиром [146, 201]. Это достигается применением тонкостенного колпачка 3, соединенного пайкой с держателем электрода 4 [203, 204];

- снижение температуры элементов, нагреваемых проходящим током. Джоулев нагрев устраняется применением массивного держателя электрода 4, соединенного пайкой титаном с ниобиевым колпачком 5 [222];

- возможность наполнения рабочими компонентами (цезий, ртуть, ксенон) и герметизации разрядного объема после запайки электродных узлов в сапфировый баллон. Для этих целей применяется специальная конструкция катодного узла с использованием ниобиевой трубки 2 (штенгеля), впаянной в держатель электрода 4 [222 – 224]. После наполнения разрядной трубки рабочим веществом через технологическое отверстие 6 выполняется запайка герметизирующего элемента 7 расплавлением титанового припоя 8.

Дополнительное достоинство перечисленных технических решений [225 – 227] – групповая технология изготовления деталей и узлов разрядных источников посредством пайки в вакууме. Для получения высокопрочных и пластичных паяных соединений целесообразно для пайки ниобия применять чистые металлы, например титан, который образует с ниобием неограниченные твердые растворы

(см. рисунок 5.19, а) и химически стоек к воздействию паров щелочных металлов. Сложность получения соединений титана заключается в том, что этот металл

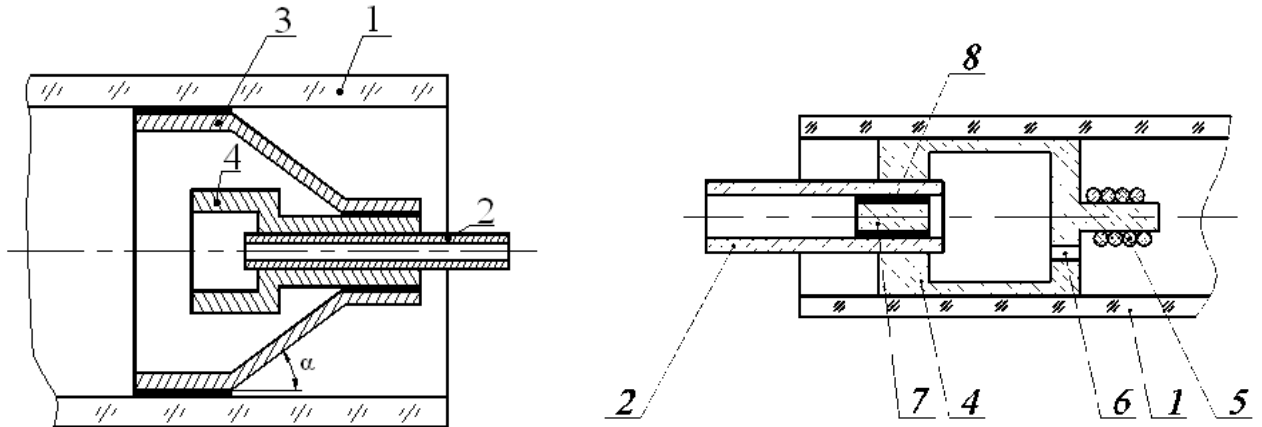
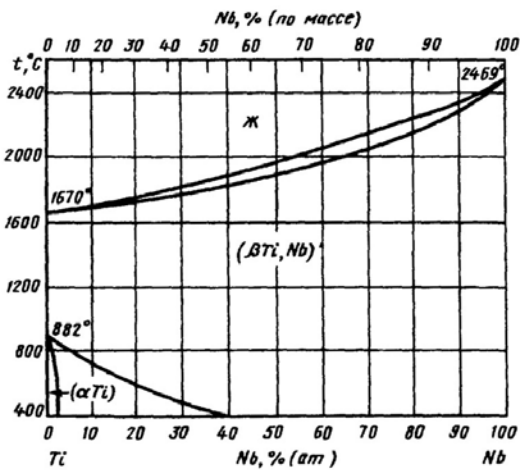
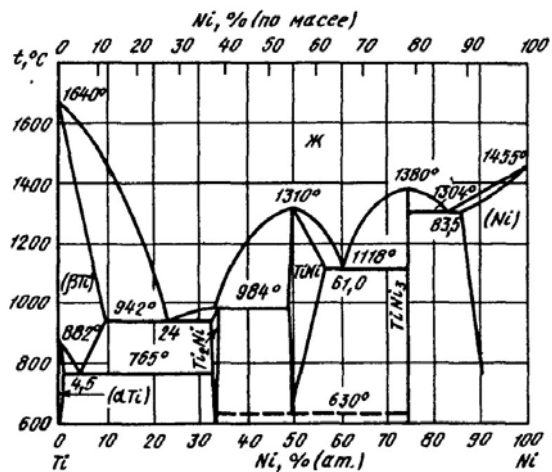


Рисунок 5.18. Конструктивное исполнение катодного узла разрядного источника
1- сапфировая оболочка, 2 – ниобиевый штенгель, 3- ниобиевый колпачок, 4 – держатель электрода, 5 – катод, 6- технологическое отверстие, 7 – ниобиевый вкладыш, 8 – зазор.



а)



б)

Рисунок 5.19. Диаграммы состояния систем: титан – ниобий (а) и титан никель (б)

слишком тугоплавков и требует оборудования, позволяющего производить пайку в высоком вакууме при температуре 1750°C. Как следует из [228], при вакуумной пайке ниобия титаном при выдержке 5 мин образуются качественные соединения, но из-за роста зерна в паяемом металле падают его прочность и пластичность.

Снижение температуры пайки можно обеспечить использованием сплава титана с никелем (см. рисунок 5.19, б), который также стоек к агрессивному воздействию паров щелочных металлов. Система характеризуется наличием двух соединений: $TiNi$ и $TiNi_3$, плавящихся конгруэнтно соответственно при 1240 и 1378 °С, а также Ti_2Ni , образующегося при 1015 °С по перитектической реакции. Три эвтектические реакции протекают при 955, 1110 и 1287 °С, эвтектоидная - при 770°C. Исходя из тепловых режимов при изготовлении элементов лампы и рабочих температур разрядного источника для пайки узлов нами выбран сплав никелида титана $TiNi$ (нитинол). Так как образующиеся сплавы и соединения должны обеспечивать герметичность, механическую прочность и химическую стойкость на всех стадиях изготовления разрядных ламп, то задача изучения взаимодействия нитинола с ниобием является актуальной.

Основное внимание в наших исследованиях [226] акцентировано на способе герметизации лампы после наполнения рабочим веществом.

Данная проблема решена нами путем возгонки наполнителя при высокой температуре из бихроматов щелочных металлов в откачном штенгеле лампы и герметизацией последнего за счет заплывания его сплавом на основе титана и никеля ТН-1 (никелид титана, ТУ 1-809- 394-84) [214]. Ниже приведены результаты микрорентгеноспектрального анализа механизма взаимодействия расплава ТН-1 с ниобием.

В качестве исследуемого образца использовалась ниобиевая трубка (наружный диаметр 3 мм, толщина стенки 0,3 мм), имеющая в центральной части пережим с внутренним зазором $h = 0,1-0,5$ мм. Для заплывания образовавшегося капилляра, трубка располагалась вертикально и над пережимом размещалась таблетка из никелида титана. Эта конструкция помещалась в вакуумную печь

($p=5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.), где подвергалась термообработке при $T=1200^{\circ}\text{C}$ в течение 3 мин. Для анализа из трубки вырезалась заполненная расплавом зона пережима, из которой шлифовкой и полировкой до вскрытия ее стенок изготавливался исследуемый шлиф. Подробно методика подготовки образцов и микрорентгено-спектрального анализа приведена в нашей работе [226] и книге Масленникова С.В. [227].

Изучение интенсивности излучения рентгеновских спектральных линий, возбуждаемых под воздействием электронного пучка на исследуемые элементы шлифа, проводилось на микроанализаторе САМЕСА. Сканирование исследуемых проб в поперечном направлении (ниобий - никелид титана - ниобий) производилось с апертурой электронного пучка диаметром 5 мкм. Полученные результаты приведены на рисунках 5.20 и 5.21.

На рисунке 5.20 представлено распределение интенсивности рентгеновской L линии ниобия и K линий титана и никеля по поперечному сечению образца. Правая и левая границы на рисунке 5.20 соответствуют чистому ниобию, а центр диаграммы характеризует расплав. На приведенной рентгенограмме наблюдаются зоны с колебаниями интенсивности линий титана и никеля. Данное явление объясняется наличием неравномерного структурного состава переходной зоны.

Подтверждение сделанному предположению можно наблюдать на шлифе поперечного сечения запаянного нитинолом ниобиевого штенгеля. На фото (рисунок 5.22, б) четко наблюдается наличие переходной зоны с включениями прямоугольной формы, которые можно условно квалифицировать как вторую фазу Ti_2Ni [227]. Именно чередование основы расплава ТН-1 и второй фазы при прохождении электронного зонда по диаметру поперечного сечения штенгеля определяет флуктуацию интенсивности рентгеновского излучения линий.

На рентгенограмме, приведенной на рисунке 5.20, наблюдаются также всплески интенсивности линий ниобия в переходной зоне. Такая картина, позволяет сделать заключение об интенсивном растворении ниобия в расплаве ТН-1, причем зоны взаимодействия жидкого никелида титана и материала трубки

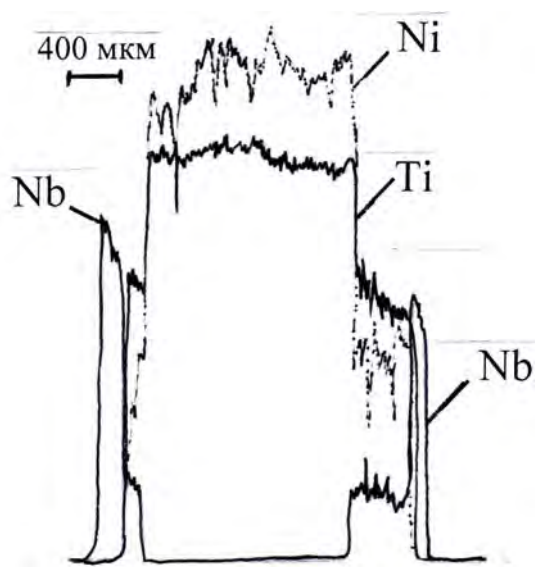


Рисунок 5.20. Распределение интенсивности рентгеновских линий *Ni*, *Ti*, *Nb* по поперечному сечению исследуемого спа

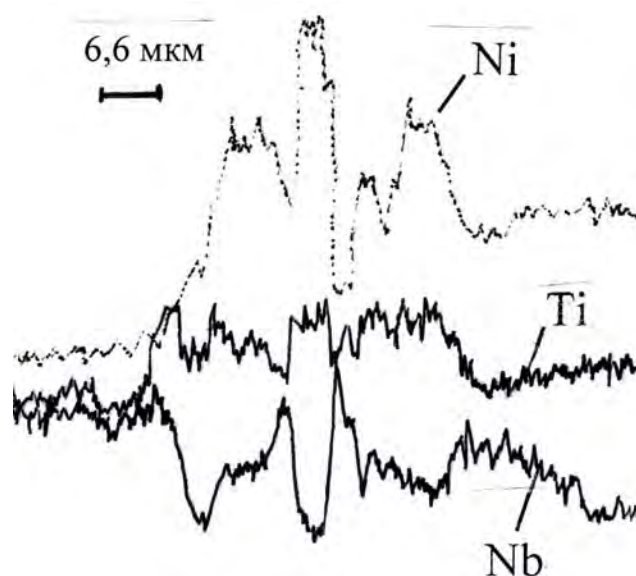
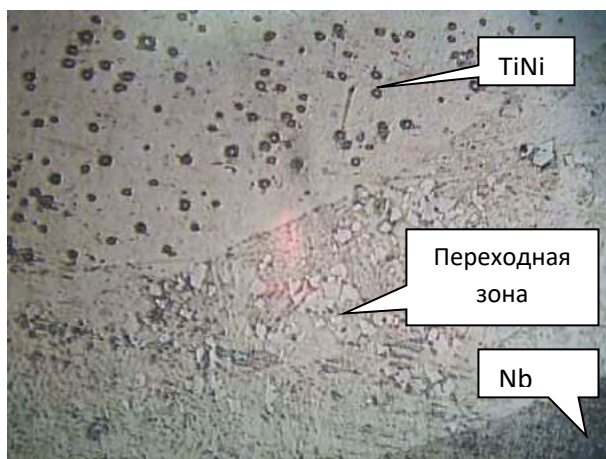
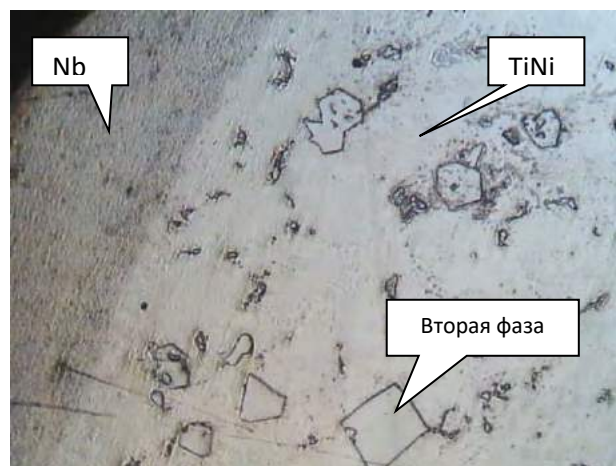


Рисунок 5.21. Распределение интенсивности рентгеновских линий *Ni*, *Ti*, *Nb* по поперечному сечению второй фазы несимметричной формы



а)



б)

Рисунок 5.22. Структура образовавшихся фаз при пайке нитинолом в начале работы лампы (а) и по окончании срока службы (б)

на контактной границе различны. Из рисунка 5.20 видно, что толщина нерастворенной в расплаве правой стенки составляет 100-125 мкм, а у левой стенки она равна 200-225 мкм.

Такой результат можно, предположительно, объяснить неравномерностью зазора δ между вкладышем и стенкой ниобиевого штенгеля (см. рисунок 5.18) и, следовательно, различием во времени взаимодействия в зоне контакта ниобия и сплава. Механизм растворения ниобия в сплаве в обоих случаях идентичен, так как количественный анализ состава образовавшегося основного расплава на границе ниобия с никелидом титана дал одинаковый результат: Ni - 39%, Ti - 25%, Nb - 36%.

Насыщение расплава нитинола растворенным ниобием происходит неравномерно. Наличие второй фазы в переходном слое спая (см. рисунок 5.22) приводит к более интенсивному растворению ниобия в образовавшихся конгломератах.

Это предположение подтверждается флуктуацией интенсивности рентгеновских линий Ni , Ti , Nb при сканировании этих зон электронным пучком. Включения неправильной формы имеют переменный состав по сечению (см. рисунок 5.21), в то время как квадратные фазовые включения по составу постоянны: Ni - 29,8% , Ti - 21,3%, Nb - 48,9%.

В процессе наработки лампы продолжается движение атомов ниобия в структуру никелида титана, что приводит к исчезновению четких границ переходного слоя и укрупнению второй фазы в самом никелиде (см. рисунок 5.22)

Проведенный анализ позволяет сделать практический вывод о необходимости обеспечения строгого зазора между припоем и стенкой, а также вводит ограничения на толщину используемой стенки – не менее 0,3 мм.

