

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»

На правах рукописи

ШУНКОВ ЮРИЙ ЕВГЕНЬЕВИЧ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКА
ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ
РТУТНОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ВЫСОКОЙ
ПЛОТНОСТЬЮ ТОКА**

Специальность:

05.09.07 – «Светотехника»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель
доктор технических наук,
Попов О.А.

Москва – 2015

Оглавление

Введение	4
1. Анализ литературы	12
1.1. Классификация УФ излучения	12
1.2. Некоторые области применения УФ излучения	13
1.3. Генерация УФ излучения ртутным разрядом низкого давления	16
1.4. Применение амальгамы для оптимизации режима работы лампы	18
1.5. Параметры, определяющие эффективность генерации резонансного излучения плазмой ртутного разряда	21
1.6. Измерение оптических характеристик ртутных ламп низкого давления	37
1.7. Ресурс источников излучения	44
1.8. Заключение к анализу литературы	48
2. Объект исследования, методика измерения и описание экспериментальной установки	51
2.1. Объект исследования	51
2.2. Предложенная методика измерения потоков резонансных линий трубчатых ламп и ее апробация	53
2.3. Используемая методика измерения параметров лампы	65
2.4. Заключение к главе 2	76
3. Результаты экспериментов и обсуждение	78
3.1. Определение необходимых поправок	78
3.2. Зависимость параметров лампы от частоты разрядного тока	83
3.3. Зависимость параметров лампы от состава и давления наполняющей смеси	86

3.4. Зависимость параметров лампы от силы тока разряда.	95
3.5. Опытный образец источника ВУФ излучения.	103
3.6. Заключение к главе 3.	105
4. Заключение.	107
5. Список литературы.	110

Введение.

Актуальность темы диссертации.

Спектр ртутного разряда низкого давления $p < 1$ мм.рт.ст. содержит две интенсивные резонансные линии на длинах волн 253,65 и 184,95 нм, соответствующих ультрафиолетовому (УФ-С) и вакуумному (ВУФ) излучению. К вакуумному УФ излучению относится излучение с длиной волны меньше 200 нм, которое поглощается в воздухе молекулярным кислородом с образованием озона. Крупные масштабы современных промышленных производств и возникающие в данной связи вопросы поддержания экологического равновесия требуют разработки и внедрения эффективных методов очистки газовых сред. Многие применяемые в современной промышленности технологические процессы требуют использования материалов и заготовок высокой чистоты. Специфика такого рода задач не позволяет допускать загрязнение поверхности используемых образцов. Ряд перспективных технологий, направленных на решение указанных задач, связаны с использованием излучения УФ-С и ВУФ диапазонов.

Давно известен бактерицидный эффект, которым обладает излучение с длинами волн 200-300 нм. Для систем обеззараживания применяются мощные бактерицидные газоразрядные источники УФ излучения, в которых для поддержания высоких рабочих температур вместо металлической ртути используется амальгама. Поэтому генерация излучения линии 254 нм в ртутной плазме низкого давления достаточно подробно изучена и теоретически и экспериментально. В свою очередь, генерация ВУФ излучения на длине волны 185 нм мощными лампами с высокими плотностями тока разряда ($> 0,4 \text{ А/см}^2$) мало изучена как экспериментально, так и теоретически. Неразвитой остается методика измерения радиометрических параметров газоразрядных источников ВУФ излучения. В

значительной мере это связано с тем, что в задачах обеззараживания излучение линии 185 нм считается «паразитным» и разрядные колбы УФ источников излучения обычно изготавливаются из кварца, не пропускающего ВУФ излучение, в том числе на длине волны 185 нм.

В связи с тем, что ВУФ излучение (185 нм) находит применение в технологиях, направленных на решение различных научно-технических задач (АОТ процессы, обработка полимерных соединений и др.), представляют научный и практический интерес экспериментальные исследования генерации ВУФ излучения в плазме ртутного разряда низкого давления и влияния условий разряда на эффективность генерации.

Цели работы.

Целью настоящей работы является получение экспериментальных данных об электрических и фотометрических параметрах трубчатых амальгамных ламп низкого давления с разрядом в смеси паров ртути и инертных газов при больших плотностях тока $0,5-1,2 \text{ А/см}^2$ с частотами десятки килогерц. Поскольку полноценное изучение свойств экспериментальных образцов ртутных ламп невозможно без надежной методики радиометрических измерений, а для озоновых ламп такая методика, учитывающая особенности объекта исследования, до сих пор не предложена, ее разработка и апробация является важной задачей данной работы.

Научная новизна.

1. Предложена методика измерения потока линии 185 нм ртутной лампы низкого давления с учетом изменения характера пространственного распределения излучения в процессе эксплуатации, без прямого измерения кривой силы излучения (КСИ).

2. Исследовано влияние частоты разрядного тока, при ее изменении в пределах 10-80 кГц, на генерацию ВУФ – важной составляющей излучения плазмы ртутного разряда низкого давления. Впервые установлено, как степень этого влияния зависит от состава и давления наполняющей лампы смеси инертных газов.
3. Изучено влияние состава и давления наполняющей лампы смеси инертных газов на генерацию озонирующего излучения. Впервые установлено, что наибольший КПД генерации ВУФ излучения достигается с использованием смеси из 30% неона и 70% аргона.
4. Исследованы зависимости параметров генерируемого ВУФ излучения от величины плотности разрядного тока в диапазоне 0,5 – 1,2 А/см². Впервые показано как изменяются эти зависимости от давления и состава наполняющей лампы смеси инертных газов.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Методика измерения потоков озонирующего и бактерицидного излучения.
2. Зависимость потока и КПД генерации ВУФ излучения плазмой ртутного разряда низкого давления от частоты разрядного тока в диапазоне 10-80кГц при различных процентных соотношениях неона и аргона в буферной смеси, и давлениях буферной смеси 1-2торр.
3. Результаты исследования влияния давления и процентного состава смеси Ne-Ar, наполняющей лампы, на генерацию излучения резонансных линий ртутной плазмой низкого давления.
4. Результаты исследования влияния величины плотности тока разряда на генерацию излучения резонансных линий ртутной плазмой низкого давления при различном наполнении лампы.

Достоверность полученных результатов.

Достоверность полученных результатов определяется:

- Использованием при проведении экспериментальных исследований современного поверенного оборудования.
- Проведенным анализом погрешностей измерений фотометрических и электрических параметров и учетом их в экспериментальных исследованиях.
- Воспроизводимостью (в пределах рассчитанных доверительных интервалов) экспериментальных данных, полученных на нескольких сериях экспериментальных образцов.
- Практической реализацией, на основе полученных результатов, в НПО «ЛИТ» серии амальгамных источников ВУФ излучения на основе ртутного разряда низкого давления

Практическая и научная значимость результатов.

Практическая и научная ценность полученных результатов заключается в получении экспериментальных данных по генерации ВУФ - излучения плазмой ртутного разряда низкого давления в присутствии смеси инертных газов. Полученные результаты могут использоваться при разработке газоразрядных источников ВУФ излучения и оптимизации их параметров. Кроме того, полученные экспериментальные результаты могут использоваться для проверки и уточнения математических моделей ртутного разряда низкого давления. Разработанная автоматизированная система измерений может быть использована для контроля качества изделий, выпускаемых светотехническими предприятиями (НПО «ЛИТ», и др.).

Личный вклад автора.

Численные расчеты выполнены автором самостоятельно. Экспериментальные результаты, приведенные в работе, получены и проанализированы автором самостоятельно.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях:

1. Научно-техническая конференция «Молодые светотехники России». Москва, Декабрь 2012.
2. VII Всероссийская конференция по физической электронике. Махачкала, 2012.
3. XL Международная конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2013.
4. Всероссийская конференция «Современные проблемы физики плазмы». Махачкала, 2013.
5. 56 научная конференция МФТИ. Москва, 2013.
6. III международная молодёжная научная школа-конференция «Современные проблемы физики технологий». Москва, 2014.
7. XLI Международная конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород, 2014.

Список основных публикаций.

По результатам работы опубликовано 11 печатных работ, из которых 3 опубликованы в рецензируемых научных журналах, 8 – в сборниках материалов всероссийских и международных конференций.

1. Шунков Ю.Е., Попов О.А., Левченко В.А. Экспериментальное исследование генерации вакуумного ультрафиолетового излучения плазмы, возбужденной на частотах 10-80 кГц в смеси паров ртути и инертных газов // Вестник МЭИ, №2, 2014. С. 51-55.
2. Levchenko V. A., Vasilyak L. M., Kostyuchenko S. V., Kudryavtsev N. N., Svitnev S. A., Sokolov D. V., Shunkov Yu. E. Protective Coatings with a Mixed Composition for Low Pressure Discharge Amalgam Lamps // Surface Engineering and Applied Electrochemistry, 2015, V. 51, No.1, pp. 54–57.

3. Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С. В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Методика измерения мощности УФ излучения трубчатых бактерицидных ламп низкого давления // Светотехника. – 2011.–№ 1. – С. 29 – 32.
4. Шунков Ю.Е. Генерация линии 185 нм ртутным разрядом низкого давления в смеси неона и аргона // Тезисы докл. научно-техн. конф. «Молодые светотехники России». Москва, 2012.
5. Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Генерация ВУФ (185 нм) излучения ртутным разрядом низкого давления // Материалы VII Всероссийской конференции по физической электронике ФЭ-2012. Махачкала, ИПЦ ДГУ. С. 107 – 111.
6. Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Левченко В.А., Собур Д.А., Шунков Ю.Е. Влияние состава буферной смеси и частоты разрядного тока на генерацию линии 185 нм ртутным разрядом низкого давления // Тезисы докладов XL Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. – Звенигород, 2013.
7. Левченко В.А., Соколов Д.В., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Шунков Ю.Е. Новый источник бактерицидного излучения повышенной мощности для установок обеззараживания воды // Материалы Всероссийской конференции «Современные проблемы физики плазмы». Махачкала, 25-27 октября 2013 г. С. 92-95.
8. Левченко В.А., Соколов Д.В., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Шунков Ю.Е., Ермаков В.Н. Новое поколение источников бактерицидного излучения для установок обеззараживания воды // Труды 56-й научной конференции МФТИ, Москва-Долгопрудный-Жуковский, 25-30 ноября 2013 г. Молекулярная и химическая физика, с. 36-38.
9. Левченко В.А., Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Свитнев С.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Экспериментальное

исследование покрытий смешанного состава для амальгамных газоразрядных ламп низкого давления // Тез.докл. III международной молодёжной научной школы-конференции «Современные проблемы физики технологий». Москва, 2014, С. 278-280.

10. Левченко В.А., Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Старшинов П.В., Шаранов Е.П., Шунков Ю.Е. Исследование генерации ВУФ излучения ртутным разрядом при давлении буферного газа менее 1 торр // Матер. VIII Всероссийской конференции по Физической электронике ФЭ-2014. Махачкала. 2014. С. 124-126.
11. Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Левченко В.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Новая высокоэффективная газоразрядная лампа низкого давления повышенной мощности // Тезисы докл. XLII Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 10-14 февраля 2014 г. С. 242.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Работа изложена на 109 страницах текста, содержит 57 рисунков и 6 таблиц. Список литературы насчитывает 73 наименования.

Первая глава содержит анализ литературных данных, посвященных генерации УФ – излучения плазмой ртутного разряда низкого давления. Рассматривается классификация УФ – излучения. Проводится краткий обзор истории развития применений УФ – излучения. Описываются физические основы генерации излучения ртутной плазмой низкого давления. Излагаются данные о влиянии различных параметров на генерацию УФ – излучения разрядом в парах ртути. Рассматриваются различные радиометрические методики для измерения оптических параметров УФ – ламп.

Вторая глава диссертации посвящена методическим вопросам. Описаны используемые в работе экспериментальные образцы. Предложена и

проверена методика измерения потока излучения резонансных линий ртутной плазмы. Описана использованная в работе экспериментальная установка. Приведены характерные погрешности измерений.

В третьей главе приводятся экспериментальные результаты исследований свойств ртутного разряда низкого давления, и влияния, которое оказывают на них различные условия разряда. А так же производится обсуждение полученных результатов.

В заключении диссертации изложены основные выводы работы.

1. Анализ литературы.

1.1. Классификация УФ излучения.

Непрерывный спектр электромагнитных излучений распространяется от гамма-лучей ($\lambda < 5$ пм) до длинноволновых радиоизлучений и излучений генераторов переменного тока промышленной частоты с длинами волн в тысячи километров. В соответствии с широким диапазоном изменения длин волн и частот излучений очень значительно изменяются и их свойства, определяемые в значительной мере энергией фотона [1]. Средняя область спектра электромагнитных излучений носит название оптической области спектра (1 нм–1 мм). В оптической области выделяют т.н. ультрафиолетовое излучение (1–380 нм). Впервые УФ излучение было обнаружено в 1801 году Иоганном Вильгельмом Риттером [2]. В 1893 году Виктор Шуман открыл излучение с длиной волны менее 200 нм, названное вакуумным ультрафиолетом [3]. В настоящее время выделяют несколько подвидов УФ - излучения (Табл. 1.1.1.).

Табл. 1.1.1. Типы УФ-излучения согласно ISO 21348:2007

Наименование вида УФ - излучения	Аббревиатура	Диапазон длин волн, нм	Энергия фотона, эВ
Ближний	NUV	400— 300	3.10 — 4.13
Средний	MUV	300— 200	4.13 — 6.20
Дальний	FUV	200— 122	6.20 — 10.2
Экстремальный	EUV, XUV	121— 10	10.2 — 124
Вакуумный	VUV (ВУФ)	200— 10	6.20 — 124
Ультрафиолет А	UVA (УФ-А)	400— 315	3.10 — 3.94
Ультрафиолет В	UVB (УФ-В)	315— 280	3.94 — 4.43
Ультрафиолет С	UVC(УФ-С)	280— 100	4.43 — 12.4

Верхняя граница области ВУФ - излучения в 200 нм определяется оптической непрозрачностью воздуха для более коротких длин волн (за исключением небольшой полосы прозрачности в районе 120 нм [4]). Данная непрозрачность обусловлена сильным поглощением молекулярным кислородом воздуха с образованием озона. Из-за данной особенности, ВУФ – излучение так же называют озонирующим.

1.2. Некоторые области применения УФ излучения.

В 1877 году Доунс и Блант обнаружили эффект стерилизации жидкостей под воздействием солнечного излучения[5]. В 1903 году Нобелевскую премию по физиологии и медицине получил Нильс Финсен за открытие нового направления в медицине – фототерапии, и лечение волчаночного туберкулеза оптическим излучением. В том же году, Барнард и Морган показали, что излучение в диапазоне 226-329 нм обладает бактерицидным эффектом, с максимумом эффективности около 250 нм[6]. А в 1904 году инженер фирмы Heraeus Ричард Кёх создал первую ртутную кварцевую лампу, использовавшуюся, первоначально, для задач уличного освещения. Обеззараживающее действие таких ламп было впервые публично продемонстрировано в Марселе в 1910 году [7]. В настоящее время, бактерицидное излучение находит применение в биохимии, подготовке питьевых и сточных вод, очистке воздуха и поверхностей, в пищевой промышленности. Бактерицидный эффект обусловлен способностью УФ-С излучения нарушать структуру бактериальных ДНК, что в дальнейшем препятствует репликации, а в больших дозах - разрушать клеточные мембраны[7,8,9].

Обеззараживающим действием так же обладает озон, который, за счет своей высокой реакционной способности (окислительный потенциал 2,07 В), способен деполимеризовывать органические молекулы. В 1972 году Болон и

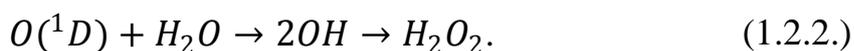
Кунц, исследуя возможности разрушения фоторезистивных полимеров с помощью УФ излучения, обнаружили, что положительный результат дает совместное применения излучения УФ-С спектра и озона [10]. А начиная с 1974 года, группа Вига предприняла комплексные исследования возможности очищать поверхности от различных типов загрязнений, путем обработки совместно УФ - излучением и озоном [11]. Интерес представляет как применение самого озона (химия, химические технологии, физическая химия, медицинские технологии, сельское хозяйство и т.д.), так и класс процессов т.н. advanced oxidation (AOT). К этому классу относятся процессы окисления органических и неорганических соединений с участием ОН – радикалов (один из сильнейших известных окислителей, см. Табл. 1.2.1.), озона и пероксида водорода (H₂O₂)[12].

Табл. 1.2.1. Окислительные потенциалы некоторых окислителей в воде [13]

Окислитель	Окислительный потенциал, В
F ₂	3,6
ОН	2,8
O(¹ D)	2,42
O ₃	2,07
H ₂ O ₂	1,77
O ₂	1,23
Cl ₂ O	1,2

Перечисленные выше процессы тесно связаны друг с другом. Для иллюстрации последнего утверждения ниже приведены формулы некоторых (фото)химических превращений, характерных для AOT [13,14,15].





Существует несколько распространенных методов получения озона. В промышленных задачах наибольшее распространение получил электросинтез барьерным разрядом [16,17]. Данный метод характеризуется высокой эффективностью и производительностью, при использовании чистого осушенного кислорода. Для наработки озона используются и другие типы разрядов, например, коронный, дуговой (плазмотроны) и поверхностный. Для данных методов так же желательно использование сухого кислорода. Кроме того, обрабатываемая газовая смесь должна постоянно остужаться, т.к. с ростом температуры увеличивается роль термической диссоциации наработанного озона. Эффективность установок для получения озона из воздуха или кислорода под действием УФ – излучения значительно ниже, чем в разрядных генераторах, однако, по ряду причин, такой механизм представляет интерес [18]:

- атмосферный озон образуется под воздействием УФ – составляющей солнечного излучения на кислород атмосферы, поэтому использование УФ генератора удобно для моделирования фотохимических реакций происходящих в верхних слоях атмосферы;

- удобство сочетания озона с УФ – излучение (см. выше);

- высокая избирательность метода, например, полное отсутствие оксидов азота при получении озона из воздуха, что в физико-химических научных исследованиях часто важнее энергетических затрат.

Метастабильный атомарный кислород занимает важное место в цепочках (фото)химических превращений, а озон, обладающий высоким показателем поглощения на длине волны 254 нм, фотодиссоциирует в молекулярный и атомарный кислород (см. формулу 1.2.1.), что делает чрезвычайно перспективным применение излучения ртутного разряда

низкого давления в процессах АОТ, или других, требующих участия кислорода в различных формах.

1.3. Генерация УФ излучения ртутным разрядом низкого давления.

Плазма дугового разряда низкого давления в парах ртути является эффективным источником УФ - излучения. Дуговыми называют разряды, у которых катодное падение потенциала имеет относительно низкое значение порядка потенциалов ионизации или возбуждения атомов, т.е. порядка ~ 10 В[19]. Основным механизмом генерации электронов является термоэлектронная эмиссия. Дуговые разряды обычно имеют высокие значения тока ($1-10^5$ А) и плотности тока на катоде (10^2-10^4 и даже до 10^7 А/см²). Такие высокие плотности тока приводят к значительной нагрузке на электроды и к их распылению. Положительный столб дугового разряда в целом аналогичен положительному столбу тлеющего разряда. Характерной особенностью является сильная неравновесность плазмы, электронная температура (порядка 1 эВ) на порядок больше температуры ионов и газа в разряде.

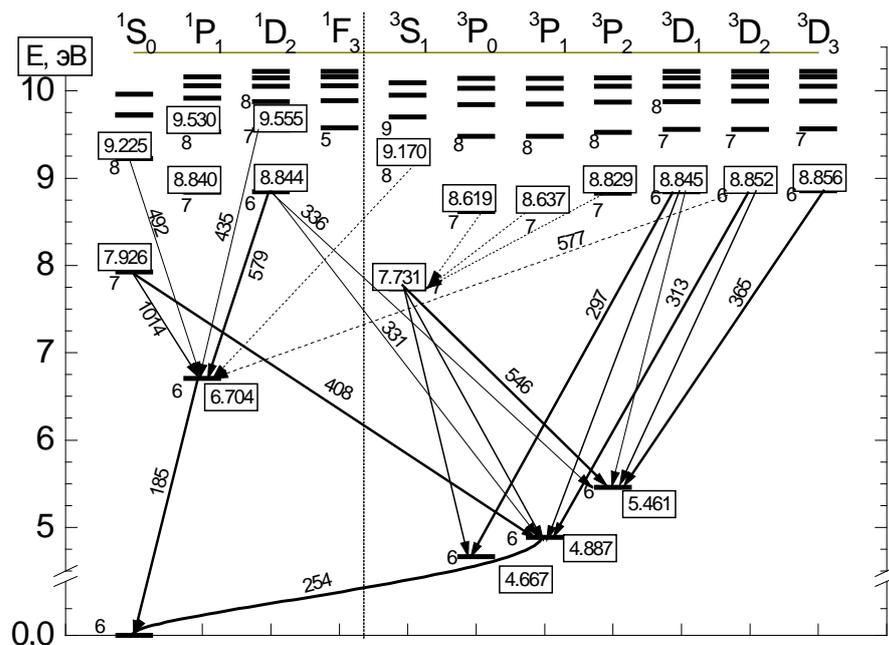


Рис. 1.1 Диаграмма Гротриана атома ртути [20]

На Рис. 1.1 показана схема возможных переходов между уровнями атомов ртути (диаграмма Гротриана) Для дугового разряда низкого давления наиболее интенсивным является резонансное излучение с уровней 6^3P_1 и 6^1P_1 (Рис. 1.2).