5.3. Рекомендации по созданию технологий серийного производства импульсных газоразрядных ламп с сапфировой оболочкой

Проведенные в данной главе экспериментальные исследования позволили сделать следующие выводы и определить основные технологические решения для производства нового поколения импульсных газоразрядных ламп:

1. **В случае разрядной трубки**, наполненной парами цезия, необходимо выбор материалов производить из следующих соображений:

- Используемые материалы должны обладать высокой работой выхода электронов, исключающей возможность привязки разряда к элементам конструкции электродного узла.
- Необходимо иметь близкие по величине температурные коэффициенты расширения всех используемых в спае материалов для обеспечения термически согласованного соединения.
- Стеклокерамический цемент для пайки электродного узла горелки должен быть на основе системы окислов $\text{CaO} - \text{Al}_2\text{O}_3$. Регулирование весового соотношения $\text{CaO} : \text{Al}_2\text{O}_3$ позволит варьировать температуру пайки в термическом диапазоне $1300 \div 1500^\circ\text{C}$.
- С целью исключения процесса рекристаллизации ниобия в процессе пайки электродного узла в его составе необходимо иметь примесь циркония до 1 вес. %. Такой сплав ниобия может быть использован для пайки гермоввода вплоть до температуры 1500°C .
- Для получения надежного гермоввода в разрядную трубку необходимо в зоне соединения производить шлифовку внутренней поверхности сапфировой трубы. Это гарантирует строгий зазор между герметизирующим элементом токоввода и трубкой, а длина шлифованной части обеспечит фиксацию межэлектродного расстояния разрядной трубки.

- В качестве материала герметизирующего элемента (таблетки) наиболее подходящим по совокупности физических и химических свойств является титано – никелевый сплав ТН-1 с температурой плавления 1350°С.

2. **В случае внешней колбы лампы** необходимо обеспечить следующие требования:

- Хорошая адгезия металлизационного покрытия к поверхности корунда.
- Высокая смачиваемость и растекаемость медного припоя по поверхности металлизированного покрытия.
- Сохранение механически прочного и герметичного соединения с сапфиром и медным припоем в диапазоне температур от -60°С до +650°С.
- Для обеспечения высокого процента выхода годных спай внешней колбы должен производиться путем сопряжения двух конических поверхностей, обеспечивающих равномерный зазор.
 - Массовое соотношение титана к меди в процессе пайки не должно превышать 20%.
 - В качестве материала гермоввода внешней колбы по совокупности характеристик наиболее подходящим является сплав 29НК (ковар).

На основе перечисленных рекомендаций разработана и внедрена в серийное производство технология изготовления ламп СП2-1500, СП3-1500 (КПАШ.433222.030 ТД), СП4-1500 (СЛНП.433222.049 ТД), СПКс-500 (СЛНП.433222.048 ТД).

ГЛАВА 6. ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СОЭП

Рассмотренные в диссертации основы конструирования и функционирования созданного поколения импульсных источников ИК излучения позволяют выделить две новые области их применения:

1. Защита летательных аппаратов с высоким уровнем собственного теплового излучения, например, реактивных самолетов.
2. Замена устаревших низкоэффективных нагревательных систем всеракурсного противодействия на СОЭП с модулируемым газоразрядным источником ИК излучения.

6.1. Импульсные источники ИК излучения повышенной мощности

Разработанные в диссертации импульсные ИК источники используются в системах оптико – электронного противодействия для защиты вертолетов и низкоскоростных самолетов с малым уровнем собственного теплового излучения. Для защиты ЛА боевой реактивной авиации, двигатели которой имеют высоко – температурный факел, мощность ИК помехи должна быть не менее 4 - 5 кВт [29 - 32]. Данная задача решается в системе AN/AAQ-4 использованием четырех импульсных цезиевых источников излучения ИК излучения [10]. Следовательно, если принять эквивалентный угол излучения лампы в среднем ИК диапазоне 10 ср [12], то пиковая сила излучения должна быть не менее 100 Вт/ср в интервале длин волн 3- 5 мкм. Как отмечалось, в главе 3 основным способом достижения такой интенсивности излучения является повышение электрической мощности, вкладываемой в разряд.

6.1.1. Теоретические предпосылки создания ламп повышенной мощности

Разработанная в диссертации конструкция лампы с двумя сапфировыми оболочками позволяет повысить удельную электрическую нагрузку $P_{об}$ на внут-

ренную поверхность разрядной трубки при незначительном увеличении габаритных размеров плазменного канала. Положительный эффект в данной ситуации достигается увеличением интенсивности теплосъема с внешней оболочки лампы за счет повышения скорости охлаждающего потока воздуха.

Другой важной предпосылкой создания цезиевых ламп высокой мощности является возможность выращивания бездефектных корундовых труб. Предельное значение $P_{об}$ для разрядной трубки существенно зависит от степени блочности структуры монокристаллического сапфира. Приведенные в диссертации результаты наших исследований показали, что выращенная по методу А.В. Степанова безблочная сапфировая труба в качестве оболочки лампы способна выдерживать удельную электрическую нагрузку до 390 Вт/см^2 .

Из приведенных достижений следует вывод о возможности создания компактных источников ИК - излучения большой мощности при соответствующем контроле дефектности корунда. Однако даже при мелкосерийном производстве контроль блочности сапфировой трубы является трудоемким и дорогостоящим технологическим процессом. Поэтому многолетний опыт конструирования разрядных источников с сапфировой оболочкой показывает, что для обеспечения срока службы не менее 200 часов $P_{об}$ оболочки не должна превышать 150 Вт/см^2 .

6.1.2. Анализ теплофизических процессов в лампе при повышении электрической мощности

В любом газовом разряде интенсивность излучения связана с концентрацией электронов и различными механизмами потерь их энергии. По этой причине увеличение поступающей в разряд электрической мощности будет приводить к росту проводимости и температуры плазмы.

Ранее в результате реализации предложенной математической модели было получено радиальное распределение температуры в плазме и системе двух поглощающее - излучающих оболочек при различных удельных электрических

мощностях (мощность W на единицу длины разрядного столба l) $P_{y\delta} = W/l$ для радиуса разрядного канала $R = 3,5$ мм [57]. Как следует из полученных расчетных данных, увеличение удельной мощности разряда от 50 до 300 Вт/см для фиксированного радиуса приводит к росту осевой температуры T_o на 2000 К. Однако с уменьшением радиуса плазменного столба T_o зависит от уровня $P_{y\delta}$. Так, при удельной мощности менее 100 Вт/см увеличение r от 0,2 до 0,7 см приводит к незначительному падению осевой температуры ~ 250 К, в то время как при $P_{y\delta} \sim 300$ Вт/см эта разность составляет около 1000 К. Причем при радиусах менее 3,5 мм радиальный спад T_o носит более резкий характер.

С увеличением удельной мощности происходит трансформация температурного поля разряда. При этом возрастают температурные градиенты и, как следствие, безызлучательные потери за счет теплопроводности плазмы. Поэтому надо ожидать, что при малых R будет происходить значительное возрастание температуры оболочки горелки. Это повлечет за собой изменение давления в разряде и соотношения излучательных и безызлучательных потерь и, как следствие, спектральных и энергетических характеристик ламп.

Полученные в результате реализации математической модели зависимости КПД от R и $P_{y\delta}$ (рисунок 3.7, г) подтверждают необходимость увеличения радиуса разрядного канала. Коэффициент оптического поглощения Cs-Hg-Xe плазмы k_ν в ближней ИК- области спектра достаточно высок (рисунок 2.11), поэтому разряд излучает в этом диапазоне спектра относительно тонким поверхностным слоем. Следовательно, увеличивая радиус разряда, мы развиваем светящуюся поверхность, и как следствие, суммарный поток излучения.

С другой стороны повышение $P_{y\delta}$ приводит к снижению КПД в ближнем ИК диапазоне (рисунок 3.7, г). Как уже отмечалось, это связано температурной зависимостью коэффициента поглощения цезиевой плазмы, т.е. излучение из глубинных слоев плазмы в процессе диффузии к её поверхности превращается в

тепловую энергию и сбрасывается в дальнейшем на стенку горелки теплопроводностью. Тем не менее, если рассматривать лампу 11/35, то при $P_{уд} = 100$ Вт/см КПД в ближней ИК области составляет 6,2% и мощность излучения 21,7 Вт, а при $P_{уд} = 300$ Вт/см соответственно 2,8% и 29,4 Вт.

Таким образом, для создания высокоэффективных источников излучения с разрядом в парах цезия необходимо одновременно увеличивать удельную электрическую мощность и диаметр разряда. В таблице 6.1. приведены расчетные данные для цезий - ртуть - ксеноновых ламп с различным радиусом разрядного канала при фиксированном межэлектродном расстоянии $L=5$ см.

Таблица 6.1.

Расчетные параметры цезий - ртуть - ксеноновой плазмы в режимах
высоких удельных электрических мощностей

Состав Cs:Hg:Xe	R, см	I, А	E, В/см	$\langle W \rangle$, Вт/см ³	$P_{ср}$, Вт при $f=450$ Гц	КПД 3 - 5 мкм	A, Вт/ср	m_{cs} , мг/см	P_{0xe} , мм рт.ст.	T_0 , К
10-1-1,5	0,55	200	16,1	3382	1084	0,032	48,9	1,26	127	5637
		300	16,12	5103	1636	0,024	55,4	1,09	109	6159
		400	17,0	7163	2297	0,019	61,6	0,98	88	6537
		200	12,9	1458	870	0,047	57,7	2,65	143	5288
	300	12,5	2123	1266	0,036	64,3	2,35	126	5778	
	0,75	400	12,5	2836	1691	0,029	69,2	2,11	114	6128
		500	12,9	3644	2173	0,024	73,6	1,94	104	-
		400	11,8	2671	1593	0,03	67,4	2,36	63,6	6226
600		12,8	4329	2582	0,021	76,5	2,0	53,9	6722	
10-1-3	0,75	400	9,2	1166	1236	0,045	78,5	4,79	72,5	5913
		500	9,2	1460	1548	0,038	83,0	4,41	66,9	6160
		300	19,3	6084	1951	0,023	63,3	0,11	10,9	5191
	1,0	450	16,6	4234	2525	0,024	85,4	0,21	11,3	5053

Примечание: В приведенной таблице использованы дополнительные обозначения: I - пиковое значение тока, E - градиент потенциала, W - пиковая удельная мощность разряда.

Результаты расчетов в таблице 6.1 удовлетворительно согласуются с данными, приведенными на рисунке 3.7,г. Увеличение пиковой силы излучения происходит при повышении удельной мощности разряда, хотя КПД разряда при этом падает. Этот результат связан с балансом энергетических потерь цезий - ртуть - ксеноновой плазмы на теплопроводность и излучение. Как ранее и предполагалось, с увеличением средней мощности на лампе повышается осевая температура, которая обеспечивает рост выхода излучения в спектральном диапазоне 3 - 5 мкм. В то же время при фиксированном значении пикового тока (400 - 450 А) видно, что увеличение радиуса от 0,55 до 1,0 см. способствует повышению пиковой силы излучения от 61,6 до 85,4 Вт/ср. Сформулированные расчетно - аналитические предпосылки позволили приступить к макетированию и экспериментальной проверке сделанных предположений.

6.1.3. Экспериментальное исследование импульсных источников

ИК излучения со средней мощностью до 4 кВт

Исследования излучательных и электрических характеристик цезий - ртуть - ксенонового разряда повышенной мощности проводились в два этапа: на макетах ламп и экспериментальных образцах. Конструктивное исполнение макета лампы с двумя сапфировыми оболочками и размерами разрядного промежутка: диаметр 15 и межэлектродное расстояние 50 мм представлен на рисунке 6.1. Наполнение лампы: 5 мг Cs+3 мгHg+50 мм.рт.ст Хе, пространство между оболочками заполнено воздухом при атмосферном давлении.

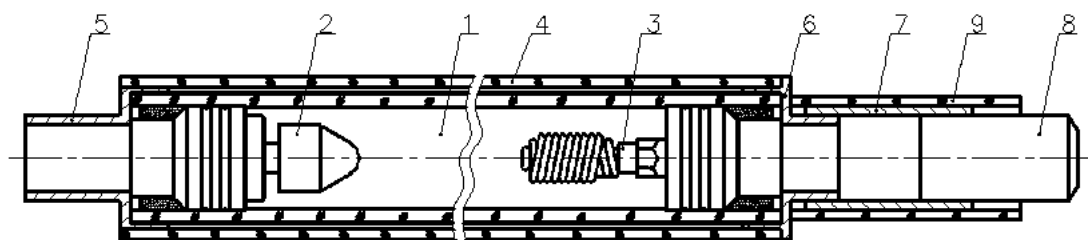


Рисунок 6.1. Макет лампы мощностью до 4 кВт

1 - Разрядная сапфировая оболочка; 2 - анодный узел, 3 - катодный узел; 4 – внешняя сапфировая оболочка; 5, 6 - металлические держатели внешней оболочки; 7 - катодная утепляющая молибденовая полоса; 8 - вывод катода; 9 - кварцевая изолирующая трубка

Исследования макета лампы проводились с использованием блока питания лампы с транзисторным модулятором стабилизированного напряжения, принцип работы которого подробно рассмотрен в главе 3. Первые измерения макета дали обнадеживающие результаты:

1. Максимальное значение пиковой силы излучения $130,5 \text{ Вт/ср}$ достигнуто при мощности на лампе $1,74 \text{ Вт}$.

2. Максимальная удельная нагрузка на оболочку составила $73,7 \text{ Вт/см}^2$ ($P_{л}=1,74 \text{ кВт}$), что примерно в 2 раза меньше нагрузки на оболочку лампы 11/35 (СП2-1500).

3. При увеличении мощности на лампе сопротивление разряда в максимуме тока остается неизменным и равно $0,39 \div 0,42 \text{ Ом}$.

Провести измерения при электрической мощности, вкладываемой в разряд, выше $1,7 \text{ кВт}$ не удалось, так как пиковое значение тока достигает 400 А и происходит срабатывание системы токового ограничения испытательного оборудования.

Понятно, что конструктивное исполнение макета, а именно, наличие воздуха между оболочками, не дало возможности получить глубину модуляции выше 90% и обеспечить достаточный объем экспериментальных исследований из – за

окисления и последующего разрушения ниобиевых деталей электродных узлов (поз. 2 и 3 на рисунке 6.1).

Поэтому на втором этапе был изготовлен вариант экспериментальной лампы с цезий ртуть – ксеноновым наполнением, по конструкции повторяющий исполнение лампы 11/35 (рисунок 3.6) с увеличенным диаметром сапфировой оболочки и элементов гермовводов. Размеры разрядного промежутка составили - диаметр 15мм, межэлектродное расстояние 50 мм. Наполнение горелки: 8 мг Cs, 8 мг Hg, 70 мм рт. ст. Хе. Наполнение внешней колбы 700 мм рт. ст. Не. Полученные результаты представлены в таблице 6.2 и на рисунке 6.2.

Таблица 6.2.

Излучательные характеристики лампы 15/50
с цезий – ртуть – ксеноновым наполнением.

№ п/п	U , В	$t_{зг}$, мкс	A , Вт/ср	m , %	$t_{0,5}$, мкс	P_l , кВт
1.	120	252	82	96,1	159	1,3
2.	120	280	87,3	96	177	1,35
3.	130	280	101,1	96	183	1,5
4.	140	280	114,1	95,9	200	1,68

Из приведенных данных следует, что наиболее существенно на пиковую силу излучения оказывает напряжение на лампе, но и как в случае макета, испытания не удалось довести до электрической мощности на лампе 4 кВт из – за высоких пиковых значений тока. Поэтому в случае разработки нового источника питания лампы представляется возможным использование модернизированной лампы для СОЭП летательных аппаратов с высоким уровнем собственного теплового излучения.

В пользу сделанного предположения говорят следующие доводы. Так как сопротивление лампы остается неизменным в максимуме тока, то путем аппроксимации полученных зависимостей, можно предположить, что требуемая пиковая

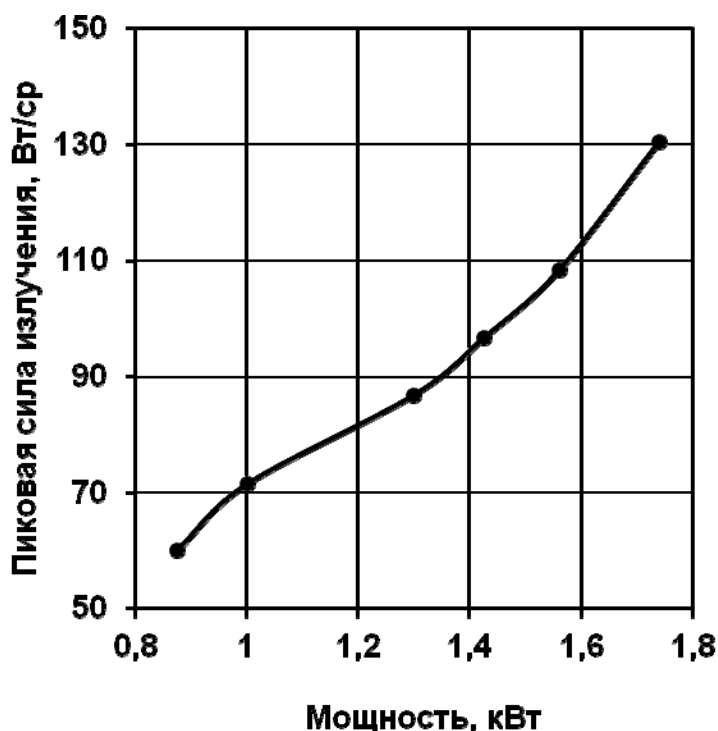


Рисунок 6.2. Зависимость пиковой силы излучения лампы 15/50 от электрической мощности

сила излучения (не менее 200 Вт/см²) может быть достигнута при мощности на лампе около 3,5 кВт. При этом удельная нагрузка на оболочку составит 150 Вт/см². Следовательно, как следует из изложенных теоретических предпосылок, возможно ожидать, что срок службы лампы составит не менее 150 часов.

6.2. Импульсный источник ИК излучения с коаксиальным цезий - ртуть - ксеноновым разрядом для замены нагревных элементов в СОЭП

Лампы с коаксиальным разрядом в инертном газе (источники света полостного типа) были разработаны в 50-х годах прошлого века. Они представляют собой разрядный объем, образованный двумя соосными кварцевыми трубками, пространство между которыми заполнено инертным газом и с торцов загерметизировано электродными узлами [229, 230]. Такие источники предназначены, в ос-

новном, для накачки активных лазерных сред, которые располагаются во внутренней трубке лампы [230]. В данном разделе исследования проводились с целью замены в существующих СОЭП низкоэффективных нагревательных элементов на импульсные газоразрядные лампы, обеспечивающие импульсно - периодическую структуру ИК излучения в спектральном диапазоне до 6 мкм.

Анализ литературных источников показал, что попытка получить разряд полостного типа в парах щелочных металлов ранее не проводилась. Это объясняется рядом причин. Во - первых, отсутствие химически стойких к щелочному металлу оболочек. В случае ламп с кварцевыми оболочками щелочной металл активно взаимодействует с разрядной колбой и лампа быстро выходит из строя [58]. Только замена материал оболочек на поликор или сапфир позволит устранить этот недостаток. Во - вторых, давление паров в разряде определяется самой холодной точкой лампы, которая для нормального функционирования прибора должна быть 700 - 750°C [58] (в противном случае щелочной металл или ртуть не заполняют разрядный канал). В этом случае требуются специальные конструкторские решения для обеспечения теплового режима работы лампы, выполненной по типу коаксиальной.

В данном разделе впервые приводятся результаты исследования принципиальной возможности получения коаксиального цезий – ртуть – ксенонового разряда. Целью таких экспериментов является создание в будущем высокоэффективного источника ближнего ИК излучения для всеракурсной СОЭП.

Теоретический анализ. Теоретические предпосылки повышения мощности излучения в среднем ИК диапазоне за счет использования полосного разряда следующие. Коэффициент оптического поглощения Cs-Hg-Xe плазмы k_ν в ближней ИК- области спектра достаточно высок [57], так что разряд излучает в этом диапазоне спектра относительно тонким поверхностным слоем. При этом излучение из глубинных слоев плазмы в процессе прохождения к поверхности разрядной трубки превращается в тепловую энергию и сбрасывается в дальнейшем на стенку теплопроводностью. т.е. для повышения абсолютного выхода и КПД ин-

фракрасного излучения требуется плазменный слой относительно небольшой толщины, но с большой площадью поверхности. Вместе с тем появление дополнительной внутренней поверхности у плазменного объема должно приводить к увеличению безлучательных энергетических потерь разряда и несколько снижать его эффективность.

Таким образом, уменьшая толщину излучающей плазмы и одновременно развивая поверхность излучения можно в принципе поднять поток и, возможно, КПД излучения в нужном диапазоне спектра. В итоге есть основания рассчитывать на более высокий абсолютный выход инфракрасного излучения и некоторое повышение эффективности лампы коаксиального типа.

Конструкция экспериментальной коаксиальной лампы. Анализ литературных источников показал, что попытка получить разряд полостного типа в парах металлов ранее не проводилась. Это объясняется рядом причин. У большинства металлических добавок, за исключением щелочных металлов и ртути, низкое давление паров. Поэтому получить эффективный коаксиальный разряд в силу особенностей конструкции лампы затруднительно. Для ламп с кварцевыми оболочками появляются дополнительные трудности, связанные с тем, что щелочной металл активно взаимодействует с кварцем[58]. Только появление промышленных технологий получения поликорковых и сапфировых (корундовых) оболочек позволило устранить этот недостаток [67, 96].

Давление паров в разряде определяется самой холодной точкой лампы, которая для нормального функционирования прибора должна быть 700 - 750°C [58] (в противном случае щелочной металл или ртуть не заполняют разрядный канал). В этом случае требуются специальные конструкторские решения для обеспечения теплового режима работы лампы, выполненной по типу коаксиальной.

На рисунке 6.14 приведено конструктивное исполнение исследованного макета коаксиальной лампы. Молибденовые тороидальные электроды 1 посредством электронно-лучевой сварки соединяются с ниобиевыми колпачками 4.

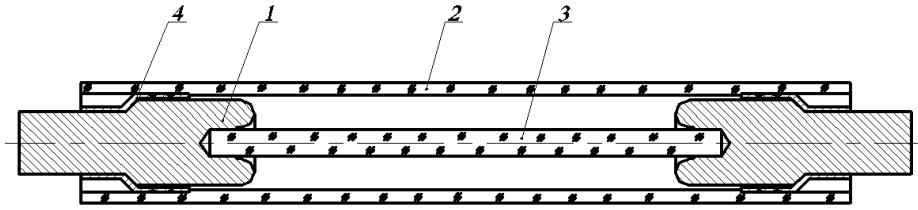


Рисунок 6.14. Конструкция макета коаксиальной Cs-Hg-Xe лампы.

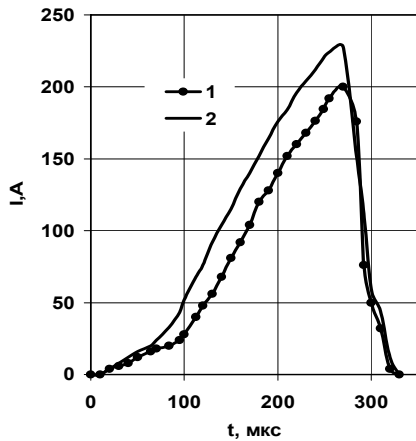


Рисунок 6.15. Осциллограммы тока коаксиальной лампы (1) и трубчатой Cs-Hg-Xe лампы 11/35 (2).

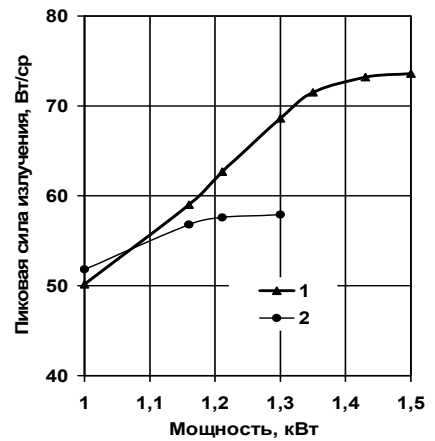
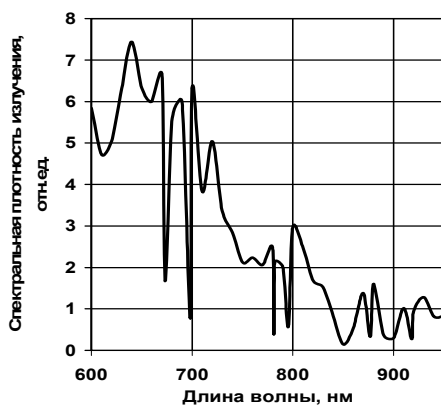
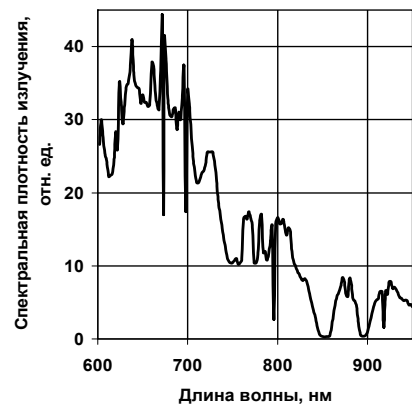


Рисунок 6.16. Зависимость пиковой силы излучения от мощности коаксиальной (1) и трубчатой лампы 11/35 (2)



б)



в)

Рисунок 6.17. Конструкция (а) и спектры излучения экспериментального коаксиального источника (б) и трубчатой импульсной Cs-Hg-Xe лампы 11/35 (в)

После установки сапфирового стержня 3 в отверстия электродов 1 высокотемпературной пайкой колпачок герметично соединяется с оболочкой 2. Материалы соединяемых деталей согласованы по КТР и конструкция предусматривает свободное расширение стержня 3 в отверстиях электродов 1. Внутренний диаметр оболочки 2 равен 11 мм, разрядный зазор составил 4 мм, а межэлектродное расстояние 35 мм.

Электрические характеристики разряда. Исследования электрических характеристик разряда проводились на экспериментальном источнике питания, обеспечивающем подачу прямоугольного импульса напряжения от мощного выпрямителя при помощи транзисторного ключа (см. главу 4). Лампа работала в режиме с «дежурной дугой» при напряжении 120В, частоте следования импульсов 425 Гц при мощности на лампе 1,0 кВт. Все полученные результаты сравнивались с характеристиками трубчатой импульсной цезиевой лампы 11/35 (диаметр/длина разрядного канала), которая работала в аналогичных электрических режимах. Сравнение данных рисунка 6.15 показывает, что скорости нарастания тока на переднем фронте в обоих случаях близки. Это свидетельствует об идентичном механизме расширения плазменного канала. Развитие основного разрядного импульса в этом случае происходит в уже частично ионизованной плазме за счет симметричного расширения канала дежурной дуги. Различие в форме импульсов тока предположительно связано с более крутыми пристеночными температурными распределениями разряда, влияющими на электрическое сопротивление плазменного цилиндра.

Спектрально - энергетические характеристики излучения. Спектральные характеристики макета коаксиальной лампы изучались в режимах максимума импульса тока на установке и по методике, подробно описанной в главе 4. В отличие от испытаний трубчатой лампы в данном случае на входную щель монохроматора МДР – 23 проецировался центр разрядного зазора. На рисунке 6.17 показаны полученные результаты.

Необходимо отметить, что спектр имеет качественный характер, т.е. не учтена чувствительность фотоэлектронного умножителя ФЭУ -62 и аппаратная функция спектральной установки. Тем не менее, приведенные спектральные характеристики позволяют сделать заключение о схожести радиационных процессов в обеих лампах. Если сравнивать величины спектрального интервала между максимумами самобращенной резонансной линии цезия (852,11 нм) для указанных ламп, то они одинаковы. Это свидетельствует о равенстве давления паров [58] в исследуемом макете и лампе 11/35. Из рисунка 6.15 можно сделать косвенное предположение, что в обоих случаях температуры в центре разрядных объемов одинаковы, так как плотность тока трубчатой лампы (227 А/см^2) и коаксиального источника (236 А/см^2) близки.

Таким образом, при мощности 1,0 кВт в обоих случаях лампы имеют близкие электрические и спектральные характеристики, что свидетельствует об идентичности теплофизических и радиационных процессов в лампах обоих типов

Нами проведено исследование зависимости пиковой силы излучения в ближнем ИК диапазоне от электрической мощности разряда. Измерения проводились посредством фотодиода ФД-119, расположенного на расстоянии 1 м. В этом случае источники можно считать точечными, т.е. конструктивное исполнение их не влияет на результаты измерений. Полученные данные приведены на рисунке 6.16. Из полученных данных видно, что, начиная с 1,1 кВт, излучение коаксиального разряда имеет большее значение, чем у классического плазменного канала. В заключение данного раздела, необходимо отметить, что проведенные исследования макетов и полученные предварительные результаты были нацелены на изучение принципиальной возможности получения разряда коаксиального типа и доказательства перспективности использования такого типа ламп для наращивания пиковой силы излучения в средней инфракрасной области. Для создания промышленного образца коаксиальной лампы со щелочными металлами потребуются работы по доработке конструкции ИК источника с целью обеспечения приемлемой долговечности и повышения ее эффективности. Кроме этого, основной ха-

рактикой данного класса ИК источников является глубина модуляции излучения (см. главу 1 и 4), поэтому необходимо решить вопрос о снижении непрерывного свечения нагретого сапфирового стержня в коаксиальной лампе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе впервые выполнены исследования по созданию нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для систем оптико-электронного противодействия. При решении поставленных в диссертации задач:

1. Расчетно - аналитическим путем показано, что для обеспечения надежного противодействия ГСН необходимо, чтобы входящая в состав СОЭП газоразрядная лампа обеспечивала импульсно - периодическую структуру ИК излучения в диапазоне несущих частот $670 \div 3270$ Гц и огибающих $55 \div 200$ Гц с пиковой силой $A_{(2-4)} = 36,0$ и $A_{(3-5)} = 63,6$ Вт/ср при глубине модуляции не менее 95%.

2. Разработана методика вычислительного эксперимента, включающая построение математической модели физических процессов в цезий-ртутной-ксеноновой плазме, ограниченной системой из двух оболочек, создание алгоритма реализации соответствующей системы уравнений и формирование базы данных по материальным функциям и коэффициенту поглощения плазмы и оболочек.

3. Впервые получены расчетные данные по составу, теплоемкости, оптическому поглощению, тепло - и электропроводности Cs – Hg – Xe плазмы, по временным зависимостям давления и температурного распределения в разряде и оболочках, по структуре баланса мощности, сбрасываемой оболочками, спектральному распределению излучения и глубины модуляции в зависимости от удельной мощности разряда и коэффициентов теплоотдачи.