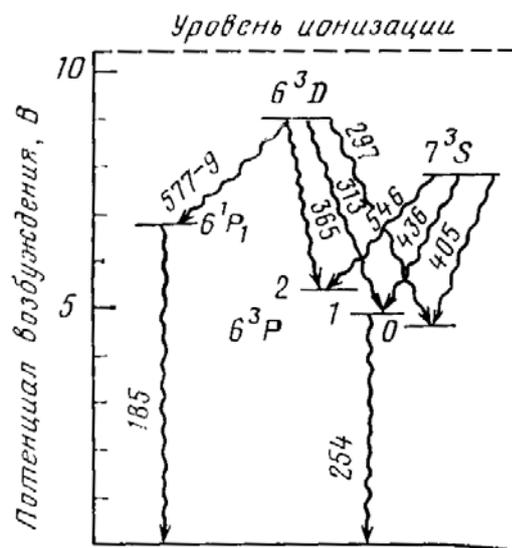


Рис. 1.2 Энергетическая диаграмма уровней ртути [21].

Этим уровням соответствует излучение с длинами волн 253,652 нм (УФ-С область) и 184,957 нм (ВУФ - область). Данные две линии излучения и соответствующие им электронные уровни всегда вызывали большой интерес исследователей. Клярфельд еще до Второй Мировой войны показал с помощью зондовых измерений, что ионизация в ртутном разряде идет ступенчатым способом [19]. Он измерял число пар ионов генерируемых ежесекундно каждым электроном, а потом сравнивал их с теоретическим расчетом для случая прямой ионизации. Так, им было показано, что в ртутном разряде имеет место и ступенчатая ионизация, причем ее доля быстро возрастала с ростом тока. Уже позднее эти результаты были подтверждены и с помощью компьютерного моделирования [22,23,24]. В данных работах показано, что ионизация в ртутном разряде идет по двум основным каналам: ступенчатая ионизация через состояния 6^3P электронным

ударом, и через ассоциативную ионизацию $\text{Hg}(6^3\text{P})+\text{Hg}(6^3\text{P})\rightarrow\text{Hg}_2^++\text{e}^-$, причем роль первого процесса падает, а второго возрастает с повышением давления ртути [24].

В настоящей работе основной интерес представляло резонансное излучение уровня 6^1P_1 . Заселение уровня 6^3P_1 происходит обычно в результате соударений возбужденных до метастабильных состояний $6^3\text{P}_{0,2}$ атомов ртути с электронами [25]. Заселенность уровня 6^3P_2 при этом оказывается гораздо выше, чем уровней $6^3\text{P}_{0,1}$ [26]. Возбужденный до уровня 6^3P_1 атом ртути может перейти в основное состояние с излучением кванта света с длиной 253,7 нм. Другим возможным вариантом является превращение энергии в механическую за счет соударения второго рода с электроном, атомом газа или стенкой трубки. Кроме того, также возможна ионизация возбужденного атома ртути электронным ударом. Аналогично могут быть разрушены и возбуждения метастабильных уровней $6^3\text{P}_{0,2}$.

Заселение уровня 6^1P_1 происходит в основном через ступенчатое электронное возбуждение: $6^1\text{S}_0\rightarrow 6^3\text{P}_{0,2}$, затем $6^3\text{P}_{0,2}\rightarrow 6^1\text{P}_1$ [21] и распадается с испусканием кванта 185 нм. При этом можно пренебречь разрушением возбуждения за счет перехода на более высокие уровни и ионизацию, поскольку их вклад на 2-3 порядка ниже [19]. Такое различие в поведении двух состояний связано с различными временами релаксации. Вычисленное радиационное время жизни состояния 6^1P_1 составляет 1,3 нс [27], в то время как для уровня 6^3P_1 оно равно 120 нс [28]. За столь короткое время процессы соударения не успевают оказать сколь-нибудь значимое влияние на заселенность уровня 6^1P_1 .

1.4. Применение амальгамы для оптимизации режима работы лампы.

Одним из важнейших факторов, определяющих режим работы ртутной лампы, является давление паров ртути. При малой концентрации атомов ртути

мощность резонансного излучения растет с ростом концентрации, за счет роста количества излучающих атомов. Однако с ростом концентрации атомов ртути увеличивается оптическая толщина разряда для квантов УФ - излучения. При этом эффект «пленения» приводит к увеличению вероятности безизлучательной релаксации возбуждения за счет соударения П рода со свободными электронами [21]. Этот эффект наблюдается для резонансного излучения в линии 254 нм, поскольку состояние 6^3P_1 имеет сравнительно большое время жизни (сотни нс). В то же время, для состояния 6^1P_1 и соответствующего ему кванта 185 нм этот эффект значительно менее выражен, поскольку малое время жизни этого состояния (единицы нс) обеспечивает небольшую вероятность безизлучательной релаксации. С другой стороны, малое количество соударений, которые испытывают возбужденные атомы, пленяющие фотон до того, как он покинет объем плазмы, приводит к уменьшению роли уширения давлением в формировании спектрального контура линии 185 нм, что, в свою очередь, делает плазму более оптически плотной для ВУФ - квантов. Приведенные соображения трудно суммировать количественно, однако, из экспериментов следует, что максимум излучения линии 185 нм достигается при более высоких температурах, а значит и концентрациях атомов ртути в разряде [29].

Конструктивно ртутные лампы низкого давления создаются так, чтобы давление насыщенных паров ртути при температуре холодной точки лампы было близко к оптимальному давлению 7 – 10 мторр. При дальнейшем повышении удельной электрической мощности разряда давление паров ртути повышается из-за увеличения температуры стенки разрядной трубки, что приводит к снижению интенсивности и КПД генерации излучения. Поэтому, для ртутных ламп повышенной мощности необходимо применять дополнительные меры для поддержания давления паров ртути на оптимальном уровне. Конструктивно это можно выполнить, применяя методы активной регулировки температурного режима лампы, например,

термостатирующий блок [30]. Однако, широкого практического применения такие источники излучения не нашли.

Гораздо более распространены, благодаря своей относительной простоте и дешевизне методы пассивной регулировки температурного режима лампы. Один из них - это применение в лампе вместо металлической ртути ее твердого или жидкого раствора в одном или нескольких металлах (амальгамы). Первые опыты применения амальгамы в люминесцентных лампах проводились еще в конце 50-х годов двадцатого века [31]. Однако амальгамные лампы низкого давления стали востребованы только в конце 90-х годов в качестве мощных высокоэффективных источников бактерицидного излучения [32].

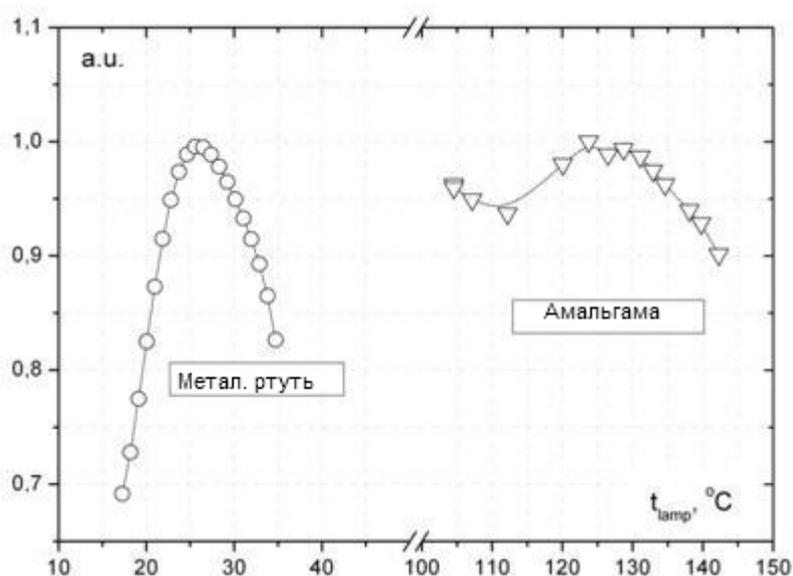


Рис. 1.3 Зависимость мощности УФ - излучения от температуры:холодной точки (в ртутной лампе), амальгамы (в амальгамной лампе) [33].

На (Рис. 1.3) показано, что при применении амальгамы оптимальное давление паров ртути достигается при более высоких температурах колбы лампы, а, следовательно, и при более высоких мощностях разряда. Кроме того, при использовании амальгамы мощность УФ излучения лампы слабо меняется в более широком температурном диапазоне. Таким образом, можно

поднять удельную электрическую мощность разряда до 2-3 Вт/см и сохранить высокий КПД преобразования электрической мощности в УФ - излучение, свойственный ртутным лампам низкого давления [33]. Вследствие сложностей расчета термодинамических функций многокомпонентных амальгам выбор амальгамы осуществляют, как правило, экспериментально.

Амальгама находится вблизи точки плавления, что позволяет обеспечивать практически стабильное давление паров ртути. При дальнейшем росте температуры происходит быстрый рост давления паров ртути над жидкой амальгамой и уход из оптимума. Для достижения необходимой мощности лампы можно подобрать оптимальный состав амальгамы. Ширина диапазона температур, при которых обеспечивается стабильное давление паров ртути, также определяется составом амальгамы [33]. Кроме того, концентрация ртути внутри выключенной лампы при комнатной температуре сравнима с предельно допустимой. В свободном состоянии присутствуют только сотые доли мг на лампу [34]. Поэтому такие лампы представляют значительно меньшую экологическую опасность, чем ртутные, облегчается утилизация ламп, отработавших свой ресурс, повышается безопасность использования и упрощается производство.

1.5. Параметры, определяющие эффективность генерации резонансного излучения плазмой ртутного разряда.

Одним из важнейших параметров, характеризующих разрядную плазму, является **электронная температура плазмы** разряда T_e . Электронной температурой определяется заселенность возбужденных уровней атомов ртути. Следует отметить, что электронный уровень 6^1P_1 , ответственный за генерацию линии 185 нм, расположен существенно выше уровня 6^3P_1 , с которого излучается линия 254 нм. Для возбуждения состояния 6^1P_1 необходимы электроны с большей энергией. Кроме того,

зависимость сечения возбуждения атома ртути из основного состояния электронным ударом существенно различается для состояний 6^1P_1 и 6^3P_1 (Рис. 1.4). Таким образом, при повышении электронной температуры должна расти эффективность генерации ВУФ - излучения. Однако с ростом температуры электронов растут потери на возбуждение более высоких уровней 6^3D и 7^3S , релаксация которых происходит с излучением в видимом диапазоне. Кроме того, с ростом температуры электронов растут потери энергии электронов на упругие соударения с атомами инертного газа. Таким образом, существует оптимальное значение температуры электронов, позволяющее получить максимальное значение КПД генерации резонансного излучения. Оптимальное значение КПД генерации излучения с длиной волны 185 нм будет достигаться при более высоких температурах электронов, чем для излучения с длиной волны 254 нм. Температура электронов в амальгамной лампе низкого давления находится в области 1 эВ и определяется рядом параметров лампы.

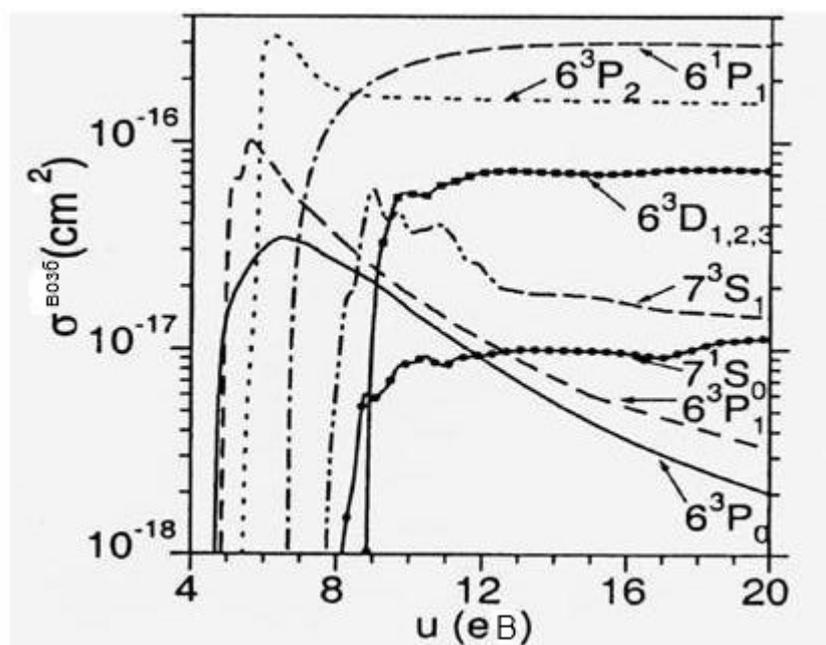


Рис. 1.4. Сечение возбуждения из основного состояния электронным ударом, в зависимости от энергии электрона, для различных энергетических уровней атома ртути[35].

Геометрические параметры источника существенно влияют на мощность и КПД генерации УФ излучения. Например, с увеличением длины источника, при постоянном значении силы разрядного тока, будет расти мощность УФ излучения и КПД. Рост мощности связан с увеличением длины положительного столба, а рост КПД с уменьшением относительного вклада приэлектродных потерь. Диаметр разрядной трубки так же оказывает значительное влияние на параметры источника излучения. При очень больших диаметрах разрядной трубки значительную роль играет эффект «пленения» резонансного излучения и последующего тушения атома ртути или возбуждения его до более высокого энергетического уровня (что приводит к излучению «бесполезного» не УФ кванта). Таким образом, понятно, что чем больше диаметр разрядной трубки, тем большее негативное влияние на КПД лампы оказывает эффект пленения. Однако существует и противоположный процесс. Основным механизмом рекомбинации в разряде низкого давления является рекомбинация на стенке, скорость которой возрастает с уменьшением диаметра разрядной трубки. Поскольку образование каждой электрон-ионной пары требует потенциала 10,4 В (все положительные ионы – это главным образом ионы ртути), а количество электронов и ионов должно быть постоянным, что бы сохранить постоянную проводимость столба плазмы, то ионизация приводит к потере энергии, которая увеличивается с уменьшением диаметра. Сама по себе потеря энергии на ионизацию не может привести к значительному различию, но более высокая скорость исчезновения заряженных частиц на стенках трубки меньшего диаметра требует большей скорости их образования в объеме разряда, что, в свою очередь, требует более высоких электронных температур [21]. Как указывалось ранее, увеличение электронной температуры приводит к потерям на генерацию «бесполезного» видимого излучения и росту потерь энергии электронов при упругих столкновениях с атомами инертного газа. В связи с этим эффективность генерации УФ излучения будет уменьшаться.

Присутствие двух противоположных процессов объясняет наличие максимума на кривой зависимости КПД генерации излучения линии 254 нм от диаметра разрядной трубки. В работе [36] показано, что при изменении диаметра разрядной трубки при прочих равных условиях можно добиться оптимальной конфигурации для получения максимального выхода УФ – излучения (Рис. 1.5).

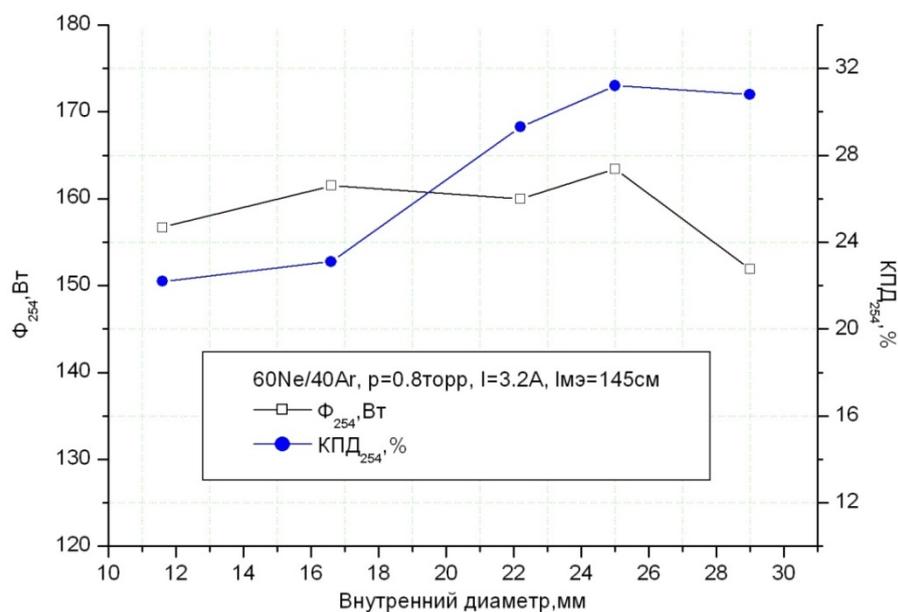


Рис. 1.5 Зависимость потока и КПД генерации линии 254 нм от внутреннего диаметра разрядной трубки[36].

Еще одним значимым фактором определяющим режим работы разрядной лампы является **сила тока разряда**. С повышением силы тока растет интенсивность, генерируемого столбом излучения. Одновременно с этим, система приближается к состоянию равновесия между возбуждающими и тушащими соударениями. Поэтому интенсивность излучения приходит к насыщению. Кроме того, падает доля энергии, приходящаяся на резонансные линии, следовательно, уменьшается КПД их генерации. В работе [37] приводятся результаты расчета и измерений концентраций возбужденных

атомов ртути в состояниях 6^3P_1 и 6^1P_1 на оси разряда. Измерения производились методом ресорбции в варианте двух идентичных трубок [38] по поглощению линий с длинами волн 434,7 и 407,8 нм. На Рис. 1.6 приведены зависимости концентрации метастабильных возбужденных атомов ртути от силы тока разряда, давления паров ртути и инертного газа. В работе отмечается, что рассчитанные значения очень чувствительны к эффективной вероятности вылета резонансных фотонов из объема плазмы. Концентрация атомов ртути в состоянии 6^3P_1 оказывается на 1,5-2 порядка выше, чем концентрация атомов в состоянии 6^1P_1 , из-за меньшего времени жизни состояния 6^1P_1 и большей энергией необходимой для его возбуждения. Кроме того, контур линии 185 нм ближе к гауссовой форме и, следовательно, роль крыльев контура в выходе излучения из объема для данной линии больше [37].

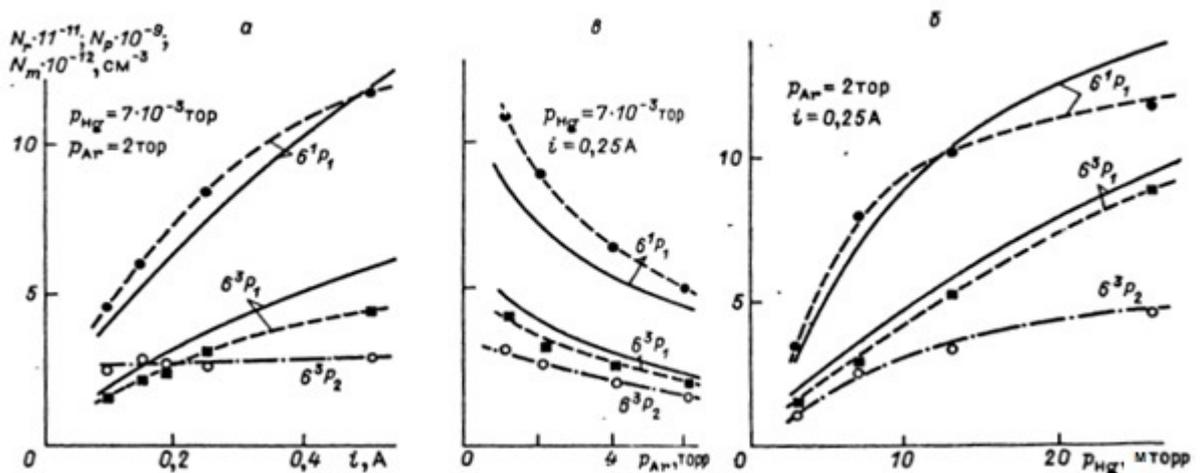


Рис. 1.6 Зависимость концентрации возбужденных атомов ртути в состояниях 6^3P_1 , 6^1P_1 и 6^3P_2 от а) силы тока разряда, б) давления инертного газа в) давления паров ртути. Штриховые кривые и точки – эксперимент, сплошные – расчетные кривые [37]

С ростом тока разряда, увеличение концентрации атомов ртути в состоянии 6^3P_1 замедляется за счет уменьшения электронной температуры и за счет роста тушения этих состояний электронными ударами Прода. Однако заселенность 6^1P_1 в условиях характерных для традиционных ртутных ламп

растет с ростом тока и насыщение практически не наблюдается. Это связано с тем, что роль тушения возбуждений для данного состояния, имеющего малое время жизни, незначительна [37].