4. Изучен механизм стабилизации плазменного канала при работе лампы в импульсно - периодическом режиме. Выявлено, что только к окончанию серии из трех импульсов сопротивление разряда достигает (0,2–0,4) Ом, осевая и средние температуры выравниваются, давление паров возрастает в 4 раза, концентрация

электронов достигает $(0,5 - 0,9) \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$, электроны равномерно распределяются по радиусу и зона проводимости приближается к 80% от диаметра разрядной трубки.

5. Проведена экспериментальная оптимизация конструкции (диаметр и длина разрядного канала, состав наполнения, толщины стенок и т.д.), условий электрического питания, характеристик охлаждения (скорость и расход воздуха, вид и давление газа между оболочками) разработанного типоряда ИК источников и показано, что при удельных мощностях до 430 Вт/см из всех типов импульсных разрядов в парах щелочных металлов наиболее эффективны газоразрядные лампы с Cs – Hg – Xe наполнением, позволяющие получать в спектральном диапазоне 3 – 5 мкм пиковую силу излучения 70 Вт/см и глубину модуляции 97%.

6. Изучены теплофизические процессы в разрядной трубке в процессе выхода в номинальный режим работы и после выключения лампы. Предложен новый способ зажигания путем джоулевого разогрева и испарения пленки щелочного металла с поверхности разрядной трубки. Исследованы факторы, влияющие на сопротивление пленки, и определены нагрузочные характеристики блоков, входящих в систему зажигания. Разработаны рекомендации по практической реализации полученных результатов при эксплуатации в составе СОЭП.

7. Заложены основы конструирования газоразрядных источников излучения с сапфировой оболочкой, основанные на изучении взаимосвязи между эксплуатационными характеристиками ламп и структурным совершенством кристалла сапфира (точечные дефекты, дислокации, блоки, центры окраски и т.д.). Впервые разработаны оригинальные методики исследования тепловых полей оболочек, температурной зависимости прочности, спектрального пропускания и радиационного окрашивания сапфира. Выявлены зависимости излучательных ламп параметров от окрашивающих примесей, предельных разрушающих напряжений от структурного совершенства монокристалла (блочность, разориентация блоков и т.д.) в интервале температур 0 – 1200 °С, позволившие сформулировать требова-

ния к техническим характеристикам сапфировых труб, используемых в качестве оболочек ИК источника.

8. Заложены основы технологии серийного производства газоразрядных источников излучения сапфировой оболочкой, основанные на полученных результатах исследования физико – химических процессов, происходящих в структуре конструкционных материалов при изготовлении и эксплуатации разрядных источников, методик расчетов термоупругих напряжений в зоне соединения оболочки с металлом.

9. Создано и освоено в серийном производстве **новое поколение газоразрядных ламп** на основе импульсно - периодического разряда в смеси цезий – ртуть – ксенон, ограниченного системой двух сапфировых оболочек, для использования в качестве источника модулируемого ИК излучения СОЭП. По совокупности эксплуатационных параметров созданный ИК источник находится на уровне лучших известных зарубежных аналогов.

10. Показаны перспективы дальнейшего развития импульсных источников ИК излучения ламп с разрядом в цезий - ртуть - ксеноновых парах. Проведены расчет, макетирование и исследование новых импульсных разрядных источников ИК излучения для защиты летательных аппаратов с высоким уровнем собственного теплового излучения и замены устаревших низкоэффективных нагревательных систем всеракурсного противодействия.

В заключении, автор считает своим долгом выразить благодарность доктору технических наук, профессору Градову Владимиру Михайловичу за участие в формировании содержательной модели и систем уравнений, проведении численных экспериментов по разработанным программам, анализе адекватности моделей, корректировке расчетных схем и интерпретации полученных результатов, кандидатам технических наук А.М. Марциновскому и В.Б. Каплану (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН), инженерам С.В. Пучниной, В.В. Логинову, В.Ю. Кустову, Н.Ю. Петренко и др. (АО "СКБ "ЗЕНИТ") в проведении совместных исследований, анализе полученных результатов, разработке методик испытаний и основных кон-

структивных решений, используемых в макетных и серийных образцах разрядных источников инфракрасного излучения а также всем коллегам в АО «СКТБ «Ксенон», АО «Стелла - К», ВНИИС им. А.Н. Лодыгина, ВНИСИ им. С.И. Вавилова, МГТУ им. Н.Э. Баумана, АО «НИИ «Экран» (г. Самара), Полтавском заводе ГРЛ, работавшим с автором на протяжении последних тридцати лет над исследованием и созданием ламп с разрядом в парах щелочных металлов различного назначения (НЛВД, ламп накачки, стандартов частоты и т.д.). Автор надеется на дальнейшее развитие рассмотренного в работе направления создания ИК источников для систем оптико – электронного противодействия, а также, что полученные в диссертации расчетно - экспериментальные результаты и конструкторско – технологические решения будут полезны разработчикам различных устройств, использующих в качестве рабочей среды щелочные металлы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Щербинин Р. Головки самонаведения перспективных зарубежных управляемых ракет и авиабомб // Зарубежное военное обозрение.- 2009. - №4 -С. 64-68.
2. Кашин В.М., Лифиц А.Л., Ефремов М.И. Основы проектирования переносных зенитных ракетных комплексов. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2014.- 227 с.
3. Оценка эффективности переносных зенитных ракетных комплексов / С.Н. Ельцин, А.П. Жуков, В.М. Кашин, В.Б. и др. - СПб: Изд-во Балт. гос. техн. унта, 2007. – 236 с.
4. Алексеев П., Назаров А. Состояние и перспективы развития переносных зенитных комплексов в зарубежных странах//Зарубежное военное обозрение.- 2005. - №3 - С. 35-40.
5. Щербак Н. Противодействие зенитным управляемым ракетам с инфракрасным наведением. Современные бортовые средства // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. - 2000 .- №5 - С. 52-55.
6. Щербинин Р. Системы индивидуальной защиты летательных аппаратов от ПЗРК // Зарубежное военное обозрение.- 2005.- №12 -С. 37 - 42.
7. Физика ИК - излучения // Справочник по инфракрасной технике. / Под ред. У. Волфа, Г. Цисиса. – М.: Мир, 1995. – Т.1. - 607 с.
8. Криксунов Л.З., Усольцев И.Ф. Инфракрасные системы самонаведения управляемых снарядов. М: Советское радио, 1963. – 241 с.
9. Лазарев Л.П. Опτικο – электронные приборы наведения: Учебник для технических вузов. – М.: Машиностроение, 1989.- 512 с.
10. Леонов С., Богачев В. Американские авиационные средства радиэлектронной борьбы // Зарубежное военное обозрение.- 1987. - № 6 - С. 40 - 46.
11. Специальная светотехника / Ю.Г. Басов, А.Г. Раквиашвили, В.В. Сысун. – Минск: Изд. центр БГУ, 2008.- 414 с.

12. Импульсные источники света / И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов и др. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1978.– 472 с.
13. Оптические материалы для инфракрасной техники / Е.М. Воронкова, Б.Н. Гречушников, Г.И. Дистлер. И.П. Петров - М.: Наука, 1965.- 335 с.
14. Planners Seel Effective Visial Defence // Anation week and space Technology.– 1975. – v. 27 - January. - P. 88-95.
15. Patent 487031 (USA), Int. C I⁴ H 01 J 17/20; H 01J 61/34. Pulsed alkali metal vapor discharge lamp with ceramies outer envelope / Katsuya Otani; Mitsubishi - № 183533; Filed 14.03.88; Date of patent 26. 09. 89.
16. Василин Н.Я., Гуринович А.Л. Зенитные ракетные комплексы. М.: Попурри, 2002. – 464 с.
17. Ванин М. Боевое применение переносных ЗРК «Стингер» // Зарубежное военное обозрение.- 1985.- №11-С. 23-28.
18. Викторов В. Зенитный ракетный комплекс «Стингер» // Зарубежное военное обозрение.- 1977.- №1-С. 49-52.
19. Александров Б. Управляемые ракеты "Сайдвиндер" // Зарубежное военное обозрение.- 1978. — №1. — С. 67-70.
20. Викторов В. Французский ЗРК «Мистраль» // Зарубежное военное обозрение.- 1987. — №4. — С. 26-28.
21. Латухин А.Н. Боевые управляемые ракеты М.: Воениздат, 1978. - 159 С.
22. Викторов В. ЗРК малой дальности «Ранира-2000» // Зарубежное военное обозрение.- 1988. — №6. — С. 30.
23. Викторов В. ЗРК сухопутных войск капиталистических стран // Зарубежное военное обозрение.- 1985. — №5. — С. 37-44.
24. Канов А. Мобильные зенитные ракетные комплексы ПВО-ПРО ближнего действия зарубежных стран // Зарубежное военное обозрение. - 2012. — №5. — С. 46-50.
25. Самодергин В.А. Исследование и разработка энергоизлучающих систем активных помех инфракрасным головкам самонаведения с оптимальными энер-

- гетическими характеристиками: Автореф. дис. канд. техн. наук. - М., 1988. – 21 с.
26. Защита воздушных судов от ракетно-террористических атак // Аэрокосмическое обозрение. – 2004. - №4. – С. 11–20.
27. Оружие и технологии России. XXI век // Энциклопедия. /Под ред. С. Иванова.– М.: ИД «Оружие и технологии», 2005. – Т.11.- 720 с.
28. Волжин А.Н., Сизов Ю.Г. Борьба с самонаводящимися ракетами. - М.: Воениздат, 1983.- 144 с.
29. Лебедев Е. Некоторые аспекты защиты летательных аппаратов от ПЗРК // Зарубежное военное обозрение. - 1995. - №3 - С. 26-28.
30. Зубов А. Системы защиты самолетов от переносных зенитных ракетных комплексов MANTA // Зарубежное военное обозрение. - 2012. - №1 - С. 63-67.
31. Ольгин С. Проблемы оптоэлектронного противодействия // Зарубежное военное обозрение.- 2002.- №9 - С. 35-41.
32. Александров Б. Перспективные системы индивидуальной защиты самолетов // Зарубежное военное обозрение. - 1996. - №8 - С. 39-41.
33. Ольгин С. Бортовая авиационная система оптоэлектронного противодействия «Немезис» // Зарубежное военное обозрение. - 2003.- №5 -С.40.
34. Перед лицом вездесущей опасности // Воздушно – космическая оборона.-2001. - №2. – С. 22-28.
35. Устройство активных помех для индивидуальной защиты летательного аппарата от управляемых ракет с оптическими головками самонаведения: пат. 77410 Российская Федерация, МПК⁷ F 41H 13/00/ А.И. Кобзарь, В.С. Казаков, М.А. Малышкин [и др.] – 2008119344/22; заявл. 19.05.08; опубл. 20.10.08, Бюл. №29. – 4 с.
36. Станция активных помех для индивидуальной защиты летательных аппаратов от управляемых ракет с инфракрасными головками самонаведения: пат. 32259

- Российская Федерация, МПК⁷ F 41H 13/00/ В.А. Самодергин, А.И. Кобзарь, Е.И. Козлов. – 2003105940; заявл. 06.03.03; опубл.10.09.03, Бюл. №25. – 5 с.
37. Направленная станция инфракрасного подавления инфракрасных головок самонаведения управляемых ракет: пат. 34715 Российская Федерация, МПК⁷ F 41H 13/00/ В.А. Самодергин, А.И. Кобзарь, Е.И. Козлов. – 2003114633; заявл. 21.05.03; опубл.10.12.03, Бюл. №34. – 5 с.
38. Устройство активных помех для индивидуальной защиты летательных аппаратов от поражающего воздействия управляемых ракет с инфракрасными головками самонаведения: пат. 25590 Российская Федерация, МПК⁷ F 41H 13/00/ В.А. Самодергин, М.С. Захаров, Е.И. Козлов. – 2002108443/20; заявл. 09.04.02; опубл.10.10.02, Бюл. №28. – 4 с.
39. Устройство формирования модулированной помехи оптико – электронным приборам: пат. 130684 Российская Федерация, МПК⁷ G 01 S 7/36 / В.П. Кучин, Н.И. Архипов. – 2000110032/09; заявл. 24.04.00; опубл. 27.04.01, Бюл. №12.–4с.
40. Способ формирования модулированной помехи: пат. 2174237 Российская Федерация, МПК⁷ G 01 S 7/36 / В.П. Кучин, Н.И. Архипов. – 2000110031/09; заявл. 24.04.00; опубл. 27.09.2001, Бюл. №27.–7 с.
41. Бортовая станция активных помех для индивидуальной защиты летательных аппаратов от управляемых ракет с инфракрасными головками самонаведения: пат. 118045 Российская Федерация, МПК⁷ F 41H 11/02 / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. – 2011126640/11; заявл. 30.06.11; - опубл. 10.07.12, Бюл. №19. – 3 с.
42. Гуревич М.С. Влияние частоты модуляции принимаемого излучения на динамические характеристики оптической головки самонаведения // Оптический журнал. - 2002.- Т. 69, №9.- С. 92-96.

43. Якушенков Ю.Г., Луканцев В.Н., Колосов М.П. Методы борьбы с помехами в оптико – электронных приборах. – М.: Радио и связь, 1981.- 180 с.
44. Бураковский Т, Гизиньский Е., Саля А. Инфракрасные излучатели. – Л.: Энергия, 1978.- 408 с.
45. Перед лицом вездесущей опасности // Воздушно – космическая оборона. - 2001. - №2. – С. 22-28.
46. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники: Учебник для техникумов. — М.: Машиностроение, 1985.- 264 с.
47. Лазарев Л. П. Инфракрасные и световые приборы самонаведения и наведения летательных аппаратов. — М.: Машиностроение, 1966.- 394 с.
48. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение. - М.: Мир, 1988.- 416 с.
49. Хадсон Р. Инфракрасные системы. – М.: Мир, 1972. – 536 с.
50. Зуев В.Е., Кабанов М.В..Перенос оптических сигналов в земной атмосфере (в условиях помех). – М.: Советское радио, 1977. – 368 с.
51. Криксунов Л.З., Усольцев И.Ф. Инфракрасные системы обнаружения, пеленгации и автоматического сопровождения движущихся объектов. – М.: Советское радио, 1968. - 320 с
52. Володко А.М., Верховин М.П., Горшков В.А. Вертолеты: Справочник по аэродинамике, динамике полета, конструкции, оборудованию и технической эксплуатации. – М.: Воениздат, 1992. – 557 с.
53. Авиадвигателестроение: Энциклопедия / Под ред. В.М. Чуйко.- М.: Авиамир, 1999. – 301 с.
54. Авиационный турбовальный двигатель ТВ2-117А и редуктор ВР - 8А. Руководство по технической эксплуатации.- М.: Машиностроение, 1987. – 256 с.
55. Карякин Н.А. Прожекторы (Теория и расчет). – М.: Госэнергоиздат, 1944. - 455 с.
56. Сарычев Г.С. Облучательные светотехнические установки. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 241 с.