На Рис. 1.7 приведены зависимости интенсивности излучения линий 185 и 254 нм от силы тока разряда. Видно, что интенсивность излучения линии 185 нм монотонно растет и насыщения практически не наблюдается. Данные кривые были получены при давлении паров ртути соответствующих максимуму излучения линии 185 нм (т.е. имела место активная коррекция температуры холодной зоны).

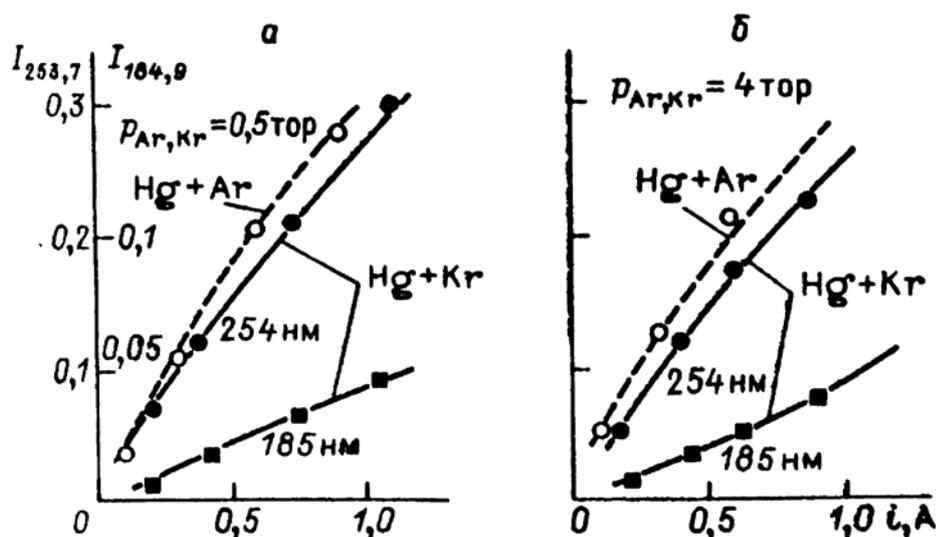


Рис. 1.7 Зависимость интенсивности излучения линий 185 и 254 нм от силы тока в различных смесях: а) давление инертного газа 0,5 торр, б) 4 торр. [37] (экспериментальные точки по [38])

Помимо силы, значение имеет так же **частота разрядного тока**. Эффект увеличения светоотдачи газоразрядных ламп при переходе к повышенной частоте питания известен уже давно. Первые экспериментальные исследования этого эффекта были проведены в работах [39,40,41]. Затем, Полман с коллегами предприняли серию теоретических исследований плазмы газового разряда в смеси ртути с аргоном на повышенных частотах [42-45]. Позднее, поведение плазмы динамического

разряда было проанализировано в работе [37]. Численное моделирование генерации обеих резонансных линий ртути с учетом частоты изменения разрядного тока проводилось Охонской и Федоренко, например, в [46]. Первоначально увеличение мощности генерации резонансного излучения при повышении частоты связывали с уменьшением приэлектродных потерь [39]. Однако в ходе экспериментальных исследований [40,41] было показано, что приэлектродные потери падают с ростом частоты от 50 до 400 Гц, но в дальнейшем практически от нее не зависят. Следовательно, наблюдаемые явления должны быть связаны со свойствами самой плазмы динамического разряда.

Динамическая плазма – такая плазма, которая создается периодическим током с частотой порядка или больше частоты ионизации (деионизации) плазмы, и меньше частоты формирования функции распределения электронов по скоростям. Нижняя граница частот лежит в области нескольких килогерц (время амбиполярной диффузии заряженных частиц, которое в разряде низкого давления определяет деионизации плазмы, в разряде в смеси паров ртути с инертными газами с давлением 1 торр равно нескольким сотням микросекунд). Верхняя граница определяется меньшей из частот ν_e или ν^* (частоты электрон - электронных и неупругих столкновений, соответственно). В условиях работы газоразрядных источников излучения низкого давления обе частоты ν_e , $\nu^* \geq 10^6 \text{ с}^{-1}$, следовательно, частота разрядного тока не должна превышать 10^5 Гц [37].

Рассмотрим ситуацию, когда частота изменения разрядного тока меньше частоты ионизации. В этом случае, параметры плазмы будут мало отличаться от параметров на постоянном токе (квазистационарный режим), т.к. концентрация электронов и другие параметры успевают «подстроиться» под медленно изменяющийся по сравнению с быстрыми микропроцессами ток. Описанное поведение характерно для плазмы разряда на промышленной частоте (Рис. 1.8)

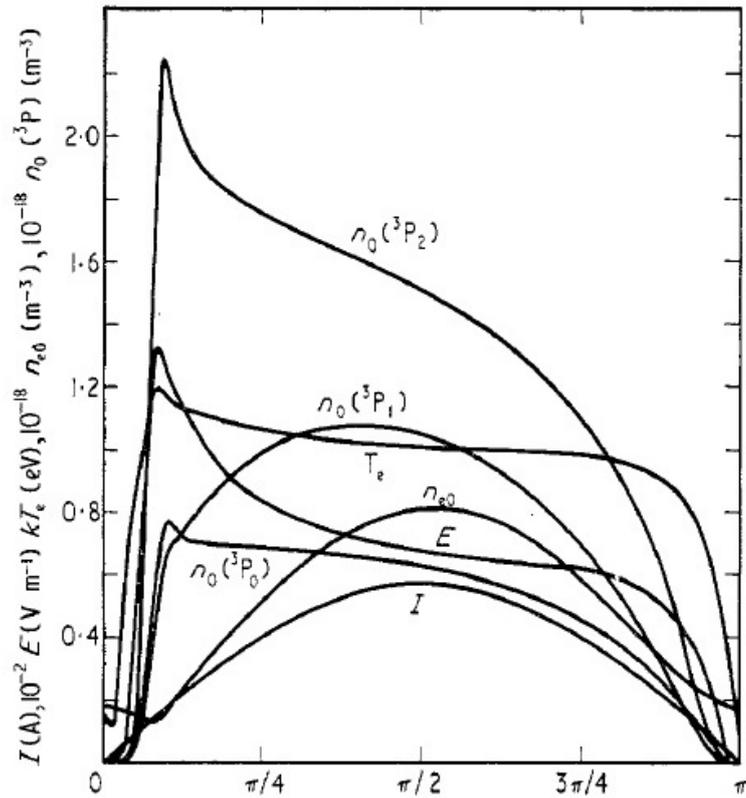


Рис. 1.8 Характер изменения мгновенных значений электрокинетических характеристик разряда (концентрация возбужденных атомов и электронов на оси разрядной трубки, электронная температура, напряженность поля, сила тока) за пол-периода при частоте 50 Гц.[43]

Теперь, рассмотрим плазму динамического разряда[37]. Пренебрегая объемной рекомбинацией, число электронов, ушедших из некоторого единичного объема на стенку, в результате амбиполярной диффузии, должно равняться числу актов ионизации в этом объеме в единицу времени:

$$\int_0^T \tau_{амб}^{-1} dt = \int_0^T \nu_i(t) dt, \quad (1.5.1.)$$

где, $\tau_{амб}$ – характерное время амбиполярной диффузии, ν_i – частота ионизаций. Учитывая, что $\tau_{амб}^{-1} \sim \bar{\epsilon}$, разделим обе части уравнения на соответствующее стационарному режиму:

$$\tau_{амб.0}^{-1} = \nu_{i0}. \quad (1.5.2.)$$

Здесь и далее индексом «0» обозначаются параметры в стационарном режиме. Получим:

$$\frac{\langle \bar{\mathcal{E}} \rangle}{\bar{\mathcal{E}}_0} = \frac{1}{T} * \int_0^T \frac{v_i(t)}{v_{i0}} dt, \quad (1.5.3.)$$

где, $\langle \bar{\mathcal{E}} \rangle$ - усредненная за период средняя энергия электронов:

$$\langle \bar{\mathcal{E}} \rangle = \frac{1}{T} * \int_0^T \bar{\mathcal{E}}(t) dt. \quad (1.5.4.)$$

Покажем, что отношение в левой части формулы (1.5.3.) меньше 1. Для этого обратимся к Рис. 1.9. Точки пресечения двух зависимостей соответствуют двум устойчивым состояниям, в которых выполняется условие баланса числа сгенерированных и рекомбинировавших заряженных частиц. Нетривиальное решение соответствует плазме стационарного разряда. В случае малых возмущений средней кинетической энергии электронов, среднее по времени значение частоты амбиполярной диффузии не изменится (зависимость симметрична относительно средней энергии), а среднее значение частоты ионизаций будет больше стационарного v_{i0} .

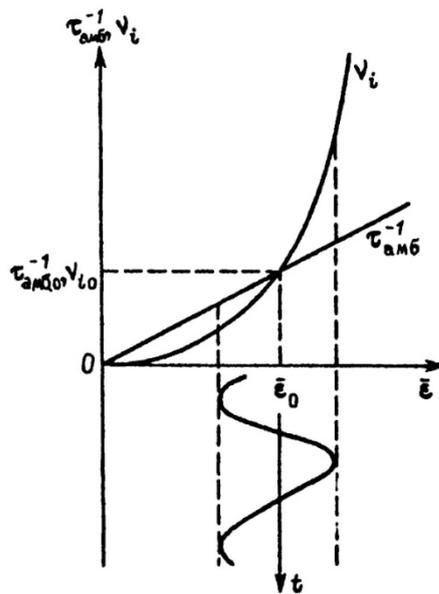


Рис. 1.9 Зависимость характерных времен микропроцессов в разряде от средней энергии электронов[37].

Следовательно, баланс числа заряженных частиц нарушится, если не изменится среднее значение энергии, относительно которого происходят колебания, а значит:

$$\frac{1}{T} * \int_0^T \frac{v_i(t)}{v_{i0}} dt = \frac{\langle v_i \rangle}{v_{i0}} = \frac{\langle \bar{\varepsilon} \rangle}{\varepsilon_0} < 1. \quad (1.5.5.)$$

Уменьшение усредненной по периоду электронной температуры ведет к уменьшению упругих потерь. В то же время, обращаясь к Рис. 1.10 можно отметить увеличение скорости прямого заселения высоколежащих уровней, по сравнению со стационарным режимом. На Рис. 1.10 кривая 2 соответствует скорости прямого возбуждения уровня 6^1P_1 в разряде переменного тока повышенной частоты в смеси ртути с аргоном.

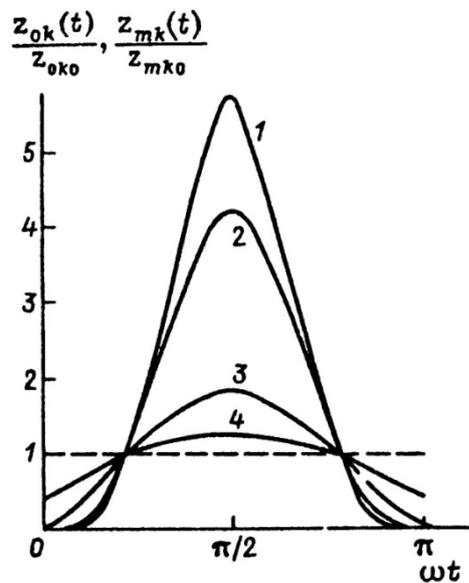


Рис. 1.10 Скорости прямого возбуждения атомов ртути в состояния: 7^3S_1 - 1, 6^1P_1 - 2, 6^3P_1 - 3 (расчет) [37].

Приведенные выше соображения согласуются так же с результатами расчетов, проведенных в работе [46] (см.Рис. 1.11). Таким образом, исследователи динамического разряда заключают, что в области динамического разряда наблюдается уменьшение упругих потерь (по сравнению со стационарной плазмой) из-за уменьшения усредненной по периоду средней энергии электронов, и, вместе с тем, увеличение максимального за период значения средней энергии электронов. Последнее приводит к отклонению функции распределения электронов по энергиям от Максвелловской в области быстрых электронов. Из-за этого возрастает

скорость прямого заселения резонансных уровней 6^1P_1 и 6^3P_1 , минуя метастабильные состояния, из которых атом может перейти в одно из более высокоэнергетичных состояний, с последующим испусканием «паразитного» видимого излучения, либо «потушен» в соударении второго рода.

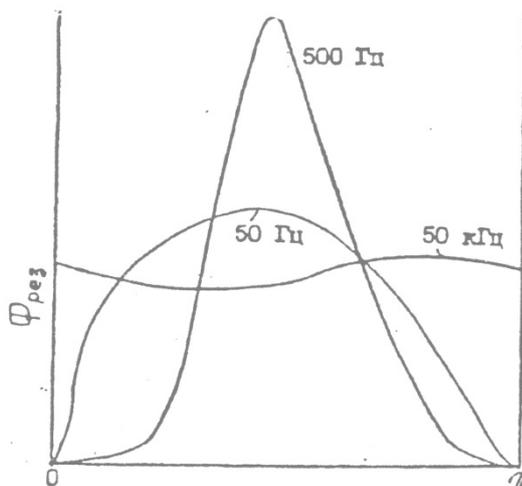


Рис. 1.11 Характер изменения мощности генерации резонансного излучения ртути за полупериод[46].

Наконец, одним из важнейших факторов, определяющих генерацию УФ излучения разрядом, является **давление и состав инертного газа** заполняющего колбу. В разряде именно инертным газом определяется скорость диффузии заряженных частиц на стенки и значит скорость ионизации и электронная температура, необходимая для данной скорости ионизации. Варьируя давление и состав инертного газа можно существенно повысить КПД, ресурс работы и другие параметры ртутных ламп.

Как отмечалось выше, важной функцией инертного газа является снижение скорости диффузии заряженных частиц к стенке. Варьированием давления инертного газа, можно влиять на электронную температуру подбирая оптимальный режим. Оптимальным можно считать такой уровень T_e , при котором, потери на упругие соударения минимальны по отношению к потерям на возбуждение и излучение атомов ртути. При этом необходимо отметить, что потери на возбуждение и излучения зависят от электронной

температуры экспоненциально, а потери на упругие соударения линейно. Кроме того, T_e не должна быть слишком велика, чтобы возбуждались, в основном, состояние 6^3P_1 (6^1P_1 для источников ВУФ-излучения) и не происходило заметного возбуждения более высоко лежащих уровней.

В работе [47] проведены исследования разряда в парах ртути и в смеси паров ртути и аргона. Получено, что добавка аргона приводит к уменьшению пленения резонансного излучения 253.7 нм. В работе предложено следующее объяснение этого:

1) радиальные профили концентраций излучающих атомов более пологие в смеси газов, чем в чистой ртути, – отношения концентрации возбужденных атомов вблизи стенки к значению на оси разряда для смеси Hg+Ar превышает такое же значение для чисто ртутного разряда более, чем на 25%.

2). Добавление аргона приводит к дополнительному уширению спектральной линии за счет Лоренцового уширения, обусловленного столкновением атомов ртути и нейтрального газа. Учет уширения дает согласующиеся с экспериментом зависимости. В эксперименте получено, что добавление аргона дает увеличение вероятности выхода излучения.

Требуемая для оптимального выхода УФ-излучения электронная температура может быть достигнута заменой одного буферного газа на другой, в котором скорость амбиполярной диффузии выше, и использованием более низких давлений при сохранении одного и того же диаметра трубки [48]. Действительно, скорость исчезновения электронов и ионов изменяется в соответствии с изменением коэффициента амбиполярной диффузии ионов в инертном газе, который в этом случае будет определяться подвижностью ионов. Чем газ легче, тем больше подвижность ртути в нём. Таким образом, электронная температура, а, следовательно, и уровень насыщения выхода УФ - излучения будут наибольшими в гелии и наименьшими в ксеноне. На Рис. 1.12 приведены зависимости выхода УФ -

излучения от подводимой мощности при постоянном давлении паров ртути для ламп, диаметром 38 мм, наполненных инертными газами до давлений 260 Па (2 торр) [21].

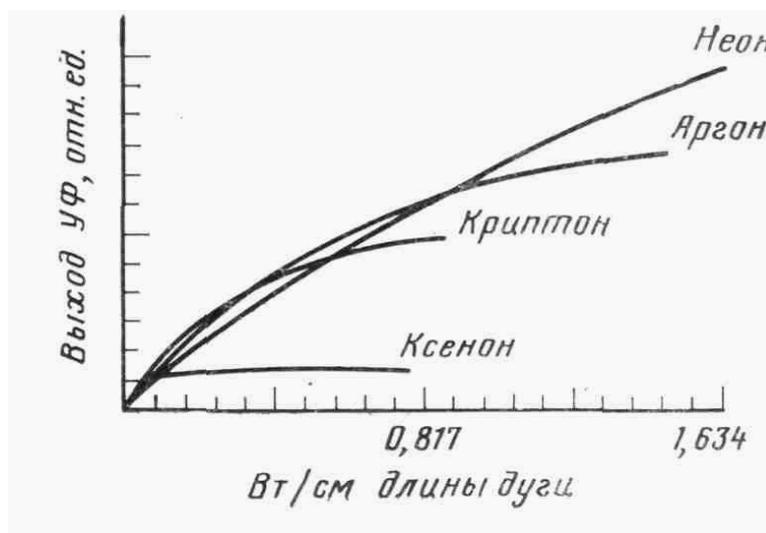


Рис. 1.12 Выход линии 253,7 нм в зависимости от нагрузки на единицу длины положительного столба для ламп диаметром 38 мм, наполненных различными инертными газами при давлении 260 Па (2 мм рт. ст.) и при давлении ртути 0,8 Па ($6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.) [21].

В работе [49] проведены исследования амальгамных источников УФ - излучения низкого давления разрядной трубки с внутренним диаметром 16,6 мм и получены зависимости электрических параметров и мощности УФ - излучения с длиной волны 254 нм от величины разрядного тока, подводимой мощности, давления и состава инертного газа. На Рис. 1.13 приведена зависимость КПД разряда от тока при различных давлениях инертного газа. При изменении тока температура холодной точки разряда поддерживалась постоянной ($P_{\text{Hg}}=7$ мторр). На рисунке видно, что при понижении давления буферной смеси с 4,0 до 2,0 торр КПД разряда мало меняется при небольших токах менее 1,0 А, и различается в несколько раз при токах свыше 3,0 А. При понижении давления возрастает скорость диффузии заряженных частиц на стенку разрядной трубки, что приводит к увеличению электронной температуры. Этим объясняется более медленный

спад КПД разряда при росте тока для малых давлений инертного газа. При увеличении давления диффузия замедляется, и при росте тока КПД значительно уменьшается.

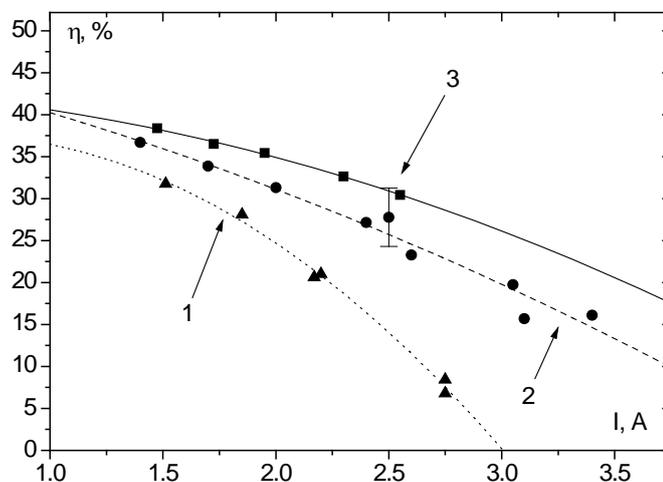


Рис. 1.13 Зависимости КПД генерации линии 254 нм от тока при разном давлении. Смесь Ne+Ar в соотношении 30/70 при различных давлениях. 1 - 4 торр, 2 - 3 торр, 3 - 2 торр. $P_{Hg} = 7$ мторр[49].

В работе [49], также, показано, что увеличение скорости гибели заряженных частиц на стенке может быть достигнуто применением более легких смесей инертных газов с бóльшим коэффициентом диффузии. Ниже(Рис. 1.14, 1.15) показано, что мощность УФ-излучения при более легкой смеси газов выше и достигает насыщения при более высоких токах разряда. Напряжения разряда также выше для более легкой смеси газов при одинаковом разрядном токе.