57. Градов В.М. Разработка методов расчета и исследования радиационных процессов в системах с разрядными источниками селективного излучения: Автореф. дис.... д-ра техн. наук. - М: 2002. – 32 с.
58. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 720с.
59. . Колпакова И.В. Исследование дугового разряда в парах калия как источника накачки лазеров непрерывного действия на АИГ: Nd^{3+} : Автореф. дис. канд. физ. - мат. наук. - Л., 1990. – 21 с.
60. Гайдуков Е.Н. Создание ламп накачки твердотельных неодимовых лазеров на основе дугового разряда в парах щелочных металлов: Автореф. дис. канд. тех. наук. - М., 1984. – 24 с.
61. Волкова Е.Б. Исследование и разработка натриевых ламп высокого давления мощностью 250 Вт: Автореф. дис. канд. тех. - М., 1983. – 23 с.
62. Григорян А.Н. Исследование и разработка натриевых ламп высокого давления с улучшенными спектральными характеристиками: Автореф. дис. канд. тех. наук. - М., 1990. – 22 с.
63. De Groot J.J., Vliet J.A. High – pressure sodium discharge lamps // IEE Proc. – 1981. - V. 128 - №6, P. 415 – 441.
64. Уэймаус Д. Газоразрядные лампы: Пер. с англ. – М.: Энергия, 1977. - 341с.
65. Прозрачная керамика / Г.А. Выдрик, Т.В. Соловьева, Ф.Я. Харитонов – М.: Энергия, 1980. – 96 с.
66. Рубин и сапфир / Под ред. М.В. Классен-Неклюдовой, Х.С. Багдасарова. - М.: Наука, 1974. - 236 с.
67. Антонов П.И., Затуловский Л.М., Костылёв А.С. Получение профилированных монокристаллов и изделий методом Степанова. - Л.: Наука, 1971.- 280 с.
68. Denbigh P.L. Experimental approach to high- pressure sodium and // Light. Res. and Technol. – 1978. – vol. 10, №141. p. 28 - 32
69. Wharmby D.O. High-presser sodium (HPS) aros // Radiat. Processes Discharge Plasmas: NATO Adv. Stady Inst. Pitlory. – 1986. - vol. 5 – p. 327 - 345

70. The vapor pressures of sodium and mercury sodium amalgams at HPS lamp operating temperatures. / Hirayama C., Andrew K.F., Kleinosky R.L. // J. Illum. Eng. Soc. - 1983. - vol. 12, №2. - p. 66 - 69.
71. Temperature variation of sodium and mercury partial pressures over sodium amalgams. // Jones B.F., Mucklejohn S.A. / Light. Res. And Technol. - 1984. - vol. 16, №3. - p. 137 - 139.
72. Зависимость световых и электрических характеристик натриевого разряда высокого давления от состава и температуры амальгамы натрия / Е.Б. Волкова, Н.А. Родионова, Г.Н. Рохлин и др. // Светотехника. – 1976. - № 10. - С.10-12.
73. Osaki N. Temperature distribution of the high pressure sodium vapor discharge plasma. /Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. – 1971.-Vol . 11, № 8. - p. 1111-1123.
74. Waszink J.H. Spectroscopic measurements on a high pressure Na – Xe discharge and coparison with a nonequilibrium calculation // J. Appl. Phys. - 1975. - vol. 46, №7. - p. 3140-3145.
75. Measured and calculated variation of efficacy with input power per unit length in high-pressure sodium lamps. // Denbigh P.L., Jones B.F., Mottram D.A.J. / 3rd Int. Symp. Sci. and Technol. Light Sources, Toulouse. - 1983. - 18-21 apr., Toulouse. - p. 66 - 67.
76. Akutsu H. Trends in HPS lamp technology // LRT. - 1984. - v. 16, № 2. - p. 73-84.
77. Колпакова И.В. Плазменные источники накачки для твердотельных лазеров непрерывного действия // ОМП. – 1990. - №6. - С. 3 - 15.
78. Безртутные натриевые лампы высокого давления мощностью 150 Вт / С.В. Алышев, А.М. Кокинов, Л.И. Кирдяшкина и др. // Светотехника. – 1995. - №10. - С. 6 - 9.
79. Akutsu H. Radiation characteristics of the high – pressure sodium lamp // I. Illum. Eng. Instr. - 1974. - v. 58. №12. - p. 658 – 666.

80. Jongerius M.J. Influence of xenon on the self-reversal maxima of the Na-D emission lines in high-pressure sodium lamps. // *Appl. Phys.* - 1987. - vol. 62, №8. - p. 3138-3149.
81. Improving the life performance of high-CRI HPS lamps/ Graser W. // *J. Illum. Eng. Soc.* - 1991.- vol. 20, №2. - С. 22-28.
82. Н.П. Петренко Расчет, исследование и конструирование натриевых ламп высокого давления с улучшающими спектральные характеристики добавками: Автореф. дис. канд. тех. наук. - М., 1991. – 24 с.
83. Волкова Е.Б., Кобина З.Н., Рохлин Г.Н. Исследование теплового баланса колбы натриевой лампы высокого давления // *Светотехника.* – 1974. - №8.- С. 3 - 5.
84. Rautenberg T.H., Jonson P.D. Time - dependent plasma temperature measurements of high – pressure sodium arc. // *J. Appl. Phys.* - 1977, vol. 48, №6, p. 2270 – 2273.
85. Rautenberg T.H., Jonson P.D. Spectral change mechanism in pulsed high – pressure sodium arc. // *J. Appl. Phys.* - 1979. - vol. 50, №5. - p. 3207 – 3211.
86. Рохлин Г.Н. Работа натриевых ламп высокого давления в пульсирующем режиме // *Светотехника.* – 2001. - №3.- С. 2-8.
87. Dakin J.T, Rautenberg T.H. Frequency dependence of the pulsed high - pressure arc spectrum // *J. Appl. Phys.* – 1984. - Vol. 56, No. 1. - p. 118-124.
88. Pulsed operation of high-pressure sodium lamp. Brates N., Wyner E.F. «*J. Illum. Eng. Soc.*», 1987, 16, №2, 50-52.Discuss., 52-66
89. Pulsed operation of high-pressure sodium discharge lamps.// Gunther K., Kloss H.-G., Lehmann T., Radtke R., Serick F. / *Contrib. Plasma Phys.* -1990.- vol. 30, №6 - С. 715-724.
90. The effect of wall temperature on sodium D-line reabsorption in high-pressure sodium arcs. // Gilliard R.P., Ingold J.H. / *High Temp. Sci.* - 1983, vol. 16, №6. - 399-409.
91. Waymouth John F., Wyner Elliot F. Analysis of factors affecting efficacy of a high-pressure sodium lamps. // *Illum. Eng. Soc.* - 1981.- vol. 10, №4. - p. 237-242.

92. Variation of efficacy with arc tube bore and current in a high-pressure sodium lamp. // Denbigh P.L., Jones B.F., Mottram D.A.J. / IEEE Proc. - 1985, vol. 132, №2. - p. 99-103.
93. Aric Loytty. A new ark tube for HPS lamps. // Lighing Design and application. - 1976. - February - p. 14-17.
94. Akutsu H., Saito N. Energy balance of a high-pressure sodium arc tube. // J. Light and Vis. Env. - 1979. - vol. 3, № 2. - p. 11-17.
95. The discussion on the characteristics of sapphire high pressure sodium lamps. // Da-hua Chen, Heqing Yu, Zuquan Cai. / CIE-Journal. - 1987. - vol. 6, №2. - p. 41-46.
96. Получение трубок сапфира из расплава способом Степанова, исследование их свойств и использование в производстве натриевых ламп высокого давления // С.Е. Азоян, Л.П. Егоров, Л.М. Затуловский и др. / Известия АН СССР. Сер. Физическая. - 1979. - Т.43, №9. - С. 1953-1962.
97. Добровинская Е.Р., Кожушко Г.М., Литвинов Л.А. и др. Эффективность применения искусственного сапфира для горелок натриевых ламп высокого давления. // Светотехника. - 1979. - №4. - С. 8-9
98. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. Оптические свойства лейкосапфира при высоких температурах. Область полупрозрачности//ТВТ. – 1982. – Т.20, №5. – С.872 – 880
99. Oppenheim U.P., Even U. Infrared properties of sapphire at elevated temperatures // J. of the Opt. Soc. Of Amer. - 1962. - V.52, №.9. - P. 1078-1079.
100. Wharmby D.O. Scientific aspects of the high- pressure sodium lamp // IEE Proc. - 1980.- vol. 127, № 3. - P. 165-172.
101. Решенов С.П. Влияние оптических характеристик оболочки горелки на излучение НЛВД // Светотехника. – 2005. - №2.- С.4 - 10.
102. Грицкевич В.Б., Иванцев А.С. Многослойные интерференционные покрытия в разрядных лампах //Светотехника. - 1992. - №6. – С.3-5.
103. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах/ М.Ф. Жуков. Н.П. Козлов, А.В. Пустогаров и др. - Новосибирск : Наука, 1982. - 157 с.

104. Решенов С.П. Катодные процессы в дуговых источниках излучения. - М.: Изд-во МЭИ, 1991. – 254 с.
105. Tielemans P., Oostvogels F. Electrode temperatures in high pressure gas discharge lamps // Philips Journal of Research. - 1983. - V.38. - P. 214-223.
106. Ртутные лампы высокого давления / Под ред. И.М. Весельницкого, Г.Н. Рохлина. – М.: Энергия, 1971. - 326 с.
107. Велит В.А., Гавриш С.В., Градов В.М. Конструирование электродов натриевых ламп высокого давления // Тез. докл. II Международ. светотехн. конф. - Суздаль, 1995. - С. 186.
108. Patent 4467238 (USA), Int. H 01 J 61/34. High-pressure sodium lamp with improved IR reflector. / Silverstein Seth D., Prener Jerome S.; General Electric Co. // № 298836; Filed 03.08.81; Date of patent 21.08.84.
109. White HPS lamps with a color temperature of 2700K // Carleton S., Keijser R. A. J., Van Kemenade J. T. C. / J. Illum. Eng. Soc.- 1991.- vol. 20, №1. – p. 134-139.
110. Машинное моделирование процессов в твердотельных лазерных излучателях и усилителях с ламповой накачкой. Электроразрядные источники накачки. Основные физические свойства плазмы источников накачки / Н.Г. Басов, В.М. Градов, В.И. Жильцов и др. - М., 1984. – 50 с. (Препринт ФИАН, № 95).
111. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет излучательных характеристик дуговых криптоновых и ксеноновых разрядов // Оптика и спектроскопия. – 1979. –Т.47, №4. – С.635 -642.
112. Градов В.М., Щербаков А.А., Яковлев А.В Расчет оптических и электрофизических характеристик дуговых разрядов в парах щелочных металлов // ТВТ. – 1983. –Т.21, №5. - С.858 – 864.
113. Математическое моделирование и исследование импульсных разрядных ламп инфракрасного излучения // Гавриш С.В., Градов В.М., Кузнецова А.В. и др. / Светотехника. -2008.- №5.- С. 14-18.

114. Радиационный теплоперенос в высокотемпературных газах: Справочник / И.Ф. Головнев, В.П. Замураев, С.С. Кацнельсон и др.; Под ред. Р.И. Солоухина. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 256 с.
115. Воробьев А.Н., Даниэль Е.В. К вопросу о температурных изменениях пропускания кварца в видимой и ультрафиолетовой областях спектра при нагреве до 1100 С // ЖПС. - 1970. - Т.12, №.2. - С.347-349.
116. Обратимая непрозрачность оптического кварца, возникающая при контакте с плотной плазмой // С.Н. Белов, М.И. Демидов, И.В. Подмошенский и др. / ЖПС. - 1969. - Т.10, №.3. - С.408-412.
117. Импульсные источники света./ И.С. Маршак, А.С. Дойников, В.П. Жильцов и др. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергия, 1978.– 472 с.
118. Гаврилова Л.И., Дойников А.С., Пахомов В.К. Обобщение характеристик излучения трубчатых импульсных ксеноновых ламп // Импульсная фотометрия. - Л.: Машиностроение, 1973. - С.103-113.
119. Дойников А.С. Спектральные характеристики излучения трубчатых ксеноновых импульсных и дуговых ламп //Обзоры по электронной технике. Электровакуумные и газоразрядные приборы. – 1973. - №11. - 42с.
120. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы: Пер. с англ./ Под ред. А.А. Иванова. - М.: Мир, 1976. – 496 с.
121. Гиршфельдер Д., Кертис Ч., Берд Ф. Молекулярная теория газов и жидкостей. - М.: ИЛ, 1961. - 929 с.
122. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. – 375 с.
123. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. - М.: Атомиздат, 1975. – 334 с.
124. Градов В.М., Щербаков А.А. Расчет электрофизических характеристик дуговых разрядов в криптоне и ксеноне // ТВТ. – 1979. –Т.17, №6. - С.1161 – 1166.

125. Градов В.М., Петрикевич Б.Б., Щербаков А.А. Теоретическое и экспериментальное исследование источников высокоинтенсивного излучения, применяемых для моделирования теплового нагружения // ИФЖ. – 1980. –Т.38, №3. - С.450–456.
126. Градов В.М., Щербаков А.А., Яковлев А.В Расчет оптических и электрофизических характеристик дуговых разрядов в парах щелочных металлов // ТВТ. – 1983. –Т.21, №5. - С.858–864.
127. К теории мощного нестационарного ксенонового разряда с учетом испарения стабилизирующих его стенок / В.М. Градов, В.В. Иванов, Ю.И. Терентьев и др. // ТВТ. – 1981. –Т.19, №1. - С.28–35.
128. Касьянов В.А., Старостин А.Н. К теории тормозного излучения медленных электронов на атоме // ЖЭТФ. - 1965. - Т.48, №.1. - С.295-302.
129. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. - М.: Физматиздат, 1963 - 640 с.
130. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. – М.: Наука, 1982. – 375 с.
131. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора./ В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский, Ю.Г. Красников и др. — М.: Атомиздат, 1980. - 304 с.
132. Рекин А.Д. Уравнения переноса излучения в приближении Шустера-Шварцшильда для задач со сферической и цилиндрической симметрией. //ТВТ. – 1978. - т.16, №4. - с. 811 – 818.
133. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. - М.: Мир, 1976. – 616 с.
134. Сапожников Р. А. Теоретическая фотометрия. - М: Энергия, 1977. - 264с.
135. Bayha William T., Creedon John E., Schneider Sol. Alkali-vapor light sources as optical pumps for Nd:YAG lasers // IEEE-Trans. Electron Devices. – 1970. – V. 17, №8. - P. 612-616.