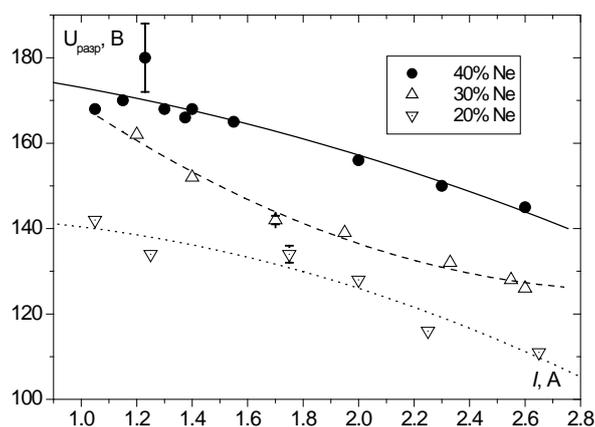
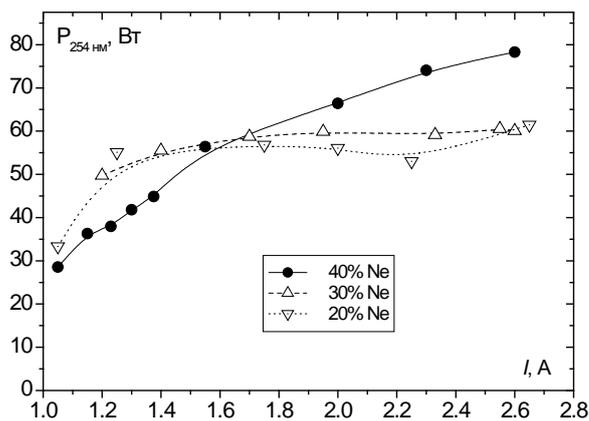


Рис. 1.14 Зависимость мощности УФ-излучения 254 нм от разрядного тока при различном содержании неона. $p_{NeAr}=3.5$ торр, амальгама $Hg_{0.1}In_{0.9}$

Рис. 1.15 Зависимость напряжения от тока при различном содержании неона. $p_{NeAr}=3.5$ торр, амальгама $Hg_{0.1}In_{0.9}$.

Влияние давление и состава инертного газа также исследовалось в работе [36]. Показано, что при снижении давления и увеличении доли более легкого газа в рабочей смеси лампы происходит увеличение мощности излучения и КПД генерации разряда. Данный эффект проявляется в разной степени в зависимости от тока лампы. При увеличении разрядного тока происходит снижение КПД ламп и насыщение мощности УФ - излучения по току (Рис. 1.16). При низких давлениях увеличение КПД лампы обусловлено снижением потерь на ионизацию и упругие соударения, что в свою очередь ведет к снижению средней электронной температуры в разрядной плазме. В силу этих факторов в дуговом разряде происходит увеличение эффективности возбуждения резонансного уровня ртути 6^3P_1 . При высоких давлениях и более тяжелых рабочих смесях КПД и общий уровень мощности УФ - излучения падает из-за роста потерь на упругие взаимодействия. В рассмотренных в работе [36] случаях варьируя состав и давление неон аргоновых смесей можно было добиться изменения в широком диапазоне

мощности лампы, КПД лампы и мощностей УФ - излучения при постоянном токе разряда.

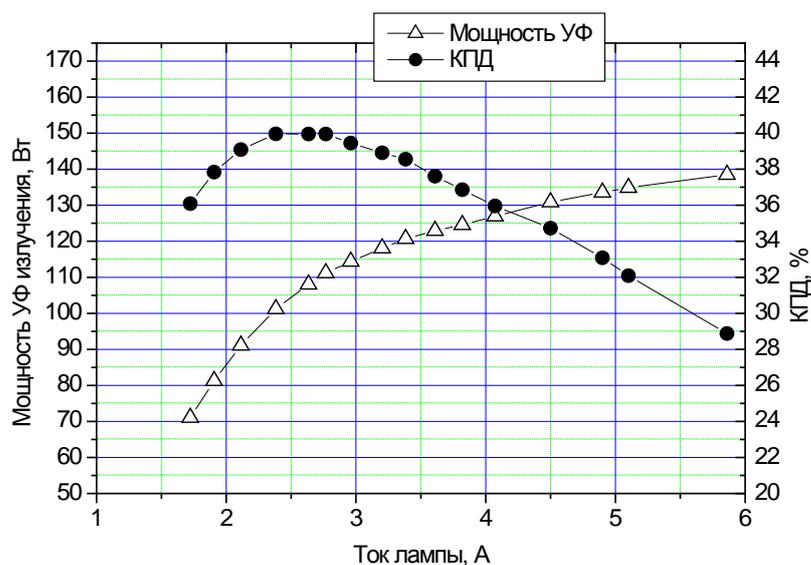


Рис. 1.16 Зависимость мощности УФ - излучения (254 нм) и КПД лампы от разрядного тока при использовании газового наполнения 40/60 Ne/Ar с давлением смеси 0.65 Торр [36].

В тоже время, снижение давления и облегчение рабочей смеси во-первых увеличивает нагрузку на электрод в анодный полупериод работы лампы – увеличивается ускоряющее заряженные частицы поле. Поэтому, средняя энергия частиц, воздействующих на электрод, существенно увеличивается [36]. А во-вторых, при переходе к более низким давлениям ухудшается отвод тепла от электрода, и он начинает перегреваться. Совокупность этих факторов приводит к тому, что ресурс электродного узла сокращается – триспиральный электрод быстрее теряет свою эмиссионную способность и дуговой разряд гаснет. Поэтому при создании источников УФ - излучения необходимо искать компромисс между мощностью, КПД генерации УФ - излучения и сроком службы газоразрядного источника света.

Состав инертного газа также оказывает влияние на механизм зажигания разряда. В случае использования смеси газов может проявляться эффект Пеннинга [21]. Суть этого эффекта в том, что атомы, составляющие большую

часть смеси газа, должны иметь более высокий потенциал возбуждения метастабильных состояний, чем потенциал ионизации меньшей составляющей в смеси. При этих условиях метастабильные атомы главной составляющей газа, сталкиваясь с атомами, находящимися в меньшинстве, могут передавать им полную энергию возбуждения, ионизируя их при этом. Этот эффект способен существенно понизить напряжение пробоя газа, поскольку требуется не ионизировать молекулы основной составляющей газа, а только возбудить их до метастабильного уровня. В свою очередь, для долгоживущего метастабильного уровня, возможны два основных канала релаксации: через соударение со стенкой или через соударение с атомом газа находящегося в меньшинстве с ионизацией последнего. Таким образом, происходит ионизация газа примеси, а энергия для этого передается не непосредственно через электронный удар, но с промежуточным звеном в виде возбуждения основного газа. Наиболее характерный пример пеннинговой смеси это неон-аргоновая смесь. Метастабильный уровень неона (16,62 эВ) лежит чуть выше энергии ионизации аргона (15,76 эВ), поэтому добавление незначительного количества аргона в неон способно существенно понизить напряжение пробоя. Для производства ртутных ламп важно, что ртуть (энергия ионизации 10,43 эВ) образует смесь Пеннинга с гелием, неоном и аргоном. С тяжелыми криптоном и ксеноном ртуть Пеннинговой смеси не образует. При этом давление ртути в современных лампах на несколько порядков ниже, чем давление смеси инертных газов.

1.6. Измерение оптических характеристик ртутных ламп низкого давления.

Для измерения потока излучения ртутной лампы с длиной волны 254 нм могут применяться различные методики, по сути, не отличающиеся от методик фотометрирования разрядных ламп, работающих в видимой части

спектра. К ним относятся интегрирующие схемы, например сфера Ульбрихта [50,51] и кубический интегрирующий фотометр [52]. Интегрирующие установки хороши тем, что позволяют получить значение потока исследуемого источника излучения (ИИ) всего за одно измерение. Недостатки же этих методик при работе с источниками коротковолнового УФ – излучения, связаны с требованиями к габаритам (лампы трубчатые, могут иметь длину до 1,5м) и свойствам диффузно отражающего покрытия. Такие покрытия, работающие в диапазоне длин волн короче 280 нм, являются дорогостоящими, и быстро деградируют в процессе эксплуатации из-за взаимодействия с высокоэнергетичными УФ – квантами. Для измерения потока ИИ может быть так же применена одна из гониометрических методик. Значительно упрощает задачу осесимметричность фотометрических тел исследуемых ИИ, т.к. благодаря этому, задача из трехмерной становится двумерной – измерение КСИ лампы. Установка для проведения измерений на расстоянии формирования пучка лучей от ламп со сравнительно короткой дугой была изготовлена и применялась в настоящей работе. Однако описанная установка годится лишь для измерения потока линии 254 нм, т.к. линия 185 нм не может быть измерена в среде атмосферного воздуха, а заполнение комнаты оптически прозрачным азотом для каждого измерения является технически сложной и дорогостоящей задачей. Применение гониорадиометров ближнего поля так же не является ключом к решению задачи, т.к. установки, интегрирующие облученность по замкнутой поверхности, не дают представления о фотометрическом теле ИИ, а создание установки, содержащей собирающую оптику [53] и/или дополнительную к датчику видеокамеру [54], является слишком дорогим, с учетом рабочего спектрального диапазона. Традиционной в радиометрии бактерицидного излучения ртутных ламп является методика Кайтца [55,56,57] и ее производные [36]. Схема измерения по методике Кайтца приведена на Рис. 1.17. Поток при этом рассчитывается по формуле:

$$\Phi_{254} = \frac{2\pi^2 EDL}{2\alpha + \sin(2\alpha)}, \quad (1.6.1.)$$

где, E – облученность датчика на длине волны 254 нм, остальные обозначения – в соответствии с Рис. 1.17.

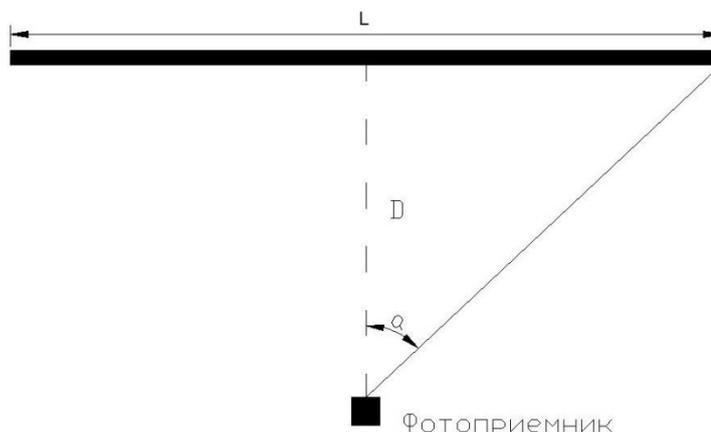


Рис. 1.17 Схема измерения в методике Кайтца[56].

Формула (1.6.1.) получена при следующих допущениях:

- Лампа излучает однородно вдоль всего положительного столба;
- Расстояние между лампой и датчиком настолько велико, что лампу можно считать бесконечно тонкой;
- Сила излучения в любой плоскости, содержащей ось лампы, распределяется по косинусному закону;
- Все лучи попадают в апертуру датчика;
- Угловая характеристика датчика в пределах $\pm\alpha$ от нормали – косинусная.

При больших расстояниях между лампой и датчиком, формула (1.6.1.) переходит в:

$$\Phi_{254} = ED^2\pi^2. \quad (1.6.2.)$$

При малых расстояниях, формула (1.6.1.) переходит в формулу для бесконечно длинной светящей нити [58]:

$$\Phi_{254} = \frac{4\pi^2 ED^2}{2+\pi}. \quad (1.6.3.)$$

Опыт применения методики Кайтца в различных лабораториях мира показывает, что результат измерения мощности УФ излучения зависит от расстояния между лампой и датчиком. Наблюдается рост рассчитанного значения потока УФ излучения, полученного при помощи формулы (1.6.1.) при удалении лампы от датчика. Разность результатов, при измерении на разных расстояниях, в некоторых лабораториях достигает 15% [59]. Более стабильные результаты обеспечивает методика измерения потока УФ – ламп, применяемая в НПО «ЛИТ» (Рис. 1.18)

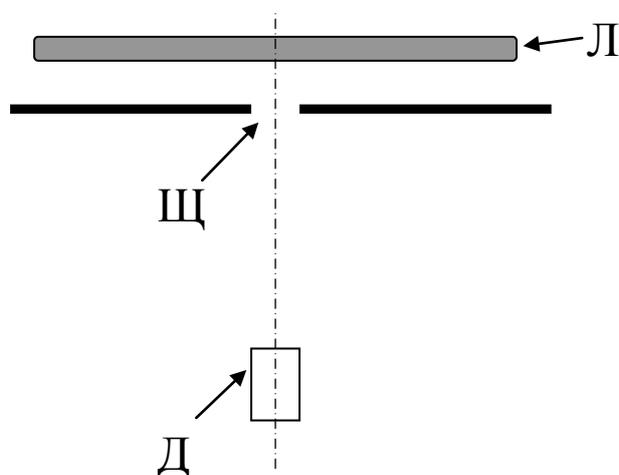


Рис. 1.18 Схема установки в методике ЛИТ. Л – лампа, Д – датчик, Щ – щель. [36]

При использовании вышеприведенной схемы измерения, расчетная формула для потока будет следующей:

$$\Phi_{254} = \frac{\pi^2 EDLd}{\Delta}. \quad (1.6.4.)$$

где, d – расстояние между датчиком и плоскостью щели, Δ - ширина щели, E - облученность. Такой подход позволяет сократить габариты экспериментальной установки (методика Кайтца особенно неточна при малых расстояниях между лампой и датчиком). Основное преимущество методики Кайтца и методики ЛИТ заключается в том, что информация, необходимая для расчета потока УФ – излучения лампы, может быть

получена всего за одно измерение, при сравнительной простоте экспериментальной установки.

При наличии датчика, чувствительного в ВУФ – области спектра и не чувствительного к более длинноволновому излучению, методика Кайтца или ее модификация может быть применена для измерения потока линии 185 нм. Однако, при таком подходе, исследователь сталкивается с проблемой невозможности оценки погрешности своих измерений. Это обусловлено отсутствием информации о форме КСИ на длине волны 185 нм, и сложностями, связанными с прямым измерением КСИ. Кроме того, можно ожидать, что в процессе срока службы лампы, потемнение разрядной трубки приведет к «сжатию» КСИ, и в расчетную формулу для потока лампы необходимо будет ввести коэффициент, учитывающий изменение относительного распределения излучения (формы фотометрического тела). Для разрешения данной проблемы может быть использован актинометрический подход[18,61]. В рамках этого подхода, поток лампы интегрируется, но не диффузно отражающей поверхностью, а поглощающей воздушной или кислородной средой, в которой, при поглощении квантов линии 185 нм, происходит фотодиссоциация молекул кислорода с образованием возбужденного атомарного кислорода с последующим прилипанием атома к молекуле O_2 с образованием озона. Таким образом, измеряя концентрацию озона (например, по поглощению линии 254 нм), можно высчитывать поток ВУФ – излучения исследуемого ИИ. В работе [18] предлагается методика расчета стационарных концентраций озона, образующихся под воздействием линии 185 нм. Скорость образования озона в общем виде записывается как:

$$\frac{\partial O_3}{\partial t} = N_\lambda(O_2)\varphi(O_2) - N_\lambda(O_3)\varphi(O_3), \quad (1.6.5.)$$

где, N_λ – число квантов, которое поглощается кислородом (озоном) в объеме реактора в единицу времени; φ – квантовый выход образования (разложения озона); в левой части уравнения приведено изменение

количества атомов озона в единицу времени. Первый член в правой части уравнения (1.6.5.) остается практически постоянным для молекулярных концентраций озона ниже 5%, квантовый выход $\varphi(O_2) \cong 2$ молек./квант. Второй член уравнения быстро растет с ростом содержания озона, как за счет роста концентрации, так и за счет роста квантового выхода реакции разложения. При использовании ртутных ламп низкого давления образование озона происходит за счет излучения линии 185 нм. Поскольку интенсивность излучения линии 254 нм в таких лампах в несколько раз выше, а сечение поглощения озоном линии 254 нм значительно выше сечения поглощения линии 185 нм (Рис. 1.19), то для расчетов можно пренебречь фотолизом озона линией 185 нм. Тогда для стационарного случая небольших концентраций (когда расходом кислорода на образование озона можно пренебречь) получим:

$$\frac{[O_3]}{[O_2]} = \frac{\sigma_{185}(O_2)I_{185}\varphi(O_2)}{\sigma_{254}(O_3)I_{254}\varphi(O_3)}, \quad (1.6.6.)$$

где I_λ – интенсивность излучения с соответствующей длиной волны, а σ – соответствующее сечение поглощения. Данная формула применима в случае, если облучаемый объем имеет небольшую оптическую толщину. Для оптически толстых сред данная формула неприменима, поскольку интенсивность излучения будет существенно изменяться и для получения результата необходимо переходить к интегрированию.

Количество фотонов поглощенных на единице площади газа определяется по формуле:

$$n_{185} = (1 - e^{-\sigma_{185}(O_2)[O_2]L})I_{185}, \quad (1.6.7.)$$

$$n_{254} = (1 - e^{-\sigma_{254}(O_3)[O_3]L})I_{254}, \quad (1.6.8.)$$

где L – толщина слоя газа. Таким образом, равновесная концентрация озона может быть вычислена следующим образом:

$$\frac{[O_3]}{[O_2]} = \frac{I_{185}\varphi(O_2)(1 - e^{-\sigma_{185}(O_2)[O_2]L})}{I_{254}\varphi(O_3)(1 - e^{-\sigma_{254}(O_3)[O_3]L})}. \quad (1.6.9.)$$

В работе [18] утверждается, что в случае сильного воздушного потока (более $0,1 \text{ м}^3/\text{ч}$ для амальгамной озоновой лампы с мощностью порядка 100 Вт) разложением озона можно пренебречь.

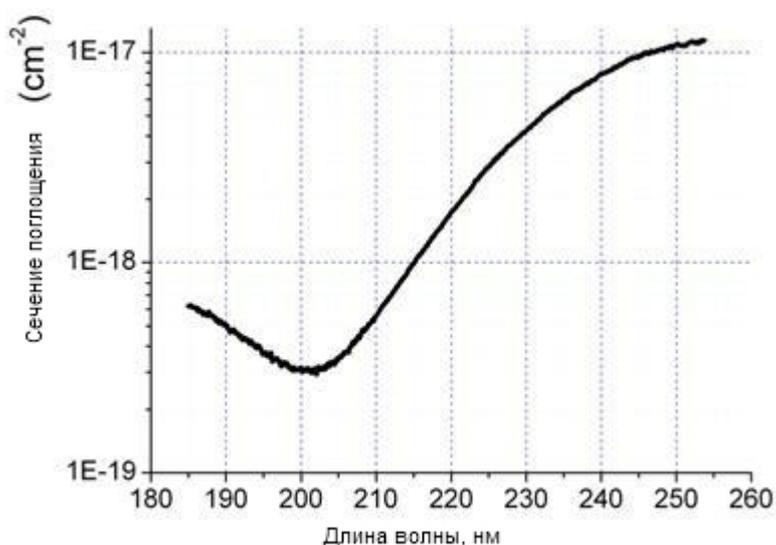


Рис. 1.19 Сечение поглощения УФ – излучения озоном [60].

Актинометрическая методика измерения потока ИИ основывается на том, что квантовый выход разложения исходных и образования новых веществ в ряде случаев хорошо известен, а результат и условия эксперимента относительно хорошо воспроизводятся. Актинометрические измерения являются вторичными, поскольку для их использования необходимо знать квантовый выход реакции используемой для измерения [18]. Основной сложностью в данном случае является учет отражения излучения от границ кюветы с газом (или жидкостью). Как правило, в таких экспериментах оптическая толщина слоя газа выбирается достаточно небольшой для того чтобы можно было бы пренебречь ослаблением при прохождении через среду. В области $140\text{-}190 \text{ нм}$ в качестве актинометрического газа успешно применяется кислород. Удобство его использования обусловлено практически постоянным значением квантового выхода образования озона равного 2 молек./квант . Давление кислорода, как правило, берется атмосферное, а температура комнатная или ниже, поскольку при повышении

температуры озон склонен термодиссоциировать. Измерения проводятся в потоке газа. Кислород прокачивается со скоростью порядка 1 м/с через трубку, изготовленную из материала пропускающего излучение. При таких скоростях озон не успевает разлагаться вдоль линии, доставляющей его к анализатору, и, кроме того, диффузионный перенос вдоль потока не играет существенной роли. В качестве актинометра для линии 254 нм можно использовать озон, однако необходимо произвести темновые эксперименты, учитывающие термическое разложение озона. [18].

К недостаткам актинометрической методики относится, в первую очередь, ее сложность. Желательно постоянно использовать осушенный кислород и необходимо безопасно удалять наработанный озон. Кроме того, получаемые по данной методике результаты, не дают никакого представления о пространственном распределении излучения лампы.

1.7. Ресурс источников излучения.

Важным параметром источника излучения является его ресурс работы. Различают физический срок службы, который определяется долговечностью оксидных электродов, и эффективный срок службы, который определяется временем спада основных оптических и электрических характеристик лампы. В рамках настоящей работы не будет делаться акцент на разборе свойств электрода и их влиянии на ресурс изделия. Отметим лишь, что такие параметры, как длина и диаметр вольфрамового керна, постоянные его спирализации и спирализации внешней навивки, а так же состав и масса оксидного покрытия должны выбираться исходя из величины номинального разрядного тока и тока предварительного подогрева электродов.

Эффективный срок службы источников излучения чаще всего задается по времени снижения потока на заранее определенную величину. В бактерицидных лампах в колбах из увиолевого стекла спад потока обычно

составляет 30-50% за 3500 часов работы [62,63]. Основным механизмом уменьшения УФ - излучения таких ламп в процессе непрерывного горения разряда считается потемнение стекла, вызванное «соляризацией» и взаимодействием ртути с материалом колбы лампы. Под соляризацией понимают окисление находящихся в объеме стекла следов FeO до Fe₂O₃ под действием УФ – излучения [64].

В работах [65,66] анализируются возможные причины спада интенсивности излучения бактерицидных ламп в процессе срока службы. К ним относятся: изменение состава наполняющей колбу смеси газов из-за натекания атмосферных газов через места заштамповки, уменьшение эмиссионной способности катода, изменение оптических свойств разрядной колбы. Первая и вторая из предложенных возможных причин опровергаются результатами, полученными в работе [67]. Как видно из Рис. 1.20. Интенсивность излучения ($\lambda=254$ нм) спадает синхронно с коэффициентом пропускания кварца (для нормально падающего пучка), из чего следует, что именно изменение оптических свойств колбы объясняет изменения интенсивности, наблюдаемые в процессе срока службы лампы.

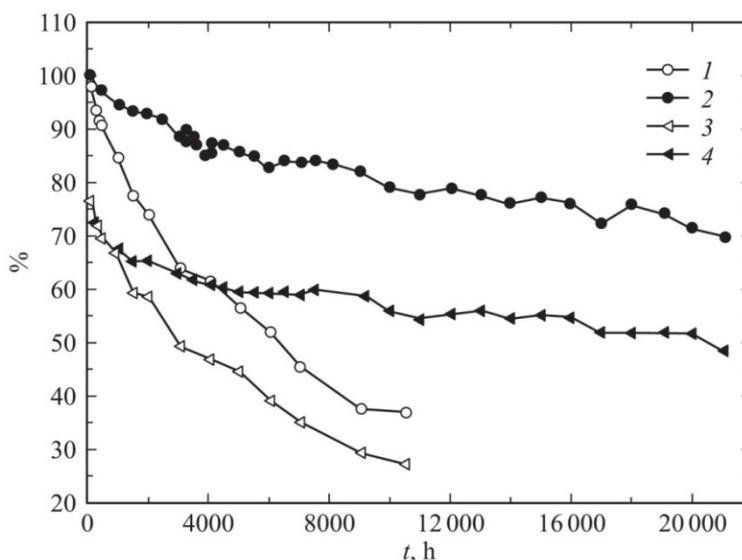


Рис. 1.20 Зависимость интенсивности УФ – излучения (1,2) и коэффициента пропускания кварцевого стекла (3,4) от времени работы амальгамной лампы. 1,3 – без защитного покрытия; 2,4 – с защитным покрытием[67].

Известны три возможных механизма, «ответственных» за потемнение колбы: образование оксида ртути на её внутренней поверхности [65,68], проникновение молекулярной ртути в толщу структуры кварца, а так же образование в структуре кварца $[HgO]$ комплексов, определенным образом взаимодействующих с окружающими атомами Siи Осрасширением спектрального диапазона поглощения. Первый и второй механизмы не могут в полной мере объяснить наблюдаемое в экспериментах [69] потемнение в диапазоне 200-800 нм, т.к. HgO поглощает в диапазоне 273-295 нм[70]. В свою очередь, наличие атомарной ртути в структуре кварца не может быть причиной уменьшения потока линии 254 нм, т.к. уровень поглощения атома должен быть смещен из-за взаимодействия с окружением. Однако все перечисленные механизмы так или иначе обусловлены взаимодействием ионов ртути с колбой, а значит, функция защитного покрытия должна состоять в защите колбы от разрушительного воздействия ионов [71,72]. В работе [65] авторы заключают, что для повышения эффективности работы защитного покрытия следует: выбирать оксиды металлов, с атомной массой близкой к атомной массе ртути и стремиться сформировать максимально плотный слой (в идеале – сплошную пленку) защитного покрытия, имеющую, при этом, максимальную толщину. С другой стороны, следует учитывать, что многие соединения принципиально не годятся для использования в рабочем спектральном диапазоне УФ и ВУФ – ламп, а с увеличением толщины защитного покрытия – увеличивается и его оптическая плотность, что ведет к уменьшению потока и КПД лампы.

Анализ различных вариантов состава защитных покрытий, как двухкомпонентных (Рис. 1.21), так и многокомпонентных шпинелей ($SrO-Al_2O_3-SrAl_2O_4$, $ZnO-Al_2O_3-ZnAl_2O_4$, $MgO-Yb_2O_3-MgYb_2O_4$, $MgO-Al_2O_3-MgAl_2O_4$), показывает, что оптимальным для озоновых ламп является покрытие из оксида алюминия (Al_2O_3). При этом, покрытия, нанесенные из нанопорошка, не подходят из-за больших рассеивающих свойств.

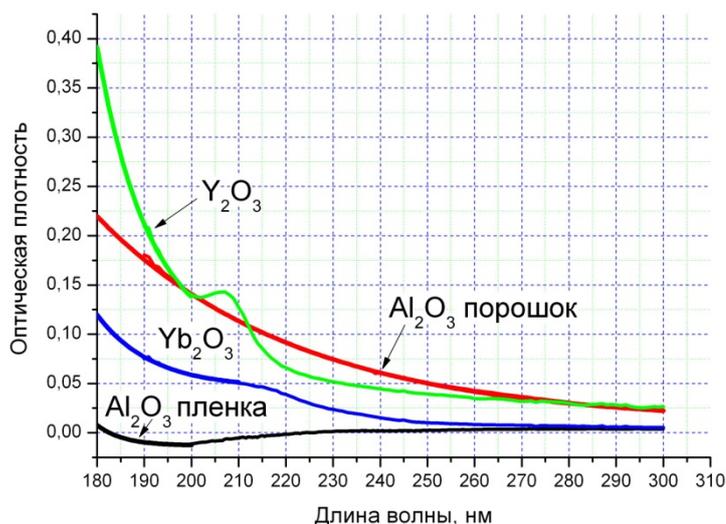


Рис. 1.21 Спектры пропускания различных защитных покрытий[29]

Что касается толщины защитного покрытия, то в рамках настоящей работы, производилась оценка усредненных толщин покрытий из оксида алюминия и оксида иттербия после нанесения 1, 2 и 3 слоев (повторяющаяся технологическая операция), путем взвешивания трубок до и после нанесения покрытия. Для того, чтобы исключить влияние воды, которая содержится в структуре кварца и может находиться на его поверхности, были проведены эксперименты с отжигом трубок без покрытия (после промывки чистой водой) и последующей серией взвешиваний в процессе остывания в откаченном эксикаторе в присутствии влагопоглотителя (F_2O_5). В результате было установлено, что поправку на воду вводить не требуется. Результаты экспериментов по определению толщины защитного слоя представлены в таблице 1.7.1.

Табл. 1.7.1. Результаты измерения толщины защитного покрытия.

Покрытие	Al_2O_3		Yb_2O_3	
	32	28	32	19
Диаметр колбы, мм				
1 слой, нм	51 ± 5	24 ± 6	52 ± 14	23 ± 5
2 слой, нм	20 ± 5	24 ± 6	20 ± 8	26 ± 6
3 слой, нм	Прирост в пределах погрешности измерения			

Полученные результаты согласуются с результатами ресурсных испытаний, проведенных в работе [36]. На Рис. 1.22. показан относительный спад потока линии 254 нм в процессе срока службы лампы в колбе диаметром 28мм, с наполнением 60Ne/40Ar, $p_{\Sigma}=0.3$ торр, $I=3,2$ А.

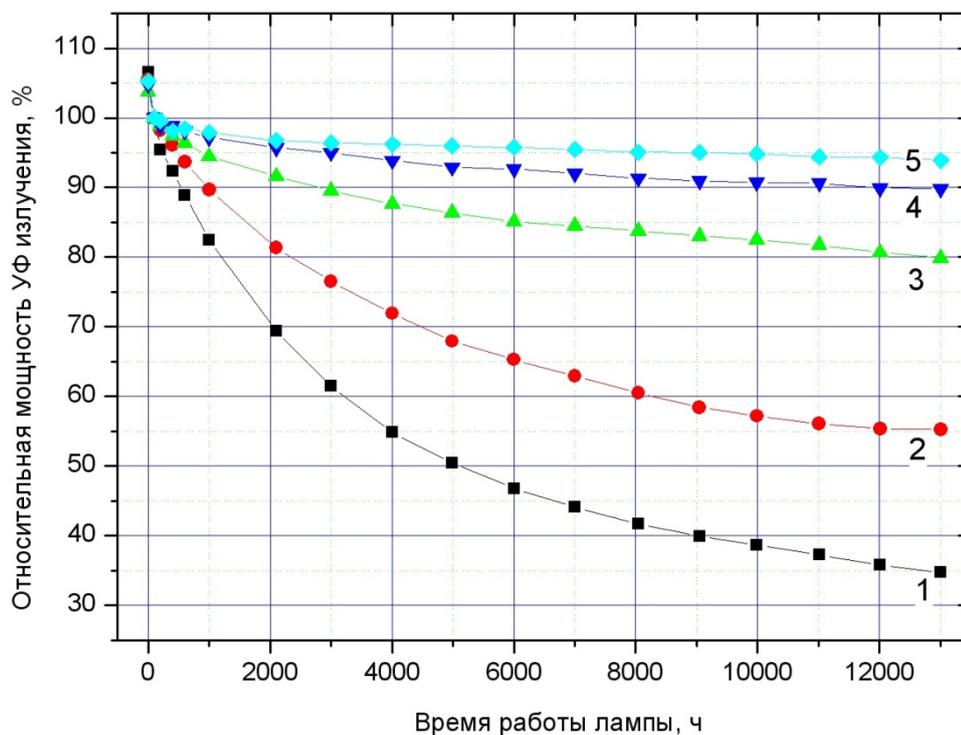


Рис. 1.22 Результаты ресурсных испытаний ламп с разным количеством слоев покрытия. 1 – без покрытия, 2 – один слой покрытия, 3 – два слоя покрытия, 4 – три слоя покрытия, 5 – четыре слоя покрытия [36]

Из графика видно, что нанесение одного и двух слоев покрытия дает приблизительно одинаковый значительный эффект, а последующие слои приносят значительно меньший вклад в увеличение эффективного ресурса лампы.

1.8. Заключение к анализу литературы.

Плазма дугового разряда в смеси паров ртути и инертных газов является эффективным источником УФ – излучения. Спектр ртутного

разряда содержит две интенсивные резонансные линии – 184,9 и 253,7 нм. Излучение линии 253,7 нм обладает бактерицидным эффектом и находится вблизи максимума кривой бактерицидной эффективности. Поглощая излучение с длиной волны <200 нм, молекулярный кислород диссоциирует с образованием возбужденного атома кислорода $O(^1D)$. Данное свойство УФ – излучения делает его перспективным для использования в задачах связанных с наработкой озона и ОН–радикалов (АОТ процессы). Для повышения эффективности АОТ процессов необходимы источники, обладающие высокими интенсивностью и КПД генерации УФ – излучения.

Оптимальное для генерации УФ – излучения давление паров ртути составляет 7-10 мторр. Для поддержания оптимального давления паров ртути в лампах с высокой удельной мощностью целесообразно использовать амальгаму вместо металлической ртути.

Интенсивность и КПД генерации излучения линий 184,9 и 253,7 нм зависят от параметров лампы, среди которых важнейшими являются геометрические размеры, сила и частота разрядного тока, давление и состав наполняющей смеси инертных газов, а так же конструкция электродов. В литературе представлено крайне мало работ, посвященных исследованию генерации излучения линии 185нм в плазме ртутного разряда с высокой плотностью тока, поэтому представляет интерес экспериментальное исследование генерации этого излучения в ртутных (амальгамных) кварцевых лампах. По результатам анализа проделанных ранее (в том числе, автором) работ выбраны диапазоны изменения параметров исследуемых источников. Внутренний диаметр колбы выбран равным 16,6 мм, что обусловлено увеличением нагрузки на защитное покрытие с уменьшением диаметра и ухудшением условий генерации ВУФ излучения с увеличением диаметра. Диапазон изменения силы тока разряда выбран 1-2,5А. Нижняя граница диапазона определяется условием поддержанием высокого значения удельного потока ВУФ излучения, а верхняя граница - условием сохранения

высокого КПД генерации ВУФ излучения. Диапазон частот синусоидального разрядного тока 10-80кГц, т.к. уменьшение частоты ведет к уменьшению КПД, а увеличение частоты - к росту стоимости ЭПРА, без значимых предпосылок к улучшению характеристик лампы. В качестве наполнения лампы применяются смеси неона с аргоном в различных соотношениях. Более тяжелые газы не используются, т.к. их применение ведет к ухудшению условий генерации ВУФ излучения, а более легкий гелий не удается удержать в колбе из-за его вытекания в местах заштамповки электродов. При этом диапазон давлений буферной смеси выбран 1-2торр, что определяется условием получения высоких удельной мощности и КПД (верхняя граница), и длительным эффективным сроком службы - несколько тысяч часов (нижняя граница).

Существующие методики измерения фотометрических характеристик УФ - ламп либо не учитывают особенности формы пространственного распределения излучения источника, либо являются слишком сложными и дорогими в реализации. Таким образом, важной представляется задача подбора методики радиометрических измерений, совмещающей простоту и точность, а так же, задача проведения экспериментального исследования влияния, которое оказывают параметры разряда на генерацию излучения линии 185 нм.

2. Объект исследования, методика измерения и описание экспериментальной установки.

2.1. Объект исследования.

Генерация бактерицидного (254 нм) и озонирующего (185 нм) излучения осуществляется плазмой, образующейся при протекании переменного (10-80кГц) синусоидального электрического тока через промежутки, заполненный парами ртути при давлении 0,1-10 Па (лучший режим генерации резонансного излучения достигается при давлении около 1 Па и смесью неона с аргонами. Содержание неона в смеси варьируется от 0 до 100%, суммарное давление инертных газов в холодном состоянии составляет сотни паскалей. Описанная система может располагаться в линейной или изогнутой цилиндрической трубке, выполненной из природного или синтетического кварца (синтетический кварц лучше пропускает ВУФ излучение, однако обладает более высокой стоимостью). Разрядная трубка с внешним диаметром 19 мм и внутренним диаметром 16,6 мм покрывается защитным покрытием, задача которого состоит в защите внутренней поверхности кварца от разрушения в результате длительного взаимодействия с плазмой и высокоэнергетичными квантами, а так же, в недопущении попадания ртути в толщу кварца, т.к. оба эти процесса совместно ведут к уменьшению коэффициента пропускания трубки в процессе срока службы. Величина диаметра разрядной трубки выбрана из следующих соображений: увеличение диаметра ведет к снижению удельной мощности и увеличению стоимости изделия, а уменьшение диаметра, хотя и позволяет добиться более высоких значений удельного потока, одновременно ведет к увеличению нагрузки на защитное покрытие колбы. Увеличение нагрузки на защитное покрытие нежелательно, учитывая сильный эффект, который оказывает потемнение колбы на эффективность источника ВУФ излучения.

С двух сторон в кварцевую трубку заштамповываются электроды. Функция катода заключается в эмиссии электронов в разряд (термоэмиссия и, в меньшей степени, вторичная эмиссия) и сборе ионов, поступающих на него в процессе продольного катафореза. Анод, в свою очередь, собирает электронный ток. Условия работы катода и анода очевидно различны, однако в лампах, работающих на переменном токе, они меняются местами каждые полпериода. Для улучшения эмиссионных свойств, электроды покрывают суспензиями из оксидов щелочноземельных металлов с различными присадками. Электроды газоразрядных ламп НД (их часть, расположенная внутри колбы) представляют из себя закрученный в двойную спираль вольфрамовый керн, на который сверху навивается дополнительная спирализация из нити малого диаметра- таким образом получается электрод с тройной спирализацией. Спирализация керна позволяет увеличить длину нити, при сохранении компактности. В свою очередь, дополнительная спирализация позволяет лучше удерживать на электроде эмиссионное вещество.

В рамках настоящей работы ставится задача экспериментально исследовать влияние изменения различных параметров лампы на удельные (Вт/см) и полные потоки, а так же КПД генерации резонансных линий. Особый интерес представляет получение данных о генерации излучения с длиной волны 185 нм, т.к. она мало изучена при условиях, характерных для работы бактерицидных ламп (высокие плотности тока), и, в то же время, возможность применения теоретических методов ограничена их высокой сложностью и недостаточной точностью получаемых результатов.

2.2. Предложенная методика измерения потоков резонансных линий трубчатых ламп и ее апробация.

В п.1.6. был произведен разбор существующих методик измерения потока УФ – излучения ртутных ламп, указаны их преимущества и недостатки. В результате произведенного анализа, можно сформулировать следующую задачу: разработать методику отдельного измерения потоков линий 185 и 254 нм, включающую получение информации о пространственном распределении излучения, без использования сложного и дорогостоящего экспериментального оборудования.

Для проверки предложенной методики, измерения пространственного распределения потока лампы проводились для излучения линии 254 нм с помощью радиометра IL1700 с детектором SED240. Итак, покажем, что даже для этой линии, методики, использующие косинусное приближение для КСИ, могут давать заметные погрешности.

Для данного исследования была изготовлена серия ламп с межэлектродным расстоянием 31,5 см, диаметром колбы (внешним) 19 мм, наполнением 100% Не при давлении 1,4 торр. На внутреннюю поверхность колбы был нанесен один слой защитного покрытия из оксида алюминия. Лампы питались переменным током с частотой 38кГц и действующим значением 2А. Приведенные данные получены в максимуме интенсивности излучения лампы. Для достижения максимума под амальгамой, на расстоянии порядка длины лампы, устанавливался вентилятор, включенный в сеть через ЛаТР, и, таким образом, регулируя напряжение питания вентилятора, можно было менять температурный режим работы лампы. Измерения КСИ проводились в черной комнате ($\rho_{\text{стен}} < 10\%$), в показания радиометра вносилась поправка на засветку рассеянным излучением, для чего между лампой и датчиком устанавливался экран, полностью блокирующий прямую облученность от ИИ. Для сравнения, так же приводится КСИ восстановленная по методике Кайтца, исходя из

рассчитанной осевой силы излучения всей лампы, и КСИ, восстановленная по методике, использующей выделение участка лампы диафрагмой. Результаты измерений для лампы в начале срока службы представлены на Рис. 2.1. При измерении КСИ расстояние между лампой и датчиком составляло 317 ± 1 см, т.е. отношение линейного размера ИИ к расстоянию фотометрирования равнялось $\approx 1/10$. При этом случайная погрешность не превышала 1%, а погрешность калибровки датчика (в а.е.) – 10% (паспортная величина).

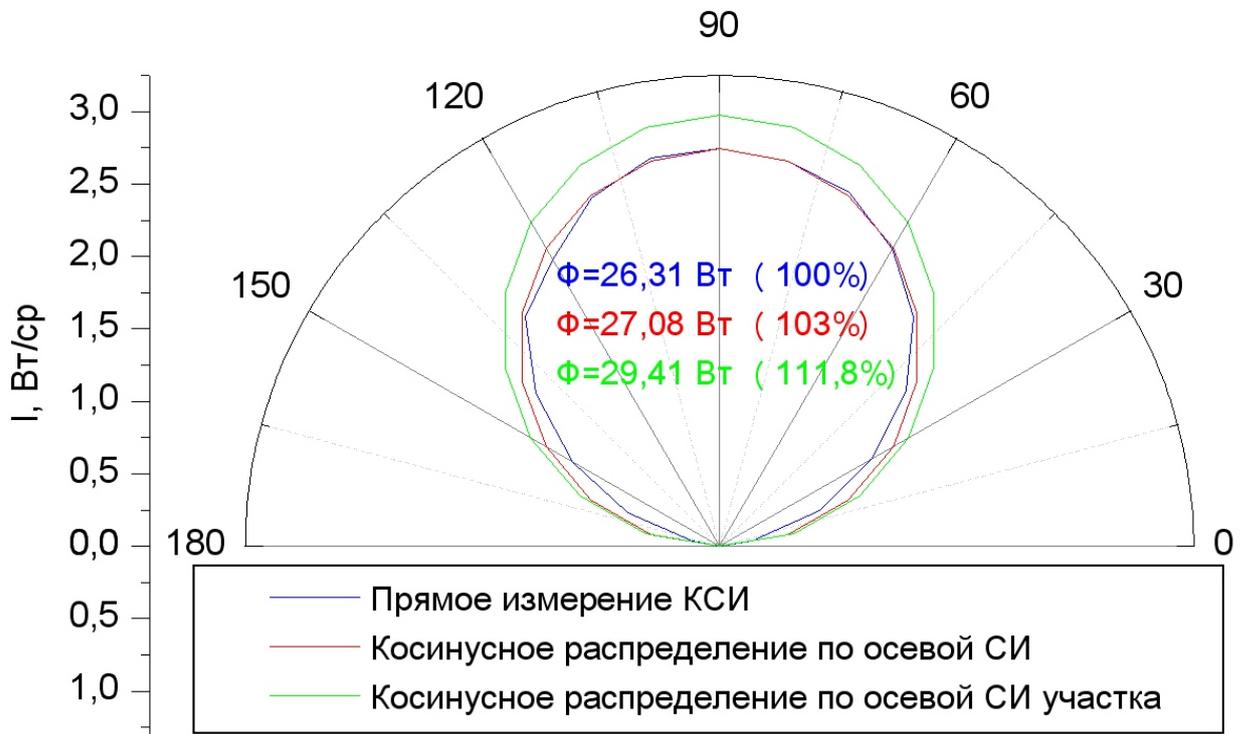


Рис. 2.1 КСИ лампы в начале срока службы, полученные 3 различными способами

Из приведенного рисунка видно, что в начале срока службы использование косинусного приближения вносит не слишком большую погрешность (3%), однако лишь в том случае, если из места расположения датчика виден весь положительный столб лампы (методика Кайтца), а не его часть. Или же, при фотометрировании с диафрагмой, необходимо вносить дополнительный поправочный коэффициент.