136. Характерные особенности выращивания сапфировых труб большого диаметра / Е.Р. Добровинская, И.Ф. Звягинцева, Л.М. Каплун и др. //Известия АН СССР. Сер. Физическая. - 1979. - Т.43, №9. - С. 1961 - 1962.
137. Стромберг А.Г., Семченко Д.П. Физическая химия. - М.: Высшая школа, 1988. - 496 с.
138. Металлохимические свойства элементов периодической системы / И.И. Корнилов, Н.М. Матвеева, П.И. Пряхина и др. - М.: Наука, 1966.- 351 с.
139. Касабов Г.А., Конах В.Ф. О давлении насыщенных паров над амальгамой цезия // Труды всесоюзн. Конф. по теплофизическим свойствам веществ при высоких температурах. - Новосибирск, 1966. - С. 228 - 231.
140. Гавриш С.В. Давление компонентов над амальгамой щелочных металлов в разрядных лампах // ПМТФ. – 2011. – Т. 52, № 6. - С. 92-99
141. Справочник химика /Под ред. Б.П. Никольского.– М-Л: Изд-во химической лит-ры, 1963. – Т.1.- 1071 с,
142. Теплофизические свойства щелочных металлов / Э.Э. Шпильрайн, К.А. Якимович, Е.Е. Тоцкий и др. - М.: Издательство стандартов, 1970. - 487 с.
143. Патент РФ (полезная модель) № 72578. Модулируемый источник инфракрасного излучения /МПК H01J 61/52 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. // 20.04.2008, Бюл. № 11.
144. Патент РФ (полезная модель) № 32321. Разрядный источник модулируемого инфракрасного излучения /МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, И.Т. Цогоев, А.И. Кобзарь и др. // 10.09.2003, Бюл. № 25
145. Ниобий и его сплавы/ Г.В. Захарова, И.А. Попов, Л.П. Жорова, Б.В. Федин - М.: Гос. Научн. - техн. Изд-во лит-ры по черной и цветной металлургии, 1961. - 380 с.
146. Батыгин В.Н., Метелкин И.И., Решетников А.М. Вакуумно-плотная керамика и ее спай с металлами. - М.: Энергия, 1973. - 408с.
147. Металлы и сплавы для электровакуумных приборов / А.С. Гладков, В.М. Амосов, Ч.С. Копецкий, А.М. Левин - М.: Энергия, 1969.- 599 с.

148. Фастовский В.Г. Ровинский А.Е., Петровский Ю.В. Инертные газы. - М.: Атомиздат, 1972. - 352 с.
149. Черепнин Н.В. Вакуумные свойства материалов для электровакуумных приборов. - М.: Советское радио, 1966. - 350 с.
150. Патент РФ (полезная модель) № 92741. Разрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптико – электронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет /МПК H01J 61/52 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. // 27.03.2010, Бюл. № 9.
151. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977. - 344 с.
152. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов / Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Тарзиманов, и др. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 352 с.
153. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов. - Киев: Наукова думка, 1981. - 339 с.
154. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах- М.: Издательство иностранной литературы, 1960. — 606 с.
155. Вакуленко В.М., Иванов Л.П. Источники питания лазеров. - М.: Советское радио, 1980.- 102 с.
156. Механическая прочность безблочных профилированных монокристаллов корунда / В.Б. Браиловский, Е.Н. Гайдуков, Т.В. Макарова и др. // Электронная техника. Сер. Материалы. – 1991. - № 1. - С. 53-55.
157. Гавриш С.В., Жмаев В.С., Кобзарь А.И., Логинов В.В. Исследование факторов, определяющих модуляционные характеристики разрядных ИК – источников // Прикладная физика. – 2009. - №1. – С. 53-59.
158. Малкин О.А. Импульсный ток и релаксация в газе. М.: Атомиздат, 1974. - 280с.
159. Гаврилова Л.И., Игнатьев В.Г. Спектральные характеристики импульсных ксеноновых трубчатых ламп больших диаметров в различные моменты времени // Импульсная фотометрия. - Л.: Машиностроение, 1972, - С. 139-144.

160. Gradov V.M., Gavrish S.V. Mathematical modeling of selective emitting nonequilibrium plasma in complex optical systems // *Light & Engineering*. – 1997. - Vol. 5, No. 3. - P. 16-19.
161. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. – М.: Энергия, 1977. – 240 с.
162. Андреев А.В., Карев А.В., Литвинов В.С. Режим остывания и повторное зажигание ламп, содержащих ртуть // *Светотехника*. - 1989. - №1. - С.5-7.
163. Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Субботин В.И. Испарение и конденсация металлов. - М.: Атомиздат, 1976. - 216 с.
164. Шибкова Л.В., Шибков В.М. Разряд в смесях инертных газов. – М.: Физматлит, 2005. – 200 с.
165. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. - М: Гос. Из-во Физ. – мат. литературы, 1963. - 640 с.
166. Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М. Таблицы спектральных линий М: Гос. Из-во Физико – теоретической литературы, 1952. - 562 с.
167. Кржижановский Р.Е., Штерн З.Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислов). Справочная книга. - Л. Энергия, 1973. - 336 с.
168. Шашков А.Г., Абраменко Т.Н. Теплопроводность газовых смесей. - М.: Энергия, 1970. - 288 с.
169. Breaking stresses in seals of sapphire lamps / E.N. Gaidukov, V.B. Brailovskii, S.V. Gavrish, A.E. Ryzhkov // *Light & Engineering*. – 1998. - V. 6, №1. - P. 37-41.
170. Пчелин В.М., Розовский Е.И. Рохлин Г.Н. Особенности измерения температуры колб высокоинтенсивных источников света термомпарным способом. // *Светотехника*. – 1980. - №11. - С.11-14
171. Рохлин Г.Н., Семенов Н.Я. Экспериментальное определение температуры горелок натриевых ламп высокого давления. // *Светотехника*. – 1978. - №12. - С. 4-7.
172. Лингарт Ю.К., Петров В.А. Измерение температуры поверхности некоторых полупрозрачных материалов// *ТВТ*.- 1980. - Т. 10, №1.- С. 174-180.

173. Лингарт Ю.К., Петров В.А. Экспериментальное исследование температурных полей в монокристаллах лейкосапфира// ТВТ.- 1982. - Т. 20, №4.- С. 725-732.
174. Татарченко В.А. Устойчивый рост кристаллов - М.: Наука, 1988. - 240 с.
175. Добровинская Е.Р., Литвинов Л.А., Пищик В.В. Энциклопедия сапфира - Харьков: Институт монокристаллов, 2004. - 508 с.
176. Темкин Д.Е, Чернов А.А., Мельникова А.М. Захват инородных частиц кристаллов, растущего из расплава с примесями// Кристаллография.- 1977. - Т. 22, вып. 1 - С. 27-34.
177. Грум - Гржимайло С.В. Приборы и методы для оптического исследования кристаллов - М.: Наука, 1972.-128 С.
178. Характер несовершенств профилированных монокристаллов сапфира/ Г.А. Сатункин, В.А. Татарченко, Е.М. Цейтлин, Т.Н. Яловец // Известия АН СССР. Сер. Физическая. - 1976. - Т.40, №7. - С. 1492 - 1498.
179. Ван Бюрен Х.Г. Дефекты в кристаллах. - М.: Изд-во иностр. Лит-ры, 1962.- 610 с.
180. Инденбом В.Л. Напряжения и дислокации при росте кристаллов // Известия АН СССР. Сер. Физическая. - 1973. - Т.37, №11 - С. 2258 - 2267.
181. Багдасаров Х.С., Белых И.Г., Федоров Е.А. Разориентация блоков в кристаллах лейкосапфира // Кристаллография. - 1982. - Т. 27, вып. 1 - С. 307 - 308.
182. Образование дефектной структуры в профилированных кристаллах оптического корунда/ М.И. Мусатов, И.Н. Николаев, И.И. Петрунина и др. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. - 1980. - Т.44, №2. - С. 400 – 403.
183. Исследование состояния поверхностей деталей из сапфира после их финишной обработки / В.В. Рогов, В.Н. Ткач, Н.Д. Рублев, А.В. Троян и др. // Сверхтвердые материалы. – 2008. - №2. - С. 67-74.
184. Ю.П. Андреев, Р.В. Браиловская, Н.А. Воскресенская. Физико – технические свойства кварцевых стекол для оболочек источников высокоинтенсивно-

- го света //Обзоры по электронной технике. Сер. Электровакуумные и газоразрядные приборы. – 1976. - № 8. – 75 С.
185. А.И. Кобзарь, А.Т. Овчаров Фотоиндуцированные процессы в оболочках импульсных ламп накачки лазеров // Обзоры по электронной технике. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника. – 1988. - № 3. – 50 С.
186. Готтштайн Г. Физико - химические основы материаловедения - М.: Бином, 2009.- 401 с.
187. Пекар С.И. К теории люминесценции и поглощения света примесями в диэлектриках // ЖТЭФ. – 1952. - Т.22, №6. - 641-657.
188. Оптические свойства синтетического лейкосапфира / Х.С.Багдасаров, Б.Н. Гречушников, О.В. Качалов, А.К. Маркабаев и др. // Кристаллография. -1985.- Т.30, вып. 3. - С. 605-607.
189. Абрамов В.Н., Карин М.Г., Кузнецов А.И., Сидорин К.К. Электронная структура и оптические свойства Al_2O_3 // ФТТ. - 1979. - Т. 21, вып. 1 - С. 80-86.
190. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высшая школа, 1984.- 386 С.
191. Березина И.Е., Цивинский С.В., Затуловский Л.М. Некоторые закономерности формирования дефектов в профилированных кристаллах сапфира // Изв. АН СССР, сер. Физическая.- 1985. -Т 49, №12.- С. 2398- 2405.
192. Ильин В.В., Назарова В.Я., Туровская Т., Чмель А.Е. Спектроскопическое исследование поверхностного слоя полированного монокристалла $\alpha - Al_2O_3$ // ЖПС.- 1994. - Т. 60, №1-2, С. 135-140.
193. Crawford J.H. A review of neutron radiation damage on corundum crystals. // Journal of nuclear materials.- 1982. - vol. 108 - p.644-654.
194. Плаксин О.А., Степанов В.А. Радиационно - индуцированные электрические и оптические процессы в материалах на основе Al_2O_3 . // Оптика и спектроскопия. - 2001. Т. 90, № 34. - С. 612-621.

195. В.В. Арутюнян, А.К. Бабаян, В.А. Геворкян. Исследование природы образования центров окраски в корунде по спектрам отражения с применением синхротронного излучения. // ФТТ. - 1995.- Т.37, №2.- С.443-447.
196. Арутюнян В.В., Бабаян А.К., Геворкян В.А., Махов В.Н. Влияние облучения на дефектообразование поверхности монокристаллов $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ // Поверхность. Физика, химия, механика. - 1994. - №10-11. - С. 128-133.
197. Яковлев С.А. Зависимость прозрачности белого сапфира от температуры в УФ области спектра // ПТЭ. - 1962. - №2.- С. 175-176.
198. Тахчиев С., Самунова Б., Джамбазин П., Марчев В. Керамические припои для горелок натриевых ламп высокого давления // Стекло и керамика. - 1990. - №12. - С. 25-26.
199. Пучнина С.В. Структурные изменения в материалах при пайке стеклокерамическим припоем ниобия с сапфиром // Сварочное производство. – 2015. - №9. – С. 21 – 27.
200. Пучнина С.В. Герметичные соединения сапфир – металл, работающие в условиях агрессивного воздействия паров щелочного металла. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2013», Ч. 3 - М.: Энергоатомиздат, 2013. - С. 162 - 165.
201. Гаврилов С.А., Гавриш С.В., Пучнина С.В. Термоупругие напряжения в соединениях сапфира с металлом. // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2015», Ч. 3 - М.: Энергоатомиздат, 2015. - С. 110 - 113.
202. Метод оценки надежности соединений сапфира с ниобием при работе в парах щелочных металлов / С.А. Гаврилов, С.В. Гавриш, С.В. Пучнина и др. //Радиационная стойкость электронных систем «Стойкость - 2015». Научно - технический сборник - М.: МИФИ, 2015. - С. 127 -128.

203. Патент РФ (полезная модель) № 134699. Разрядная лампа с цезиевым наполнением /МПК H01J 61/00 /С.В. Гавриш, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо и др. // 20.11.2013.- Бюл. №32
204. Патент РФ (полезная модель) № 130755. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением /МПК H01J 61/02 /С.В. Гавриш, В.В. Логинов, С.В. Пучнина, и др. // 27.07.2013, Бюл. №21
205. Сверхчистые металлы. Сборник докладов американского общества металлов. - М.: Металлургия, 1965. – 230 с
206. Титц Т., Уилсон Дж. Тугоплавкие металлы и сплавы. - М.: Металлургия, 1969. - 352 с.
207. Диаграммы состояния силикатных систем. Справочник: Металлокислородные соединения силикатных систем. /Торопов Н. А., Барзаковский В. П., Бондарь И. А., Удалов Ю. П. - Л.: Наука, 1969. - 448 с.
208. Химия цементов. /Под редакцией Тейлора Х.Ф.У М.: Стройиздат, 1969. - 504 с.
209. Oomen J.J.C., Rouwendal J.W. High pressure sodium lamp seals based on rare earth aluminates // Proceedings of Symposium. High Temperature Lamp Chemistry. Scientifically and Technology. – 1985, Toronto. – p. 291 - 312.
210. Гаврилов С.А., Гавриш С.В., Пучнина С.В Анализ механизма утечки щелочного металла в стеклокерамических соединениях сапфира с ниобием // Известия вузов. Электроника. – 2017. – Т. 21, №1. – С. 13 – 20
211. Основы техники и физики спая / В. А. Преснов, Ю. Б. Новодворский, М. П. Якубеня. – Томск: Издательство томского университета, 1961. – 236 с.
212. Ерошев В.К. Металло – керамические вакуумно – плотные конструкции. – М.: Энергия, 1979. – 160 с.
213. Гавриш С.В., Логинов В.В., Пучнина С.В. Технология получения неразъемных соединений сапфира с металлами. // Сварочное производство. - 2014.- №1.- С. 31- 34.

214. Пучнина С.В. Металлизационные покрытия на сапфире для пайки с металлом // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2014», Ч. 3 - М.: Энергоатомиздат, 2014 - С. 159 – 162.
215. Патент РФ (полезная модель) № 121649. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками /МПК H01J 61/00 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, С.В. Пучнина и др. // 27.11.2012. - Бюл. №30
216. Л.Ф. Герасимова, А.А. Ермакова Технология получения вакуумноплотных спаев корундовой керамики с металлами для применения в агрессивных средах // Электроника. Сер. Материалы. – 1967.- вып. 7. – С. 91 - 99.
217. Решетников А.М., Парилова Г.А., Пикуло Н.К. Паста для металлизации алюмооксидных и других керамик // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. - 1989. - № 9. - С. 65-68.
218. Жмудь Е.С., Шмелев А.Е., Метелкин И.И. Исследование взаимодействия титана с высокоглиноземистой керамикой // Неорганические материалы.- 1973. - Т.9. - №10. - С. 1798-1801.
219. Метелкин И.И., Шмелев А.Е. О пайке керамики активными металлами // Физика и химия обработки материалов. -1972. - №4. – С. 123-127.
220. Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. - М.: Металлургия, 1992. - 432 с.
221. Любимов М.Л. Спаи металла со стеклом. - М.: Энергия, 1968. – 256 с.
222. Патент РФ (полезная модель) № 130750. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением /МПК H01J 61/02 /С.В. Гавриш, В.В. Логинов, С.В. Пучнина и др. // 27.07.2013. - Бюл. № 21.
223. Патент РФ (полезная модель) № 97213. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением /МПК H01J 65/00 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов и др. // 27.08.2010. - Бюл. №30.

224. Патент РФ (полезная модель) № 97211. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением /МПК H01J 65/00 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов и др. // 27.08.2010.- Бюл. №24.
225. Справочник по пайке / Под ред. И.Е. Петрунина. -М.: Машиностроение, 2003. – 480 с.
226. Применение рентгеноспектрального анализа при разработке разрядных ламп с сапфировой оболочкой /С.В. Гавриш, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо и др //Радиационная стойкость электронных систем «Стойкость - 2014». Научно - технический сборник - М.: МИФИ, 2014. - С. 127 -128.
227. Масленников С.В. Применение микрорентгеноспектрального анализа. - М.: Metallurgia, 1968. – 110 с.
228. Сенкевич К.С., Шляпин С.Д. Исследование процесса диффузионной сварки сплавов на основе никелида титана // Сварочное производство. – 2011- №4. – С. 47 – 50.
229. Басов Ю.Г. Характеристики импульсных коаксиальных ламп // ЖПС. – 1981. – Т. 34, №4. - С.581 – 597.
230. Журавлева Л.И., Кромский Г.И., Щербаков А.А. Об оптической эффективности коаксиальных систем накачки жидкостных ОКГ // ЖПС. – 1974. – Т. 204, №4. - С. 981 – 986.

**Личный вклад автора в получение научных результатов диссертации
«Создание импульсных газоразрядных источников ИК излучения
нового поколения для оптико-электронных систем»**

Вклад автора в публикациях по теме диссертации является определяющим и заключается в выборе направления исследования и постановке задач, разработке методик и проведении экспериментов, обработке и интерпретации экспериментальных данных, получении основных научных результатов, разработке основных теоретических положений, апробации результатов исследования, подготовке публикаций по выполненной работе [A1-A15, A34-A39]. Все результаты и научные положения диссертации, выносимые на защиту, получены и сформулированы лично автором.

Личное участие автора в расчетно – теоретических работах, выполненных в соавторстве, заключается в непосредственном их выполнении [A21, A22] или равноправном участии в формировании содержательной модели и систем уравнений с комплексом граничных условий [A19], проведение численных экспериментов по разработанным программам [A24], анализе адекватности моделей, корректировке расчетных схем и интерпретации полученных результатов [A19, A21, A27].

В работах, посвященных экспериментальным исследованиям, личный вклад автора заключается в непосредственном выполнении, участии в постановке задач или руководстве исследованиями [A16, A17, A25, A29, A31], разработке методик испытаний, технических решений и анализе результатов [A23, A26, A28, A30, A32, A33]. В итоге автор внес решающий вклад в разработку вопросов, рассматриваемых в диссертационной работе.

В создании запатентованных решений вклад автора заключается :

- в разработке конструкторских решений [A40-A47, A49, A53, A54, A58-A60, A67 - A72, A74, A77-A79, A82],
- в исследовании и разработке способов реализации функционирования газоразрядных источников и систем на их основе [A48, A50-A52, A66, A75, A76, A81, A83, A85],
- в анализе физических и химических процессов в предлагаемом техническом решении в процессе технологической реализации и функционирования газоразрядной лампы [A55-A57, A61-A65, A73, A80, A84].

Основные статьи в периодических журналах перечня ВАК РФ или публикации, индексируемые SCOPUS:

Публикации без соавторов:

A1. Гавриш С.В. Теплофизические процессы в сапфировых колбах разрядных ламп // Прикладная физика. – 2010. №4. - С. 45-49.

A2. Гавриш С.В. Разрядные источники излучения с сапфировой оболочкой // Прикладная физика. – 2011. №4. - С. 42-51.

A3. Гавриш С.В. Радиационные процессы в импульсной цезиевой плазме высокого давления // Теплофизика и аэромеханика. - 2011, том 18, № 2. - С.317 - 324.

A4. Гавриш С.В. Давление компонентов над амальгамой щелочных металлов в разрядных лампах // Прикладная механика и техническая физика. - 2011.- Т 52, № 6. - С. 92-99.

A5. Гавриш С.В. О квазистационарной стадии импульсного цезиевого разряда высокого давления // Светотехника. – 2009. - №1. - С. 27-31.

A6. Гавриш С.В. О возможности получения импульсного коаксиального Cs-Hg-Xe разряда // Светотехника. – 2012. - №1.- С. 59-61.

A7. Gavrish S. V. The Effect of Structural Flaws on the Properties of the Sapphire Shell of a Discharge Radiation Source // Russian journal of nondestructive testing. - 2010. - Vol. 46, No. 8 – P. 603 – 610.

A8. Gavrish S. V. Dependence of the Reliability of Discharge Radiation Sources on the Structural Perfection of Sapphire Envelopes// Russian journal of nondestructive testing. - 2010. - Vol. 46, No. 12 – P. 911 – 917.

A9. Гавриш С.В. Технология выращивания и характеристики профилированных сапфировых труб для оболочек разрядных ламп. // Технология машиностроения. – 2008. №6. – С. 56-61.

A10. Гавриш С.В. Влияние радиационных воздействий на физические процессы в оболочках импульсных разрядных ламп // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2010. – вып. 3. - С 59-62.

A11. Гавриш С.В. Исследование временной зависимости радиационных процессов в импульсных разрядах высокого давления. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика Радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2011. – вып. 3. - С 101-105.

A12. Гавриш С.В. Спектральная диагностика теплофизических процессов в Cs-Hg-Xe разрядных лампах//Технология машиностроения.–2010. №10 – С. 43-47.

A13. Гавриш С.В. Радиационные процессы в импульсных лампах с инертно - металлическими плазмообразующими средами // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика Радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2011. – вып. 3. С 95-100.

A14. Гавриш С.В. Влияние плазмодинамики натриевого разряда на спектральные характеристики излучения // Прикладная физика. – 2011. №3. - С. 67-72.

A15. Гавриш С.В. Воздействие внешних энергетических факторов на теплофизические и радиационные характеристики импульсного цезиевого разряда // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2011. – вып. 3. С 89-94.

Публикации, выполненные в соавторстве:

A16. Исследование факторов, определяющих модуляционные характеристики разрядных ИК источников // С.В. Гавриш., А.И. Кобзарь, В.С. Жмаев и др. // Прикладная физика. – 2009. №1. – С. 53-59.

A17. Разработка модулируемых цезиевых источников ИК излучения повышенной мощности // С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. // Прикладная физика. – 2010. №2. – С. 85-90.

A18. Разрядные источники инфракрасного излучения для специальных целей / С.В. Гавриш, Е.Н. Гайдуков, Б.А. Константинов и др. // Светотехника. - 1998. №3. - С. 22-24.

A19. Gradov V.M., Gavrish S.V. Mathematical modeling of selective emitting nonequilibrium plasma in complex optical systems // Light & Engineering. – 1997. - Vol. 5, No. 3. - P. 16-19.

A20. Исследования температурных полей в разрядных источниках ИК излучения с сапфировой оболочкой / С.В. Гавриш, В.В. Логинов, С.В. Пучнина и др. // Оборонный комплекс России – научно - техническому прогрессу. – 2014. №1. - С. 49 – 55.

A21. Исследование оптических свойств импульсно - периодического разряда высокого давления в цезии / Ф.Г. Бакшт, С.В. Гавриш, В.Б. Каплан и др. // Прикладная физика. – 2009. №6. - С. 83-87.

A22. Гавриш С.В., Градов В.М., Терентьев Ю.И. Особенности конструкции и работы ламп с сапфировыми оболочками // Светотехника. – 2008. - №2.- С. 12-18.

A23. Динамика развития сильноточного импульсно - периодического цезиевого разряда/ Гавриш С.В., Каплан В.Б., Марциновский А.М. и др. // Письма в ЖТФ. – 2015. - вып. 64. - С. 64 - 71.

A24. Математическое моделирование и исследование импульсных разрядных источников инфракрасного излучения. Теплофизические и спектрально-энергетические характеристики / С.В. Гавриш, В.М. Градов, Ю.И. Терентьев и др. // Светотехника. – 2008. - №5.- С. 12-18.

A25. Breaking stresses in seals of sapphire lamps / E.N. Gaidukov, V.B. Brailovskii, S.V. Gavrish, A.E. Ryzhkov // Light & Engineering. – 1998. - V. 6, №1. - P. 37-41.

A26. Оптические системы прожекторного типа на основе комбинации источников оптического излучения / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. // Светотехника. – 2011. - №1.- С. 12-15.

A27. Спектр видимого излучения импульсно-периодического разряда высокого давления в цезии / Ф.Г. Бакшт, С.В. Гавриш, В.Б. Каплан и др. // Письма в ЖТФ. – 2008. - Т. 34, вып. 24. - С. 55-60.

A28. Гавриш С.В., Логинов В.В. Материалы оболочек разрядных ламп высокого давления. Сапфир. // Технология машиностроения. – 2009. № 4. – С. 5-9.

A29. Браиловский В.Б., Гавриш С.В., Рыжков А.Е. Дефекты структуры и диагностика характеристик труб из профилированных монокристаллов корунда для оболочек импульсных разрядных ламп ИК излучения // Контроль. Диагностика. – 2007. №2. – С. 49-59.

A.30 Контроль теплофизических и излучательных характеристик импульсного разряда в парах щелочных металлов оптико спектральными методами. / С.В. Гавриш, В.В. Логинов, Д.В. Шерстнев и др.// Контроль. Диагностика. – 2011. №12. – С. 39-44.

A31. Основы конструирования разрядных источников с сапфировой оболочкой / С.В. Гавриш, М.А. Левкин, Д.В. Шерстнев и др. // Технология машиностроения. – 2011. №4. – С. 59-65.

A32. Влияние радиационных воздействий на излучательные параметры импульсных ламп с сапфировой оболочкой / С.В. Гавриш, В.Ю. Кустов, О.Ш. Мамин и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. – 2008. – вып. 1. С 55-57.

A33. Гаврилов С.А., Гавриш С.В., Пучнина С.В. Метод контроля потерь щелочных металлов в стеклокерамических соединениях сапфира с ниобием // Известия вузов. Электроника. – 2016. – Т. 21, вып. 1. – С. 13 – 20.

Доклады на международных конференциях без соавторов:

A34. Гавриш С.В. Исследование световых характеристик импульсных ламп с разрядом в парах щелочных металлов, работающих на частотах до 6 кГц. //Тез. докл. II Международ. светотехн. конф. - Суздаль, 1995. - С. 186.

A35. Гавриш С.В. Исследование процессов конденсации паров металла после выключения ламп с щелочными добавками в условиях принудительного охлаждения. // Тез. докл. III Международ. светотехн. конф. - Новгород, 1997. – С. 134.

A36. Гавриш С.В. Особенности зажигания импульсных цезиевых ламп с двумя сапфировыми оболочками // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2007», Т.3 - М.: Энергоатомиздат, 2007.- С. 246-249.

A37. Гавриш С.В. Излучательные процессы в квазистационарной стадии сильноточного разряда в парах цезия // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2007», Т.3 - М.: Энергоатомиздат, 2007.- С. 242-245.

A38. Гавриш С.В. Радиационная плазмодинамика натриевого разряда высокого давления // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2010», Ч. 1 - М.: Энергоатомиздат, 2010.- С. 298- 302.

A39. Гавриш С.В. Короткодуговые ксеноновые лампы сверхвысокого давления с сапфировой оболочкой // Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения. Материалы Международной научно - технической конференции «INTERMATIC-2013», Ч. 3 - М.: Энергоатомиздат, 2013.- С. 205 – 207.

Примечание : 35 докладов выполнено в соавторстве.

Патенты на полезную модель:

A40. Патент РФ (полезная модель) № 32321. Разрядный источник модулированного инфракрасного излучения. 7 Н 01J 61/34 /С.В. Гавриш, И.Т. Цогоев, А.И. Кобзарь, В.А.Самодергин // 10.09.2003, Бюл. №25.

A41. Патент РФ (полезная модель) № 52655, МПК H01J 1/34. Разрядный источник инфракрасного излучения. /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, И.Т. Цогоев, и др. // 10.04.2006, Бюл. №10.

A42. Патент РФ (полезная модель) № 54698. Разрядный источник модулированного инфракрасного излучения. МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, И.Т. Цогоев, В.С. Жмаев // 10.07.2006, Бюл. №19.

А43. Патент РФ (полезная модель) № 56718. Разрядный источник инфракрасного излучения. МПК H01J 61/52 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, И.Т. Цогоев, В.С. Жмаев // 10.09.2006, Бюл. 25.

А44. Патент РФ (полезная модель) № 65296, МПК H01J 61/52. Разрядный источник инфракрасного излучения /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.С. Жмаев и др.// 27.07.2007, Бюл. №21.

А45. Патент РФ (полезная модель) №71030. Газоразрядная лампа. МПК H01J 61/36 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов, С.А. Пентин // 20.02.2008, Бюл. №5.

А46. Патент РФ (полезная модель) № 72578, МПК H01J 61/52. Модулируемый источник инфракрасного излучения. /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов и др.// 20.04.2008, Бюл. №11.

А47. Патент РФ (полезная модель) № 85753. Короткодуговая газоразрядная лампа для устройства оптико-электронного противодействия. МПК H01J 61/02 / С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов // 10.08.2009, Бюл. №22.

А48. Патент РФ (полезная модель) № 88121, МПК F41H 13/00. Устройство индивидуальной защиты летательного аппарата от управляемых ракет с оптическими головками самонаведения. /С.В. Гавриш, Б.И. Желтиков, А.И. Кобзарь и др. // 27.10.2009, Бюл. №30.

А49. Патент РФ (полезная модель) № 88210. Короткодуговая ксеноновая лампа для устройства оптико-электронного противодействия. МПК H01J 61/02 / С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов // 27.10.2009, Бюл. №30.

А50. Патент РФ (полезная модель) № 90616, МПК H01J 61/30. Газоразрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптико - электронного противодействия управляемым ракетам с инфракрасной головкой самонаведения. / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.М. Градов и др.// 10.01.2010, Бюл. №1.

А51. Патент РФ (полезная модель) № 92713. Инфракрасный прожектор для легкобронированной военной техники. МПК F21S 2/00 /С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, А.К. Льянов, А.Н. Соловьёв // 27.03.2010, Бюл. №9.

А52. Патент РФ (полезная модель) № 92741, МПК H01J 61/52. Разрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптико-электронного проти-

водействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, и др. // 27.03.2010, Бюл. №9.

А53. Патент РФ (полезная модель) № 93582. Короткодуговая ксеноновая лампа для устройства оптико-электронного противодействия. МПК H01J 61/02 / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, О.В. Шумейко // 27.04.2010, Бюл. №12.

А54. Патент РФ (полезная модель) № 95430, МПК H01J 61/02. Цезиевая лампа для устройства оптико-электронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, и др. // 27.06.2010, Бюл. №18.

А55. Патент РФ (полезная модель) № 97211. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением. МПК H01J 61/00 /С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, О.В. Латынин // 27.08.2010, Бюл. №24.

А56. Патент РФ (полезная модель) № 97213. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением. МПК H01J 65/00 /С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, О.В. Латынин // 27.08.2010, Бюл. №24.

А57. Патент РФ (полезная модель) № 100671. Токоввод цезиевой лампы с двумя лейкосапфировыми оболочками. МПК H01J 61/02 /С.В. Гавриш, В.С. Жмаев, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, О.В. Латынин // 20.12.2010, Бюл. №35.

А58. Патент РФ (полезная модель) № 102429. Источник инфракрасного излучения станции активных помех тепловым головкам самонаведения управляемых ракет. МПК H01J 61/56 /С.В. Гавриш, А.Э. Геворкян, В.М. Градов, А.И. Кобзарь, В.Ю. Кустов, М.А. Левкин // 27.02.2011, Бюл. №6.

А59. Патент РФ (полезная модель) № 103669, МПК H01J 61/34. Импульсная разрядная лампа инфракрасного излучения. / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др.//20.04.2011, Бюл. №11.

А60. Патент РФ (полезная модель) № 107641. МПК H01J 61/00. Разрядная лампа инфракрасного излучения для устройства оптикоэлектронного противодействия. /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, С.В. Пучнина и др.//20.08.2011, Бюл. №23.