Для того, чтобы выяснить, насколько точно будет выполняться косинусное приближение при измерениях в процессе срока службы лампы, и сопутствующего ему потемнения колбы, параметры ламп с «легким» неоновым наполнением и одним защитным слоем были повторно измерены после 600ч непрерывной работы с разрядным током 2 А. Результаты этих измерений приведены на Рис. 2.2.

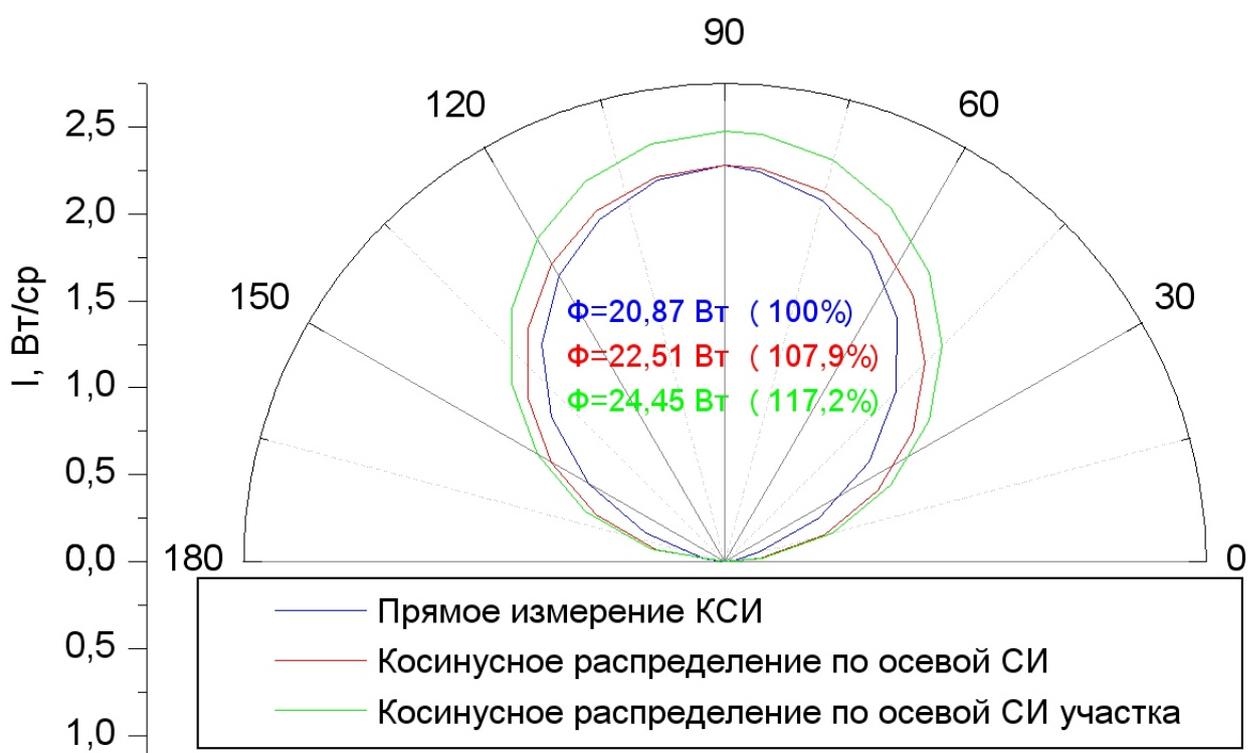


Рис. 2.2 КСИ лампы после 600ч горения, полученные 3 различными способами

Из Рис. 2.1 и 2.2 видно что реальная КСИ лампы в процессе срока службы «сжимается» вместе с потемнением колбы и общим спадом потока УФ – излучения. Из-за этого увеличивается погрешность от использования косинусного приближения для КСИ (приблизительно на 5%). Рассмотрим возможную поправку, которая позволит учесть отклонение формы

пространственного распределения потока лампы от косинусного. Для этого предположим, что положительный столб излучает по косинусному закону, но форма КСИ лампы изменяется из-за зависимости коэффициента пропускания колбы от угла, под которым излучение покидает плазму и попадает в оптически плотный слой кварца. Тогда КСИ лампы описывается функцией:

$$I_{\text{л}}(\alpha) = I_{\text{столб}}(0) * \cos(\alpha) * (1 - e^{\frac{-\mu d}{\cos\alpha}}), \quad (2.2.1.)$$

где $I_{\text{столб}}(0)$ – осевая сила излучения положительного столба; α – угол, отсчитываемый от нормали к оси лампы; μ – натуральный показатель поглощения; d – толщина стенки колбы. После преобразования получим:

$$I_{\text{л}}(\alpha) = I_{\text{л}}(0) * \cos(\alpha) * \tau_0^{\left(\frac{1}{\cos\alpha} - 1\right)}, \quad (2.2.2.)$$

где τ_0 – коэффициент пропускания стенки колбы при прохождении луча по нормали к поверхности; $I_{\text{л}}(0)$ – осевая сила излучения лампы. Осевая сила излучения лампы может быть измерена напрямую, а коэффициент пропускания стенки кварцевой колбы толщиной 1,2 мм равен $\approx 88\%$. Сопоставим результаты, которые получаются для лампы в начале срока службы при прямом измерении КСИ, применении формулы Кайтца и при использовании ф-лы(2.2.2.):

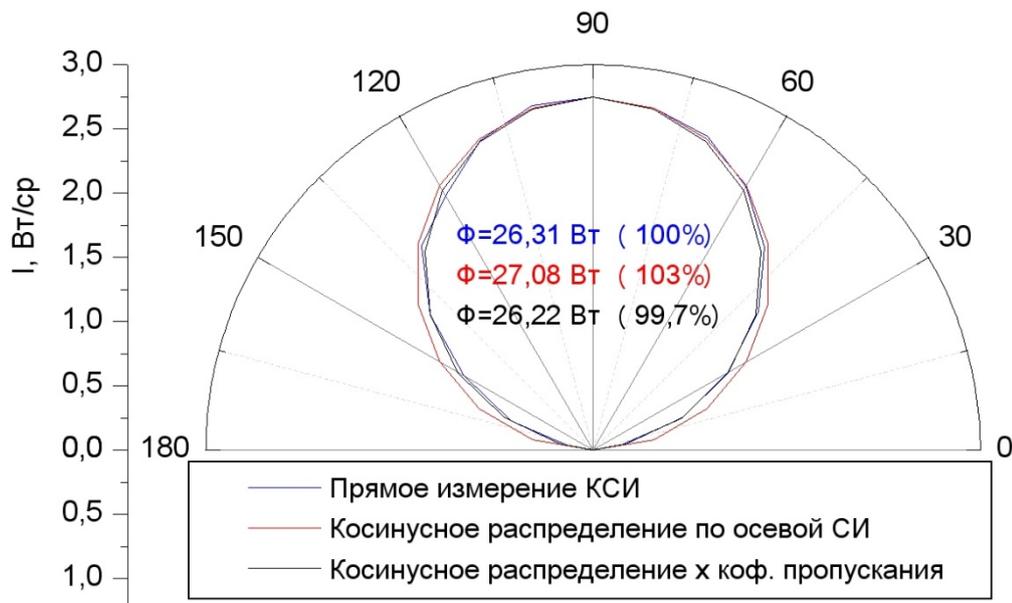


Рис. 2.3 КСИ лампы в начале срока службы, полученные 3 различными способами

Как видно из графика (Рис. 2.3), применение уточненной аппроксимации, учитывающей поглощение в кварце, позволяет получить более точный результат при измерении потока, чем простая косинусная аппроксимация.

Теперь применим тот же подход к уточнению формы КСИ лампы с частично разрушенным покрытием и потемневшей колбой. Как было показано в п.1.7., изменение оптических характеристик лампы в процессе срока службы объясняется только изменением оптических свойств колбы. Следовательно, можно записать:

$$I_{600ч}(\alpha) = I_{0ч}(\alpha) * \tau_{отн}(\alpha), \quad (2.2.3.)$$

где $\tau_{отн}(\alpha)$ —относительный коэффициент пропускания равный:

$$\tau_{отн}(\alpha) = \tau_{отн}(0)^{\frac{1}{\cos\alpha}}, \quad (2.2.4.)$$

где $\tau_{отн}(0)$ – отношение осевой силы излучения лампы через 600 ч работы к осевой силе излучения лампы в начале срока службы. Результаты расчета КСИ по ф-ле(2.2.3.) для косинусной $I_{0ч}(\alpha)$ (Рис. 2.3. – красная кривая) приведены на Рис. 2.4:



Рис. 2.4 КСИ лампы после 600ч горения, полученные 3 различными способами.

Видно, что примененная поправка исправила погрешности измерения потока у лампы с ресурсом 600ч до уровня погрешностей характерных, для лампы в начале срока службы. Применим поправку на поглощение в кварце дважды: для расчета КСИ новой лампы и лампы с ресурсом 600 ч (Рис. 2.5).



Рис. 2.5 КСИ лампы после 600ч горения, полученные 3 различными способами

Высокая степень сходства между результатами прямых измерений КСИ ламп с различной длительностью горения аппроксимацией, полученной на основе измерений осевой силы излучения и информации о пропускающей способности кварца в рабочем участке спектра, позволяет предложить формулу для определения потока лампы в процессе срока службы с учетом потемнения колбы:

$$I_{Xч}(\alpha) = I_{0ч}(\alpha) * \left(\frac{I_{Xч}(0)}{I_{0ч}(0)}\right)^{\frac{1}{\cos\alpha}}. \quad (2.2.5.)$$

Условия генерации и распространения излучения линии 185 нм в плазме ртутного разряда отличаются от аналогичных условий для линии 254 нм. Кроме того, как сам кварц, так и эффекты связанные с его потемнением

должны сильнее сказываться на изменении интегрального значения и пространственного распределения потока линии 185 нм. Рассмотрим предложенную методику для измерения пространственного распределения излучения с длиной волны 185 нм.

Рассмотрим трубчатую УФ – лампу, у которой длина межэлектродного промежутка значительно превышает диаметр колбы. Если расположить датчик на достаточном удалении от ИИ, то лампу можно считать излучающей нитью. В допущении о равномерности излучательных свойств по длине положительного столба, лампу можно представить, как набор участков нити, с длинами ΔL , КСИ которых не отличается по форме от КСИ всей лампы (Рис. 2.6).

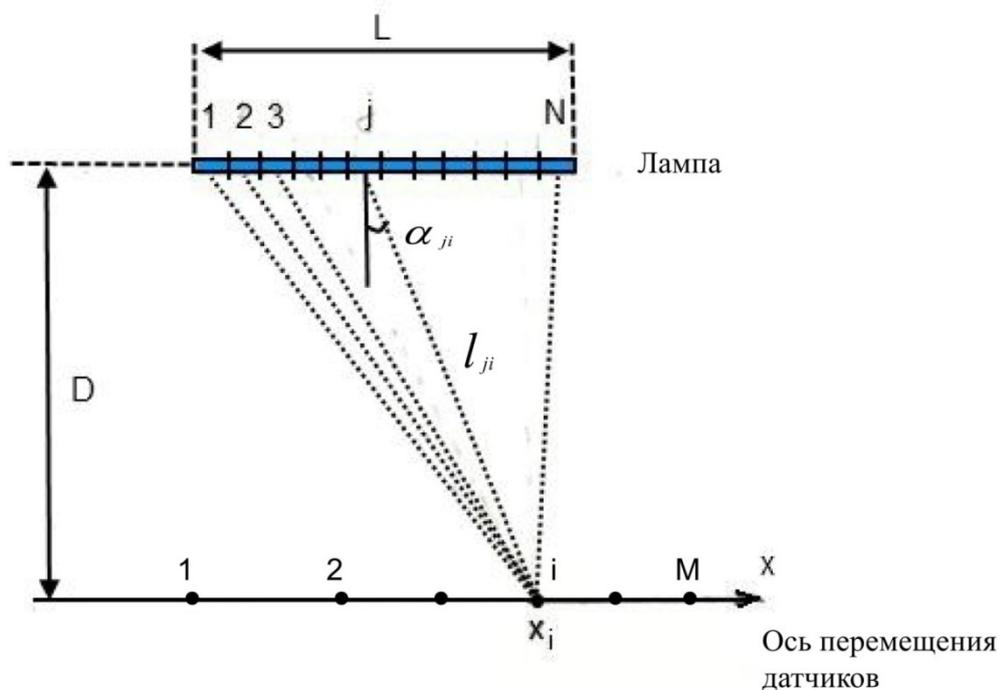


Рис. 2.6 К описанию методики измерения

В этом случае, для датчика, расположенного на расстоянии D от лампы и направленного по нормали к ее оси, облученность может быть записана как:

$$E_i = \frac{\cos \alpha_{1i}}{l_{1i}^2} I(\alpha_{1i}) + \frac{\cos \alpha_{2i}}{l_{2i}^2} I(\alpha_{2i}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{ji}}{l_{ji}^2} I(\alpha_{ji}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{Ni}}{l_{Ni}^2} I(\alpha_{Ni}), \quad (2.2.6.)$$

где l_{ji} – расстояние между серединой j -го участка и i -й точкой на Ox , α_{ji} – угол падения, он же угол между нормалью к излучающей нити и

направлением на точку расположения датчика, $I(\alpha_{ji})$ – сила излучения элемента лампы в направлении α_{ji} . Уравнение (2.2.6.) содержит N неизвестных ($I(\alpha_{1i}), I(\alpha_{2i}), \dots, I(\alpha_{Ni})$) и в общем случае не может быть решено. Увеличим число уравнений, перемещая датчик вдоль Охпо позициям 1, 2, ..., N . Теперь можно записать систему уравнений:

$$E_1 = \frac{\cos \alpha_{11}}{l_{11}^2} I(\alpha_{11}) + \frac{\cos \alpha_{21}}{l_{21}^2} I(\alpha_{21}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{j1}}{l_{j1}^2} I(\alpha_{j1}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{N1}}{l_{N1}^2} I(\alpha_{N1}). \quad (2.2.7.)$$

$$E_2 = \frac{\cos \alpha_{12}}{l_{12}^2} I(\alpha_{12}) + \frac{\cos \alpha_{22}}{l_{22}^2} I(\alpha_{22}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{j2}}{l_{j2}^2} I(\alpha_{j2}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{N2}}{l_{N2}^2} I(\alpha_{N2}). \quad (2.2.8.)$$

::

$$E_i = \frac{\cos \alpha_{1i}}{l_{1i}^2} I(\alpha_{1i}) + \frac{\cos \alpha_{2i}}{l_{2i}^2} I(\alpha_{2i}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{ji}}{l_{ji}^2} I(\alpha_{ji}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{Ni}}{l_{Ni}^2} I(\alpha_{Ni}). \quad (2.2.9.)$$

::

$$E_M = \frac{\cos \alpha_{1M}}{l_{1M}^2} I(\alpha_{1M}) + \frac{\cos \alpha_{2M}}{l_{2M}^2} I(\alpha_{2M}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{jM}}{l_{jM}^2} I(\alpha_{jM}) + \dots + \frac{\cos \alpha_{NM}}{l_{NM}^2} I(\alpha_{NM}). \quad (2.2.10)$$

Однако вместе с числом уравнений растет и число неизвестных. Таким образом, полученная система уравнений (СЛАУ) является недоопределенной. Сократим число неизвестных. Пусть

$$\forall k \in Z: \forall \alpha \in [k-0,5^\circ; k+0,5^\circ): I(\alpha) = \text{const}. \quad (2.2.11.)$$

Теперь количество неизвестных в СЛАУ ограничено шагом дискретизации КСИ. С учетом введенного допущения, число неизвестных не может превышать 181, в зависимости от взаимного расположения исследуемой лампы и оси перемещения датчика, а так же диапазона его перемещения вдоль данной оси. Т.к. предлагаемая методика измерения должна быть воплощена в реальной установке, соображения удобства измерений диктуют следующие дополнительные условия:

- Датчик вдоль Ох перемещается с постоянным шагом;
- Величина шага выбирается исходя из конструктивных особенностей установки и допустимых погрешностей. Недостаток

экспериментальных точек может быть выполнен с помощью интерполяции;

-Разбиение ИИ удобно производить так, что $N=M$.

Для простоты,СЛАУс учетом допущения (2.2.11.) можно переписать в матричном виде:

$$A \begin{pmatrix} I(\alpha_{кр1}^\circ) \\ I(\alpha_{кр1}^\circ+1^\circ) \\ \vdots \\ I(\alpha_n^\circ-1^\circ) \\ I(\alpha_n^\circ) \\ I(\alpha_n^\circ+1^\circ) \\ \vdots \\ I(\alpha_{кр2}^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_{n-1} \\ E_n \\ E_{n+1} \\ \vdots \\ E_M \end{pmatrix}. \quad (2.2.12.)$$

где A – матрица коэффициентов вида $\cos\alpha/l^2$. Полученная СЛАУ оказывается невырожденной, плохо обусловленной ($\text{cond}(A)>20000$). Точное решение физически бессмысленно, т.к. содержит отрицательные значения силы излучения. Регуляризация Тихонова [73] так же не позволяет получить решение, соответствующее физической природе задачи, поэтому необходимо введение дополнительных условий. Здесь можно обратиться к методам линейного программирования, которые позволяют либо ввести ограничения в форме неравенств на значения в решении, либо использовать симплекс-метод или метод внутренних точек. Однако данный подход приводит к необходимости решать достаточно сложную вычислительную задачу без уверенности в получении решения, адекватного физической сущности исследуемого объекта. Поэтому предлагается использовать альтернативный подход, который заключается в выборе вида функции, аппроксимирующей предполагаемое решение СЛАУ, и подборе коэффициентов функции, путем минимизации невязки.

Исходя из проведенного анализа форм КСИ ламп, излучающих в бактерицидном диапазоне, можно предъявить к аппроксимирующей решение функции следующие требования: значение осевой силы излучения (СИ)

является единственным максимумом; значения СИ, соответствующие углам $\pm 90^\circ$, равны 0; в промежутках между 0 и 90° функция непрерывна и монотонна; количество неизвестных параметров функции - минимально. На основании вышесказанного, можно аппроксимировать КСИ лампы функцией вида:

$$I(\alpha) = a * \cos^b \alpha * c^{\left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1\right)}, \quad (2.2.13.)$$

где a имеет физический смысл осевой силы излучения лампы, b – описывает отклонение КСИ плазмы от косинусного, c – осевой коэффициент пропускания колбы (τ_0). Однако при такой аппроксимации возможны нефизичные комбинации параметров, дающие, однако, результат с малой невязкой. Поэтому, сократим количество параметров до двух:

$$I(\alpha) = a * \cos \alpha * c^{\left(\frac{1}{\cos \alpha} - 1\right)}. \quad (2.2.14.)$$

Приведем параметры установки (Рис. 2.7) и полученные экспериментальные данные, а затем, восстановим КСИ, используя аппроксимацию по (2.2.14).

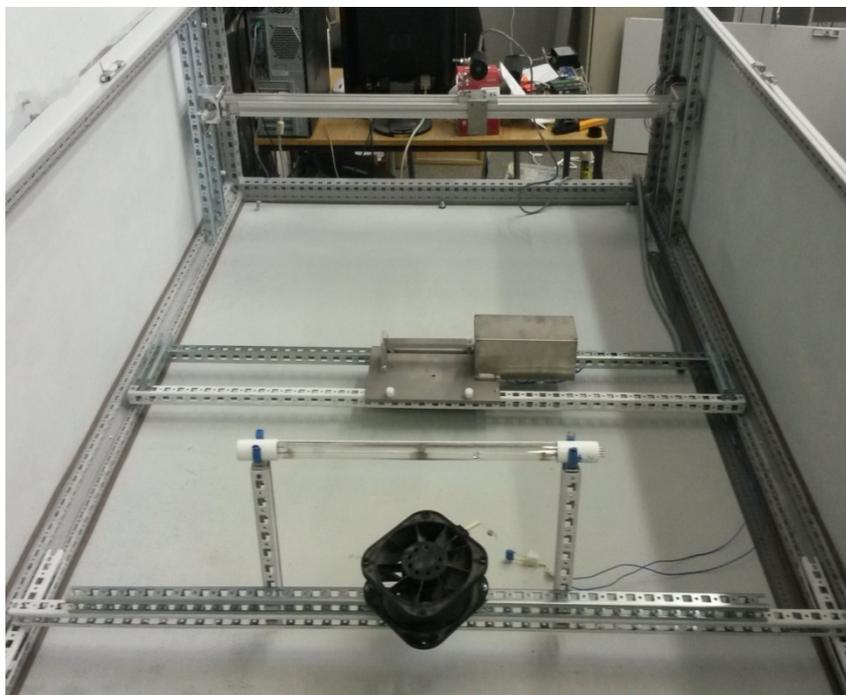


Рис. 2.7 Экспериментальная установка.