А61. Патент РФ (полезная модель) № 109917. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками. МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, В.Ю. Кустов // 27.10.2011, Бюл. №30.

А62. Патент РФ (полезная модель) № 109918. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками. МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов, Т.В. Игнатова, З.Д. Никифорова //27.10.2011, Бюл. №30.

А63. Патент РФ (полезная модель) № 111348. Газоразрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптико-электронного противодействия. МПК H01J 61/30 / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, В.Ю. Кустов // 10.12.2011, Бюл. №34.

А64. Патент РФ (полезная модель) № 115485. Устройство для измерения оптической прозрачности в инфракрасной области спектра трубчатой оболочки из лейкосапфира газоразрядных ламп с цезиевым наполнением. МПК G01N 21/59 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, А.В. Королева, С.В. Пучнина, В.В. Логинов // 27.04.2012, Бюл. №12.

А65. Патент РФ (полезная модель) № 117038. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением. МПК H01J 61/00 / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Т.Н. Баринаова, С.В. Пучнина, В.В. Логинов // 10.06.2012, Бюл. №16.

А66. Патент РФ (полезная модель) № 118045, МПК F41H 11/02, МПК F42В 5/15 Бортовая станция активных помех для индивидуальной защиты летательных аппаратов от управляемых ракет с инфракрасными головками самонаведения. / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Д.Н. Кугушев и др. // 10.07.2012, Бюл. №19.

А67. Патент РФ (полезная модель) № 118793. Цезиевая лампа с лейкосапфировыми оболочками. МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, Т.Н. Баринаова, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов, С.В. Пучнина // 27.07.2012, Бюл. №21.

А68. Патент РФ (полезная модель) № 118794. Источник инфракрасного излучения. МПК H01J 61/52 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Т.В. Игнатова, Д.Н. Кугушев, В.Ю. Кустов //27.07.2012, Бюл. №21.

А69. Патент РФ (полезная модель) № 119520. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками. МПК H01J 61/34 /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Т.Н. Баринаова, Д.Н. Кугушев, В.Ю. Кустов // 20.08.2012, Бюл. №23.

А70. Патент РФ (полезная модель) № 121649. . МПК H01J 61/00. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов, С.В. Пучнина и др. // 27.10.2012, Бюл. №30.

А71. Патент РФ (полезная модель) № 123226. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением. МПК H01J 61/02 / С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, Т.Н. Барина, Д.Н. Кугушев, Т.В. Игнатова // 20.12.2012, Бюл. №35.

А72. Патент РФ (полезная модель) № 123227. МПК H01J 61/06. Разрядный источник модулированного инфракрасного излучения. /С.В. Гавриш, А.И. Кобзарь, В.В. Логинов, С.В. Пучнина и др. // 20.12.2012, Бюл. №35.

А73. Патент РФ (полезная модель) №130750. Токоввод в газоразрядную лампу с цезиевым наполнением. МПК H01J 61/02/ С.В. Гавриш, В.В. Логинов, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо // 27.07.2013, Бюл. №21.

А74. Патент РФ (полезная модель) №134699. Разрядная лампа с цезиевым наполнением. МПК H01J 61/00/ С.В. Гавриш, З.Д. Никифорова, С.В. Пучнина, И.А. Питькова, А.В. Сурдо // 20.11.2013, Бюл. №32.

А75. Патент РФ (полезная модель) №138402. МПК H01J 61/00. Газоразрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптоэлектронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. / С.В. Гавриш, Т.Н. Барина, Д.Н. Кугушев, А.В. Сурдо, и др. // 10.03.2014, Бюл. №7.

А76. Патент РФ (полезная модель) №142072. Источник модулированного инфракрасного излучения устройства оптоэлектронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. МПК H01J 61/00/ С.В. Гавриш, Т.В. Игнатова, В.Ю. Кустов, В.В. Логинов, А.В. Сурдо // 20.06.2014, Бюл. №17.

А77. Патент РФ (полезная модель) №146427. МПК H01J 61/34. Цезиевая лампа с двумя лейкосапфировыми оболочками. / С.В. Гавриш, Т.В. Игнатова, Т.Н. Барина, С.В. Пучнина и др. // 10.10.2014, Бюл. №28.

А78. Патент РФ (полезная модель) №152355. Короткодуговая ксеноновая лампа для устройства оптоэлектронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. МПК H01J 61/02/ С.В. Гавриш, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, А.В. Сурдо, О.В. Шумейко // 27.05.2015, Бюл. №15.

А79. Патент РФ (полезная модель) №153815. МПК H01J 61/52. Разрядный источник инфракрасного излучения для устройства оптоэлектронного противодействия инфракрасным головкам самонаведения управляемых ракет. / С.В. Гавриш, Т.Н. Барина, В.В. Логинов, С.В. Пучнина и др. // 10.08.2015, Бюл. №22.

А80. Патент РФ (полезная модель) №154036. Устройство для формирования локальной зоны для нанесения металлического покрытия на наружной поверхности защитной трубчатой оболочки из лейкосапфира газоразрядной лампы с цезиевым наполнением. МПК С23С 14/00/ С.В. Гавриш, Т.В. Игнатова, В.Ю. Кустов, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо // 10.08.2015, Бюл. №22.

А81. Патент РФ (полезная модель) №159078. Источник инфракрасного излучения для устройства оптико-электронного противодействия. МПК Н01J 61/00/ С.В. Гавриш, Д.Н. Кугушев, В.В. Логинов, А.В. Сурдо, О.В. Шумейко // 27.01.2016, Бюл. №3.

А82. Патент РФ (полезная модель) №163395. Короткодуговая ксеноновая лампа для устройства оптоэлектронного противодействия . МПК Н01J 61/02/ С.В. Гавриш, В.В.Логинов, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо, Шумейко О.В. // 20.07.2016, Бюл. №20.

А83. Патент РФ (полезная модель) №168876. МПК F41H 13/00. Система индивидуальной защиты летательного аппарата от управляемых ракет с инфракрасными головками самонаведения. / С.В. Гавриш, М.Ю. Герасимов, В.Ю. Кустов, В.В.Логинов и др. // 22.02.2017, Бюл. №6.

А84. Патент РФ (полезная модель) №169156. Устройство для сборки под пайку герметизирующих элементов токоподводов к защитной трубчатой оболочке из лейкосапфира газоразрядной лампы с цезиевым наполнением. МПК В23К1/00/ С.В. Гавриш, С.А. Гаврилов, С.В. Пучнина, А.В. Сурдо, О.В.Шумейко // 07.03.2017, Бюл. №7.

А85. Патент РФ (полезная модель) №171875. Источник инфракрасного излучения для устройства оптикоэлектронного противодействия. МПК Н01J 61/56 С.В. Гавриш, Т.Н. Баринаова, В.В. Логинов, Н.Ю. Петренко//20.06.2017, Бюл. № 17.



«УТВЕРЖДАЮ»

Генеральный директор

АО «СКБ «ЗЕНИТ»

Громов П.А.

2017 г.

**АКТ****об использовании результатов диссертационной работы**

Гавриша Сергея Викторовича «Создание нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для систем оптико-электронного противодействия» в опытно – конструкторских работах АО «СКБ «ЗЕНИТ»

Комиссия в составе главного конструктора Герасимова М.Ю., заместителя главного конструктора Митькова Д.Н., начальника НТО - 20 Занывалкина А.А.. составила настоящий акт в том, что результаты диссертационной работы Гавриша С.В на соискание ученой степени доктора технических наук положены в основу разработки целого класса Cs-Hg-Xe ламп с двумя сапфировыми оболочками:

Лампа СП-2500. (Размеры разрядного промежутка: диаметр 7 мм и межэлектродное расстояние 90 мм, далее 7/90). Первый отечественный конструктивно – технологический вариант ИК источника с разрядом в парах цезия, предназначенный для использования в разработанном ОАО НИИ «Зенит» модернизированном изделии Л166В1АЭ (ОКР «Таволга», 1990 г.), отличающегося от ранее разработанной системы оптико-электронного противодействия повышенными энергетическими и эксплуатационными характеристиками. Приведенные в диссертационной работе результаты изучения энергетического баланса и излучательных характеристик экспериментальных образцов разрабатываемой лампы подтвердили правильность технических решений по модернизации изделия

Л166В1АЭ и перспективность дальнейшего развития средств защиты летательных аппаратов. При непосредственном участии автора диссертационной работы и с использованием полученных в ней результатов разработана базовая конструкция и технология изготовления лампы с двумя сапфировыми оболочками, положившая начало новому классу инфракрасных источников излучения.

Лампа СЛ-2М (7/90). Принципиально новый конструктивно-технологический вариант лампы СП-2500, разработанный в рамках контракта ОАО «НИИ «Зенит» с Китайской Восточной торговой компанией № 1145-07598742/4/93, № 93ЕМСR/471201К-09RФ.

В 1997 г. при выполнении контракта подготовлен комплект документации КД, ТД, ТУ (СРЖА. 433222.003), научно-технические отчеты, включающие экспериментально – теоретические результаты диссертации, проведены обучение китайских специалистов, подготовка производства и освоение сапфировых ламп с двумя оболочками в НИИ ЭТ (КНР).

Лампа СП2-1500 (11/35) предназначена для использования в системе оптико – электронного противодействия ЛЗ70-5, разработанной в АО «СКБ «ЗЕНИТ» в рамках ОКР «Витебск» и по тактико - техническим характеристикам превосходящей большинство зарубежных аналогов. При разработке были использованы следующие основные научно-технические результаты и рекомендации диссертационной работы:

- математическая модель, в комплексе описывающая физические процессы в цезий – ртуть – ксеноновой плазме и стабилизирующих разряд оболочках и полученные в результате ее реализации данные по температурным полям в лампе, структуре баланса мощности, сбрасываемой разрядом и оболочками, спектральному распределению излучения и глубины модуляции в зависимости от удельной мощности разряда;

- - особенности зажигания лампы, выхода в номинальный режим работы; режимов эксплуатации импульсных источников ИК излучения.

- результаты изучения влияния параметров конструкции, условий электрического питания и охлаждения на излучательные характеристики ламп.

- данные по прочностным свойствам и оптическим характеристикам сапфировых оболочек, тип наполнения внешней колбы лампы и его давление.

На базе результатов исследований и приведенных в диссертации данных по особенностям эксплуатации импульсных ламп ИК излучения разработан комплект конструкторско – технологических документов КПАШ. 433222.030 и технические условия ТУ6343–005–07616187–02 на лампу СП2-1500. В настоящее время лампа серийно выпускается АО «СКБ «ЗЕНИТ» в обеспечение выполнения государственных оборонных заказов.

Лампа СП3-1500 по функциональному назначению является аналогом лампы СП2-1500, отличающаяся конструктивным исполнением. В настоящее время в рамках ОКР «Моноблок» производится подготовка производства и освоения ламп, с целью начала серийного производства с августа 2017 г.

Лампы СП5 - 1500 и СПКс - 500, в настоящее время разрабатываются на конструктивно - технологической базе лампы СП2-1500 в рамках составных частей ОКР «Забор». Отличительной особенностью проводимой разработки является использование полученных в рамках диссертации наиболее значимых научных, конструктивных и технологических решений для создания источников излучения принципиально нового функционального назначения.

При разработке перечисленных ламп Гавриш Сергей Викторович являлся Главным конструктором всех опытно конструкторских работ и внес значительный научный вклад в конструирование изделий на их базе.

Главный конструктор
АО «СКБ «ЗЕНИТ»

Зам. главного конструктора

Начальник НТО - 20



Герасимов М.Ю.

Митьков Д.Н.

Занывалкин А.А.



АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
«НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ «ЭКРАН»

Акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Экран»
443022 Россия, Самара, проспект Кирова, дом 24
т.: +7(846) 992-62-13, ф.: +7(846) 955-10-82, mail@niekran.ru

УТВЕРЖДАЮ

Генеральный директор



Д.В. Шерстнев

20__ г.

АКТ

об использовании результатов диссертационной работы Гавриша С.В.
«Создание нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК
излучения для систем оптико-электронного противодействия»
в опытно-конструкторских работах АО «НИИ «Экран»

Комиссия в составе председателя Н.Н. Лопатина – начальника отдела; членов комиссии – сотрудников АО «НИИ «Экран»: В.А. Носикова – начальника лаборатории, Р.А. Царева – начальника бюро составила настоящий акт о том, что следующие результаты диссертационной работы Гавриша С.В.:

- вычислительные модели, алгоритмы и программно-математическое обеспечение для исследования нестационарного разряда в импульсных источниках инфракрасного излучения с инертно-металлическим наполнением, включая систему излучающих оболочек, стабилизирующих разряд;
- способы повышения пиковой силы излучения и заданного теплового режима работы элементов конструкции ламп, сформированные на основе численных экспериментов;

- рекомендации по эксплуатации импульсных ламп ИК излучения, обеспечивающие требуемые модуляционные и энергетические характеристики системы при заданной рабочей мощности;

- способ включения ламп СП2-1500, обеспечивающий необходимое время готовности и срок службы изделия,



использованы при разработке ламп и оптико-электронных систем, предназначенных для генерации мощных импульсных потоков инфракрасного излучения с модуляционными параметрами, соответствующими техническому заданию.

Разработка газоразрядных ламп проводилась в обеспечение ОКР «Витебск» и при разработке модификаций бортовых комплексов обороны «Президент-С» для различных летательных аппаратов.

Председатель комиссии:

 Н.Н. Лопатин

Члены комиссии:

 В.А. Носиков
 Р.А. Царев



Закрытое акционерное общество "Научно-производственный центр "Реагент"

Юридический адрес: 125190 г. Москва, ул. Балтийская, д. 14 Почтовый адрес: 125190, г. Москва, А-190, а/я 66

E-mail: office@reagent-rmc.ru; тел.: (495) 280-19-25; факс: (499) 754-64-38;

ИНН: 7743669281; КПП: 774301001; ОГРН: 1077763289845; ОКПО: 84087236

«УТВЕРЖДАЮ»

Генеральный директор

ЗАО «НПЦ «Реагент»

Литенков А. Е.

» _____ 2018 г.



АКТ

о внедрении результатов диссертационной работы

Гавриша Сергея Викторовича

«Создание нового поколения импульсных газоразрядных источников ИК излучения для систем оптико-электронного противодействия», представленной на соискание ученой степени доктора технических наук.

Настоящий акт составлен в том, что в ЗАО «НПЦ «Реагент» при выполнении ОКР «ЗАБОР» внедрены следующие научно – технические результаты и рекомендации диссертационной работы:

1. Результаты исследований зависимости свойств (механической прочности, оптического пропускания и т.д.) монокристаллической окиси алюминия (сапфира) от структурного совершенства (центры окраски, точечные дефекты, блочность, внутренние напряжения и т.д.).

2. Данные по радиационной устойчивости сапфира и температурному восстановлению прозрачности.

3. Результаты конструкторских и технологических исследований, направленных на создание согласованных вакуумных соединений сапфира с металлами.

Результаты экспериментальных и конструктивно – технологические исследования, отраженные в диссертации Гавриша С.В., позволили нашему предприятию в рамках ОКР «ЗАБОР» разработать принципиально новые оптические элементы информационной подсистемы в рамках ОКР «ЗАБОР», ОКР «Кузнецк».

Доктор физ. – мат. наук

Главный конструктор предприятия

Кандидат физ. – мат. наук

Научный руководитель предприятия

Родионов И.Д.

Родионов А.И.