Длина лампы 32,5 см, внешний диаметр – 19 мм, внутренний – 16,6 мм, расстояние между лампой и датчиком – 54,8 см, датчик перемещался в пределах [-27,5; 28] см от координаты центра положительного столба с шагом 4 см (погрешность установки датчика 0,5 мм). Измеренное распределение облученности приведено на Рис. 2.7.:

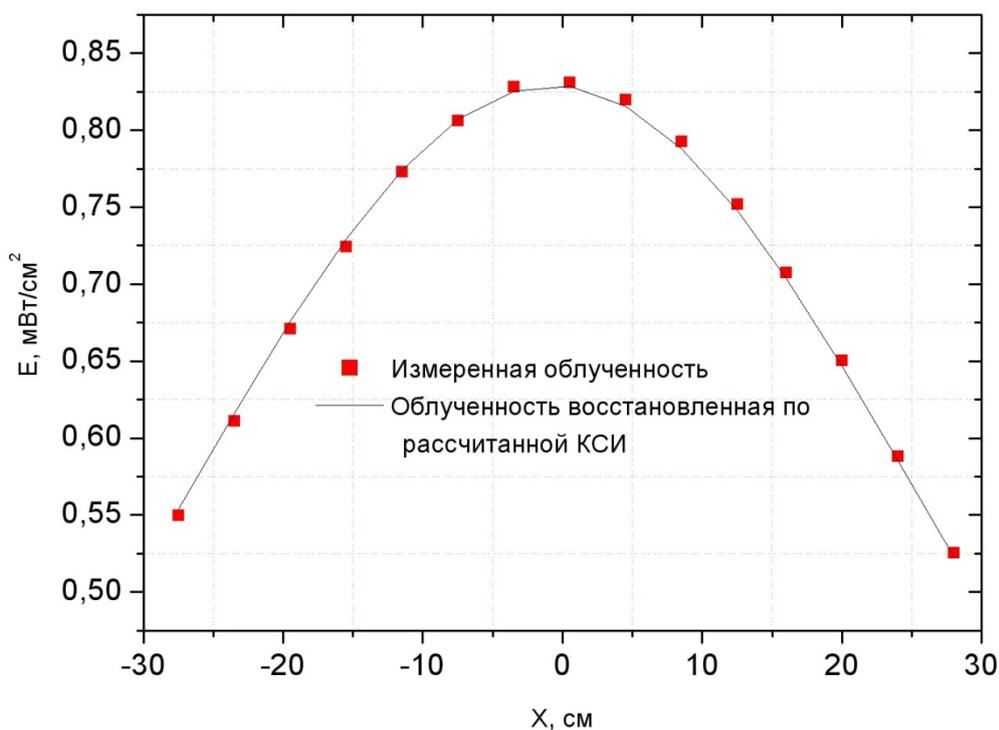


Рис. 2.8 Измеренные значения облученности и распределение рассчитанное по полученной аппроксимации для КСИ.

Для полученных экспериментальных значений подбирались параметры аппроксимирующей КСИ функции, минимизирующие невязку. На Рис. 2.7, помимо экспериментальных точек, приводится так же распределение облученности, рассчитанное по полученной ф-и КСИ с минимальной невязкой. На Рис. 2.8. сопоставляются результаты, полученные для исследуемой лампы при прямом измерении всей КСИ, при использовании методики Кайтца и рассчитанные по распределению облученности.



Рис. 2.9 КСИ лампы в начале срока службы, полученные с помощью прямого измерения, косинусной аппроксимации и из распределения облученности.

Как видно из графика, предложенная методика позволяет получить хорошую сходимость между результатами прямых измерений и решением обратной задачи, если удачно подобрана аппроксимирующая решение функция (не слишком много варьируемых параметров). В противном случае, существует риск получить результат, хорошо сходящийся с прямым экспериментом в области малых углов, но расходящийся в остальном диапазоне, и, как следствие, приводящий к большой ошибке при расчете потока лампы. Для борьбы с данным эффектом, следует располагать ось перемещения датчика ближе к лампе. Согласно расчетам, оптимальным расстоянием с точки зрения разнообразия получаемой информации, является 0,6 длины положительного столба (на очень больших и очень маленьких расстояниях, измеренные значения облученности будут мало отличаться от точки к точке). Однако верхний предел измерения используемого датчика не

всегда позволяет создать такие условия измерения, т.к. исследуются лампы с высокой удельной мощностью.

2.3. Используемая методика измерения параметров лампы.

В задаче измерения потока линии 185 нм, методика, подобная описанной выше, может быть реализована лишь при наличии датчика, чувствительного в диапазоне длин волн короче 200 нм. За неимением такового, в процессе выполнения экспериментальных исследований применялась схема измерения на основе вакуумного монохроматора (Рис. 2.9) с дополнительно установленным датчиком, чувствительным к излучению линии 254 нм.

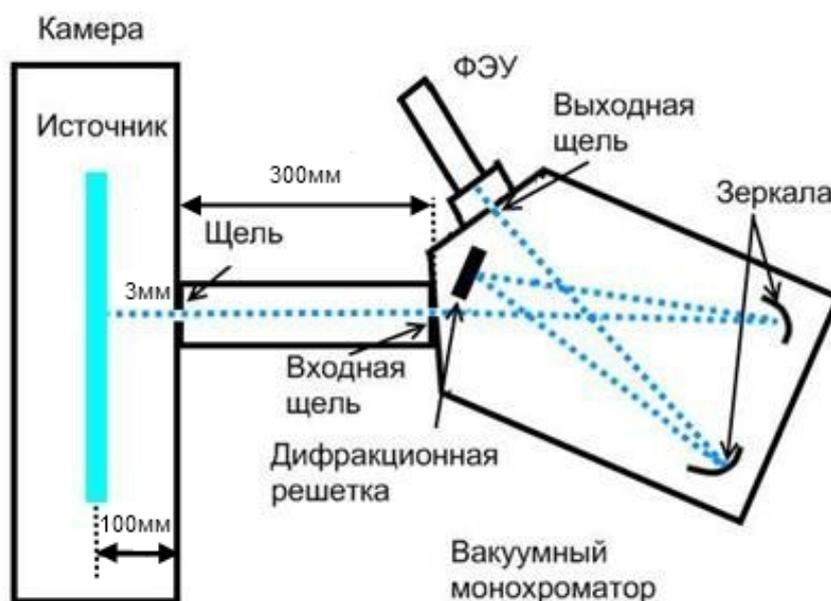


Рис. 2.10 Схема экспериментальной установки на базе монохроматора.

Основным элементом экспериментальной установки является вакуумный монохроматор McPherson 218 (Рис. 2.10).



Рис. 2.11 Вакуумный монохроматор McPherson 218.

Данный монохроматор позволяет измерять УФ излучение в диапазоне волн от 105 нм (граница пропускания входного окна монохроматора из фторида магния MgF_2). Рабочая камера монохроматора откачивалась до давления менее 10^{-3} торр при помощи диффузионного насоса Varian DS-102 и турбомолекулярного насоса Varian Turbo – V 70. В комплект монохроматора входили две плоские алюминиевые дифракционные решетки 600 шт/мм с максимумом отражения на длине волны 500 нм и 1200 шт/мм с максимумом отражения на 200 нм. Для измерений была использована решетка 1200 шт/мм. Геометрический размер дифракционной решетки 154x206 мм. Спектральные характеристики данной решетки приведены на Рис. 2.11 (решетка работает в первом порядке дифракции). Дисперсия составляет 2,6 нм/мм.

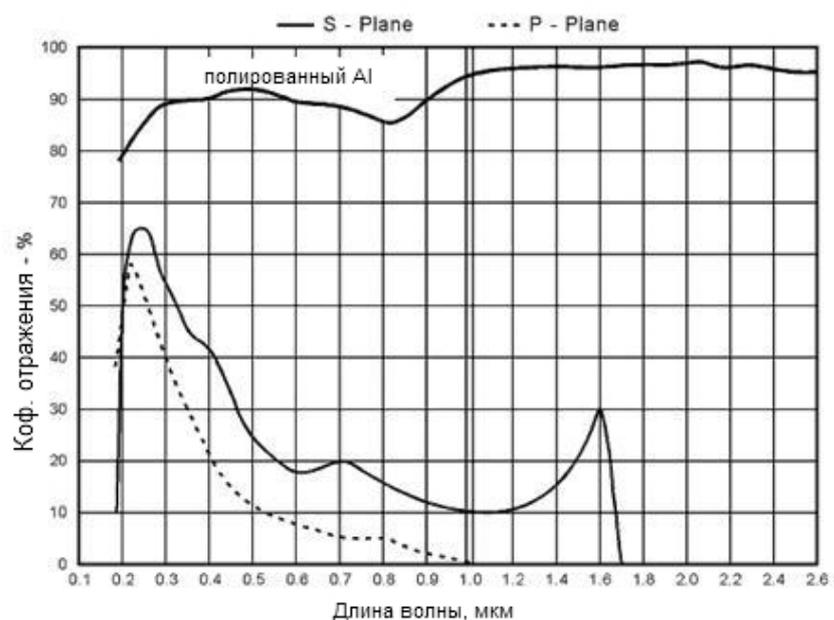


Рис. 2.12 Спектр отражения дифракционной решетки (1200 шт/мм, макс 200 нм)

Для измерения сигнала использовался фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) PMT 658-1 (HamamatsuR6095). Спектральная характеристика ФЭУ приведена на Рис. 2.12. Для измерения ВУФизлучения перед ФЭУ установлен сцинтиллятор из салицилата натрия, излучающий в диапазоне 350-550 нм. Коэффициент усиления ФЭУ экспоненциально зависит от ускоряющего напряжения. В качестве источника напряжения использовался PMT PowerSupplyModel 7640 Series. В работе было экспериментально определено оптимальное значение ускоряющего напряжения равное 350В. Темновой ток при данном напряжении был равен примерно 0,07 нА и составлял менее 0,1% от измеряемого сигнала. Ток ФЭУ измерялся с помощью пикоамперметра KEITHLEY 6485. Величина входной и выходной щели монохроматора была выбрана равной 300 мкм. Для оценки погрешности, вносимой рассеянным излучением других спектральных линий, измерялся отклик измерительной системы, настроенной на резонансную линию 185 нм, на бактерицидную лампу изготовленную из допированного оксидом титана стекла. Такая допировка практически не

изменяет мощности излучения линии 254 нм и других, с большей длиной волны, но практически полностью блокирует выход линии 185 нм. Измерения показали, что отклик составил всего 0,002 нА, что пренебрежимо мало.

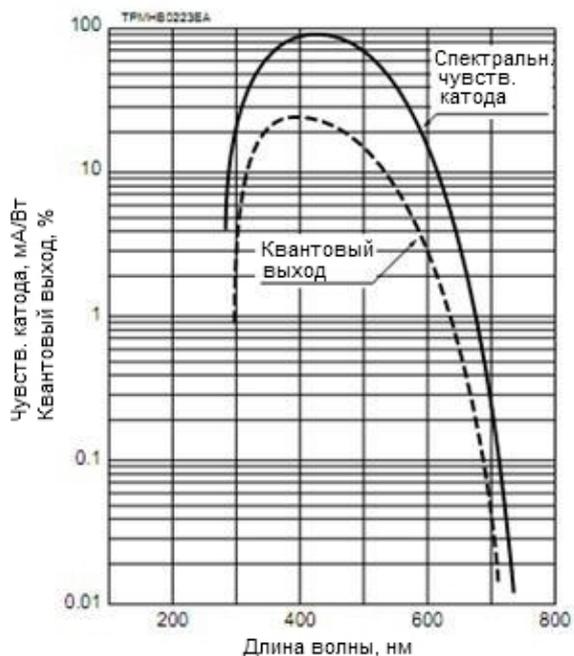


Рис. 2.13 Спектральная чувствительность ФЭУ Hamamatsu R6095.

Для контроля и поддержания необходимого режима работы лампы, была создана экспериментальная камера (Рис. 2.13).

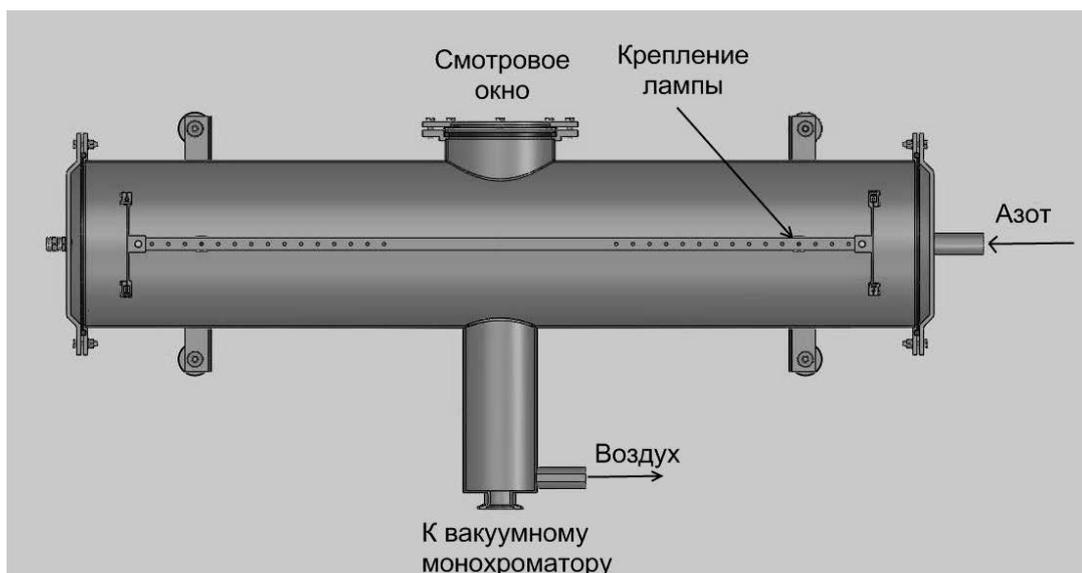


Рис. 2.14 Экспериментальная камера.

Камера представляет собой цилиндр из нержавеющей стали (коэффициенты отражения $\rho_{254} \approx 0,3$, $\rho_{185} \approx 0,1-0,15$) диаметром 200 мм, вдоль оси, которого устанавливалась лампа. Перпендикулярно к оси камеры врезан металлический патрубок диаметром 90 мм, с помощью которого камера присоединялась к входному окну вакуумного монохроматора. У входа в патрубок была расположена щель шириной 3 мм и высотой 15 мм выполняющая функцию полевой диафрагмы.

Таким образом, на входную щель вакуумного монохроматора, выполняющую роль апертурной диафрагмы, попадает часть потока лампы. Пучок, прошедший входную щель, попадает на фокусирующий элемент (вогнутое зеркало), отражается от него на диспергирующий элемент, представляющий собой плоскую отражающую амплитудную (непрофилированную) дифракционную решетку. Затем, изображение нужной спектральной линии (определяется углом поворота дифракционной решетки) попадает на фокусирующий элемент – вогнутое зеркало, которое строит его изображение в плоскости выходной щели. Равенство входной и выходной щели монохроматора (300 мкм) обеспечивает максимальную разрешающую способность.

Для предотвращения образования озона экспериментальная камера и патрубок заполнялись азотом особой чистоты (99,996%). Концентрация озона в камере контролировалась анализатором озона Циклон5.51.

В экспериментальном стенде одновременно проводились измерения линий 185 и 254 нм. На основе сечений поглощения резонансного излучения ртути озоном (поглощением кислородом и азотом можно пренебречь), было рассчитано, что концентрация озона в камере должна быть не выше 10 мг/м³. Данное значение определяется поглощением линии 254 нм, обеспечивая относительную погрешность измерения, вызываемую этим фактором, не выше 1%. При измерении линии 185 нм погрешность

оказывается еще меньше, т.к. сечение поглощения этой линии озоном на два порядка ниже, чем аналогичное сечение для линии 254 нм.

Для обеспечения возможности охлаждения лампы в ходе (при слишком больших разрядных токах) или между экспериментами в экспериментальной камере установлены вентиляторы. Для достижения больших значений давления паров ртути, на лампе, под местом расположения амальгамы, закреплялась электрическая спираль, дополнительно подогревавшая амальгаму.

В приведенной схеме измерения, детектор реагирует на энергетическую яркость линий 185 нм. С помощью щелей выделялся небольшой участок излучающей поверхности лампы. Элементом, выделяющим телесный угол, в пределах которого сила излучения постоянна, являлась дополнительная щель, играющая роль диафрагмы Гартмана, выделяющей в продольной плоскости исследуемый участок положительного столба разряда. Расчеты показывают, что для обеспечения погрешности в 1% необходимо ограничить ширину исследуемого участка размером 5,6 см. Это достигалось использованием диафрагмы шириной 3 мм. Рассчитанная систематическая ошибка измерений интенсивности излучения лампы на данном стенде составила 4%.

Измерения абсолютных значений мощности излучения линии 185 нм проводились косвенным методом, посредством сравнения с калибровочными источниками. В качестве калибровочного источника использовались ртутные лампы низкого давления. Для калибровки линии 185 нм использовались амальгамные лампы Heraeus NIQ 60/35 и NIQ 125/84. Согласно каталогу производителя данные лампы имеют мощность излучения линии 185 нм 5 и 10 Вт соответственно. Межэлектродное расстояние 383 и 793 мм соответственно. При калибровке предполагается, что положительный столб разряда излучает одинаково по всей длине. Такое допущение оправдано, и подтверждается многолетней практикой измерений в лаборатории

НПО«ЛИТ» [36,58]. Измеряемый сигнал оказывается прямопропорционален удельному потоку лампы в исследуемом участке спектра.

Погрешность измерения абсолютной интенсивности излучения определялась погрешностью калибровочных измерений и не превышала 12%. Стоит отметить, что зачастую определение абсолютного значения потока УФ излучения не требуется, достаточно определить отношение двух потоков. В настоящей работе, интерес представляли не только абсолютные потоки, но и сравнение потоков ламп при различных параметрах разряда. В таком случае погрешность калибровки уже не влияет на точность измерений, поэтому погрешность определения разности или отношения потоков не превышает 4%.

Для параллельного измерения потока линии 254 нм использовался вмонтированный в стенку камеры и направленный на ось лампы датчик IS-4, снабженный черной оправой – диафрагмой Гартмана. Расчет потока линии 254 нм по реакции приемника производился по методике косвенных измерений, на основе сопоставления реакции датчика на излучения исследуемой лампы с реакцией на излучение калиброванной трубчатой бактерицидной лампы аналогичного диаметра, установленной на место исследуемой лампы. Погрешность калибровки рабочего средства измерения в абсолютных единицах не превышает 10 % (согласно сертификату). Погрешность, возникающая от измерения к измерению, не превышает 1 %.

В качестве стабилизированных источников тока с частотой 10 – 80 кГц использовались электронные пускорегулирующие аппараты производства АО «ЭНЭФ».

Использование ЭПРА обладает рядом преимуществ перед традиционными электромагнитными балластами. Суммарный эффект от применения ЭПРА заключается в повышении КПД преобразования электрической энергии сети в электрическую мощность подаваемую на лампу. За счет высокой частоты, дополнительно, растет КПД преобразования

электрической мощности лампы в мощность излучения. Кроме того существенно снижается влияние работы лампы на питающую сеть – ЭПРА обладает коэффициентом мощности близким к единице.

Применение ЭПРА усложняет измерение параметров разряда, таких как разрядный ток лампы, напряжение на лампе и мощность лампы. Все эти параметры изменяются с частотой от 10 до 80 кГц, поэтому для их измерения необходимо использовать приборы с высокой скоростью съема данных.

В настоящей работе использовался анализатор мощности YOKOGAWA PZ4000. Данный прибор представляет собой специализированный цифровой осциллограф с максимальной частотой оцифровки 5 миллионов точек в секунду, чего достаточно для оценки параметров сигналов на требуемых частотах (до 80 кГц).

Анализатор мощности YOKOGAWA PZ4000 позволяет использовать до 4-х каналов измерения напряжения и 4-х каналов измерения тока. Измерения тока могут производиться при непосредственном подключении в разрыв цепи (как классического амперметра) и при помощи токового трансформатора. В случае измерения разрядного тока лампы прямое измерение невозможно, так как с выходных контактов ЭПРА стекает сумма разрядного тока лампы и тока рабочего подкала электрода или просто ток подкала. Поэтому для измерения тока разряда на сенсорные клеммы анализатора мощности подавалось напряжение с резистора, включенного последовательно с токовым кольцом, через которое были пропущены два провода, ведущие к одному из электродов лампы (Рис. 2.14). При таком подключении, наведенная в обмотке токового кольца ЭДС зависит от разности токов, текущих по проводам, пропущенным через кольцо. По одному из данных проводов течет ток подкала электрода, который определяется емкостью конденсатора, установленного параллельно лампе в ЭПРА, по другому - суммарный ток, разделяющийся в последствии на разрядный ток и ток подкала электродов. Таким образом, напряжение на

активной нагрузке, включенной последовательно с токовым кольцом, пропорционально току лампы. Коэффициент пересчета вычислялся на основе линеаризации зависимости тока в проводе, измеренного в разрыв, от напряжения на нагрузке кольца, через которое одновременно пропускаться исследуемый провод. Зависимость оказывалась линейной во всем диапазоне рабочих частот и токов. При измерении тока лампы и напряжения на лампе одним измерительным элементом анализатора мощности, прибор, с помощью встроенных математических функций, может рассчитать действующее значение мощности, через интеграл произведения мгновенных значений тока на мгновенные значения напряжения (с вольтового входа того же измерительного элемента). Подавая на вольтовые клеммы напряжение между электродами лампы (в процессе измерений обеспечивалось постоянство условий, однако переключение вольтовых клемм на разные ножки электродов, не приводило к существенным отличиям в результатах), получаем действующие значения тока лампы, напряжения на лампе и мощности лампы. Инструментальную погрешность измерения напряжения на лампе и тока лампы не превышала 1%.

Оценка относительной инструментальной погрешности измерения мощности лампы может быть приближенно получена, как сумма относительных погрешностей тока и напряжения и не превышает 2%.

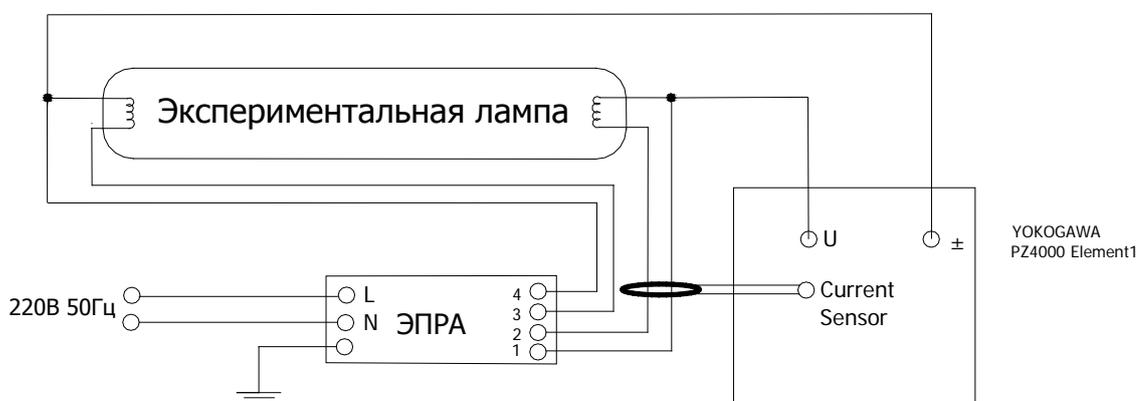


Рис. 2.15 Схема измерения электрических параметров лампы.

Используемые ЭПРА обеспечивали разрядный ток с точностью $\pm 5\%$. Анализ кривых зависимости мощности генерации УФ излучения от плотности разрядного тока показывает, что в исследуемом диапазоне плотностей токов отклонение от номинального значения на 5% не оказывает существенного влияния на мощность излучения линии 185 нм.

Методика эксперимента не позволяла измерять давление паров ртути в лампе, а использование амальгамы, вместо металлической ртути, не позволяло рассчитывать давление по температуры стенки, т.к. точная зависимость упругости ртутного пара над амальгамой от ее температуры неизвестна. Однако, использование внешнего подогрева (подогревная спираль) и охлаждения (вентиляторы), позволяли регулировать температурный режим работы амальгамы, достигая оптимальных условий для генерации той или иной резонансной линии.

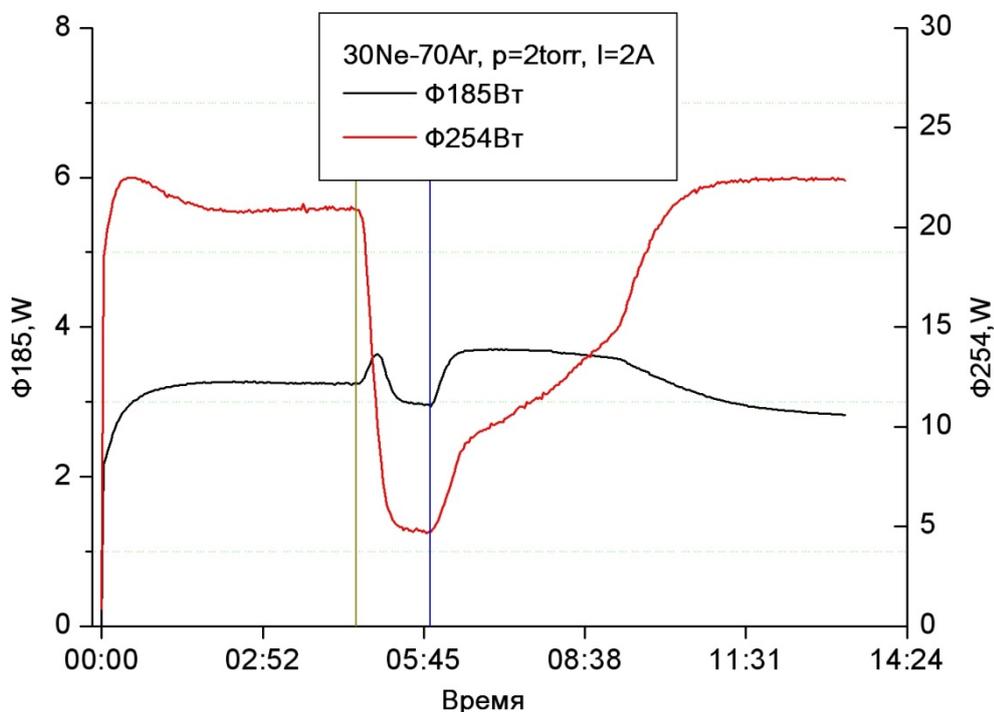


Рис. 2.16 Зависимость параметров лампы от времени (в минутах) в процессе измерения.

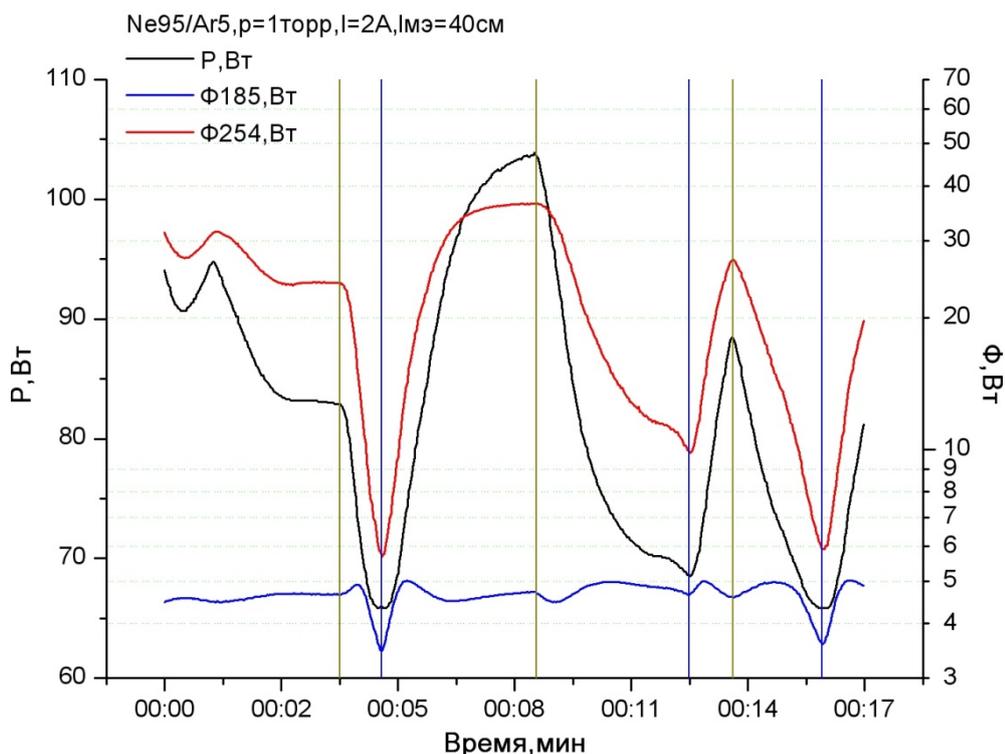


Рис. 2.17 Зависимость параметров лампы от времени в процессе измерения.

На Рис. 2.15, Рис. 2.16. представлены характерные зависимости некоторых параметров лампы от времени в процессе измерения. Желтые вертикальные линии отмечают момент включения внешнего подогрева амальгамы, а синие вертикальные линии – момент включения вентилятора. Возможен так же режим, в котором два вида воздействия комбинируются, т.к. мощность вентиляторов не регулировалась. В качестве значений, которые затем заносились в таблицы и использовались для построения зависимостей, использовались максимальные достигнутые, но только в том случае, если этот «оптимальный» режим был устойчив, т.е. его удавалось поддерживать в течение 30-40 с.

При расчете погрешности измерения основных параметров лампы, можно выделить 2 основные составляющие данной погрешности:

- обусловленную технологическим разбросом (различие параметров «одинаковых» образцов, например, из-за неточной откачки);

- случайную составляющую (различие измеренных параметров при повторных измерениях одного и того же образца).

Чтобы в дальнейшем не загромождать графики изображением погрешностей в каждой экспериментальной точке, укажем характерные предельные погрешности обоих типов (таблица 2.3.1.). Суммарная погрешность может быть рассчитана, как среднеквадратичное значение двух вышеупомянутых составляющих.

Табл. 2.3.1. Характерные погрешности измерения.

Составляющая погрешности	Поток, %	Мощность, %	КПД, %
Технологическая	1,5	4	4
Случайная	1,0	0,8	1,2
Суммарная	1,8	4	4

На базе описанной экспериментальной установки разработана автоматизированная система измерений. Программная часть данной системы позволяет в он-лайн режиме управлять величиной тока лампы, а так же производит сбор значений измеряемых оптических и электрических параметров, их обработку и представление в численном и графическом виде, а так же сохранение в формате xlsили xlsx.

2.4. Заключение к главе 2.

С помощью прямых измерений КСИ бактерицидных ламп определена погрешность, связанная с использованием в рамках общепринятой методики косинусного приближения в аппроксимации КСИ УФ - ламп. В начале срока службы ее величина незначительна и составляет 3%, что меньше погрешности калибровки средств измерения. Показано, что данная погрешность увеличиваются в процессе срока службы лампы. Предложены

поправки, позволяющие уменьшить данную погрешность до уровня, не превышающего значений погрешности в начале срока службы.

Предложена методика, позволяющая без прямых измерений индикатрисы силы излучения определить форму КСИ исследуемых ламп. Предложенная методика проверена путем сопоставления с результатами прямых измерений КСИ, на примере излучения линии 254 нм. В результате проверки получена удовлетворительная степень схождения между результатами прямых и косвенных измерений.

На базе существующей экспериментальной установки разработана автоматизированная система измерений. Измерение оптических параметров исследуемых ламп производилось отдельно для излучений линий 254 и 185 нм. Для этого использовались датчик IS-4 и схема на базе вакуумного монохроматора McPherson 218 и ФЭУ PMT 658-1 (HamamatsuR6095), соответственно. Погрешность измерения потока линии 254 нм не превышала 10%, а потока линии 185 нм - 12%. Электрические параметры исследуемых ламп измерялись с помощью анализатора мощности YOKOGAWA PZ4000. Питание исследуемых ламп осуществлялось с помощью набора управляемых ЭПРА, поддерживающих стабилизированные токи разряда с частотами 10-80 кГц.

Изготовлена серия экспериментальных источников с различными геометрическими размерами и наполнением. С помощью данных источников исследовалось влияние различных параметров на потоки и КПД генерации излучения линий 185 и 254 нм.

Давление паров ртути в разряде определяется температурой амальгамы. В ходе экспериментов температура амальгамы изменялась с помощью внешнего подогрева или охлаждения, для достижения оптимальных режимов генерации излучения линий 254 и 185 нм.

3. Результаты экспериментов и обсуждение.

3.1. Определение необходимых поправок.

В процессе исследований изготавливались и измерялись параметры образцов, обладающих различными длинами (внутри одной серии изделий). И даже внутри выборки одинаковых образцов (несколько одинаковых образцов изготавливались для контроля технологической погрешности), длины межэлектродных расстояний различались в пределах ± 5 мм, например, из-за скола или трещины на краю заготовки. Поэтому необходима методика пересчета, позволяющая оценить, насколько изменятся характеристики изделия с изменением длины межэлектродного промежутка, при постоянстве остальных параметров. Суммарная мощность, потребляемая лампой, складывается из мощности, рассеиваемой в положительном столбе (излучение УФ и видимого диапазона, тепловые потери), и мощности, рассеиваемой в прианодной и прикатодной областях, а так же на электродах. Мощность, рассеиваемая в столбе, растет линейно с увеличением длины разрядного промежутка. Следовательно, для внесения поправок, должна быть определена величина мощности, рассеиваемой вне положительной столба, и зависимость этой величины от давления и состава наполнения, а так же от величины разрядного тока. Для этого был изготовлен набор ламп в колбах диаметром 19 мм, наполненных неоном при давлении 1,4 торр. Лампы имели длины межэлектродного промежутка 30, 45 и 60 см. Параметры ламп измерялись при работе с токами разряда 1,5 – 2,5 А с шагом 0,5 А. Потребляемая электрическая мощность измерялась в максимуме генерации линии 254 нм. Полученные зависимости потребляемой мощности от длины аппроксимировались линейными функциями. Мощность, рассеиваемая вне

положительного столба, определялась по точкам пересечения аппроксимирующих функций с осью ординат (Рис. 3.1).

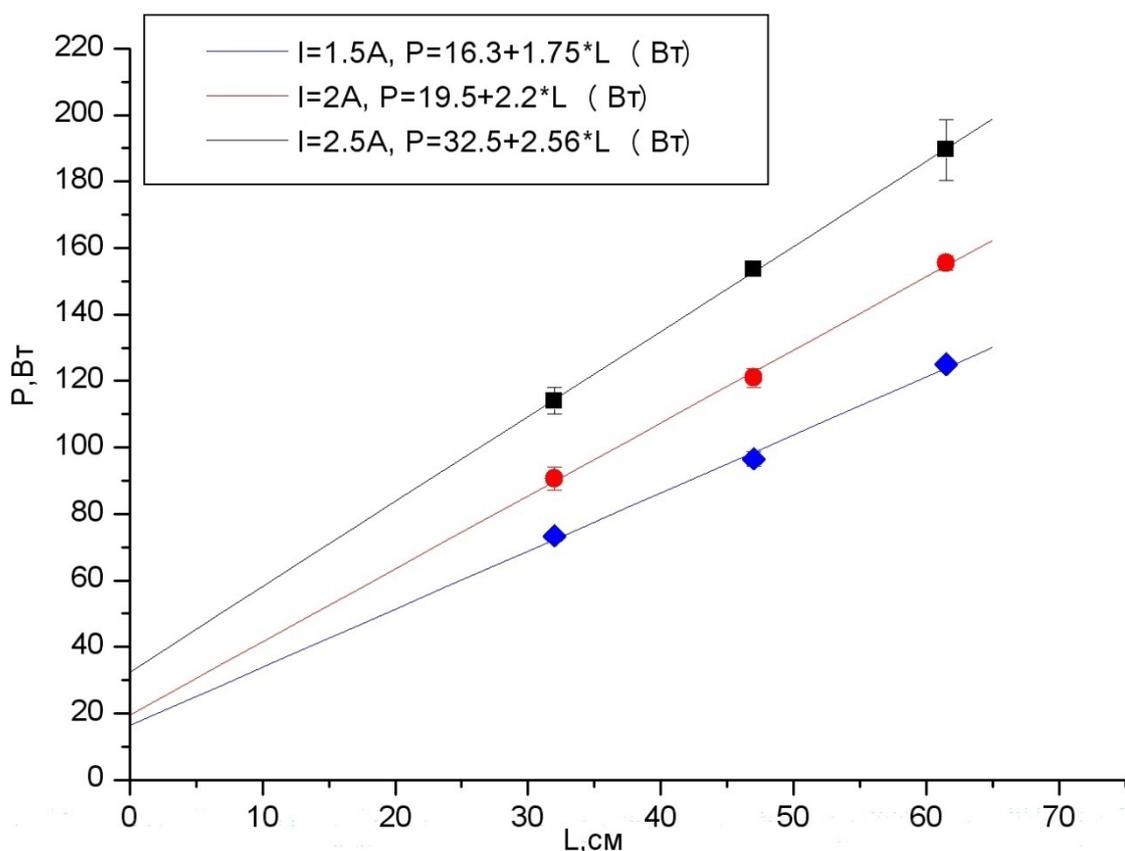


Рис. 3.1 Зависимость средней мощности, потребляемой лампами с наполнением 100% $N_{ep}=1,4$ торр, от межэлектродного расстояния при различных токах разряда. $d=19$ мм.

Из графика (Рис. 3.1) видно, что вне положительного столба рассеивается 16,3 19,5 и 32,5 Вт при токах разряда 1,5 2 и 2,5 А соответственно. Резкое увеличение рассеиваемой мощности при токе 2,5 А объясняется неоптимальностью конструкции электрода для разрядного тока такой величины. Данную зависимость можно представить в другом виде, как функцию относительных потерь вне столба к полной потребляемой мощности (Рис. 3.2):

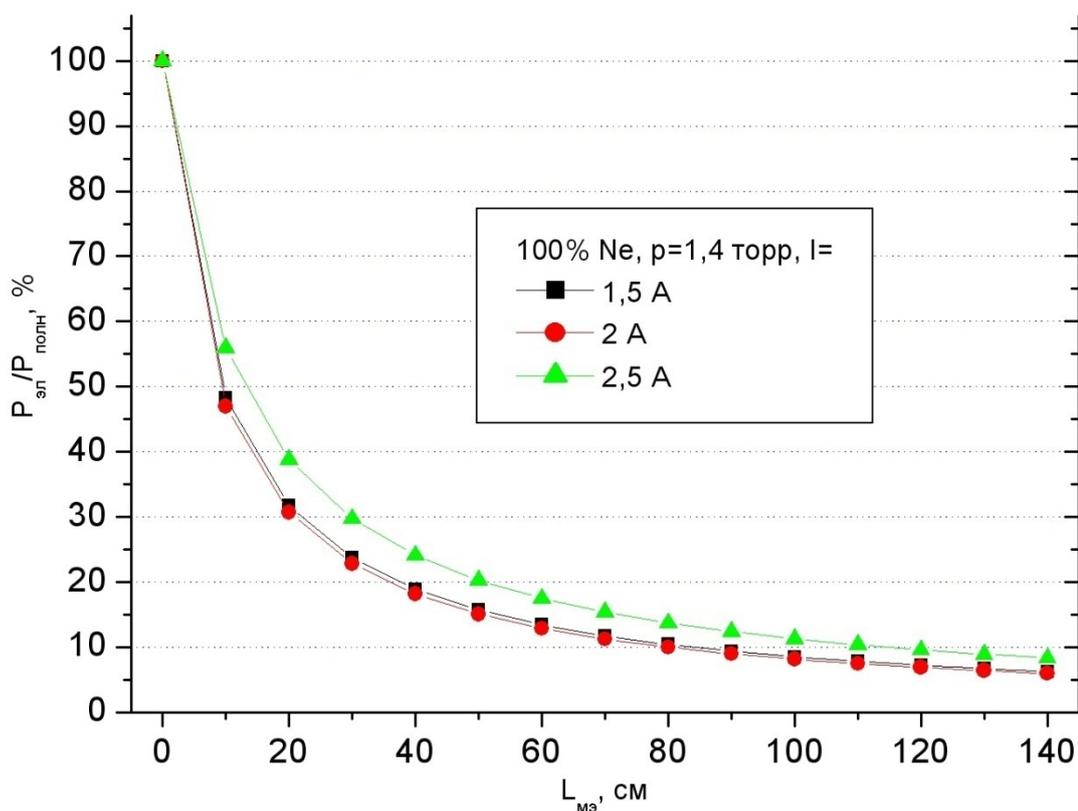


Рис. 3.2 Зависимость относительных потерь мощности вне столба, от межэлектродного расстояния при различных токах разряда. $d=19$ мм.

Для токов 1,5 и 2 А, относительные потери снижаются до уровня 10% от полной потребляемой мощности при длине межэлектродного промежутка 80 см и с дальнейшим увеличением длины меняются слабо. Рассмотрим, как повлияет на полученные зависимости замена наполняющего газа. Для этого на Рис. 3.3. приведены зависимости полученные в лампах со смесями 30Ne/70Ar при давлениях 1 и 2 торр, при разрядном токе 2 А в колбах диаметром 19 мм.

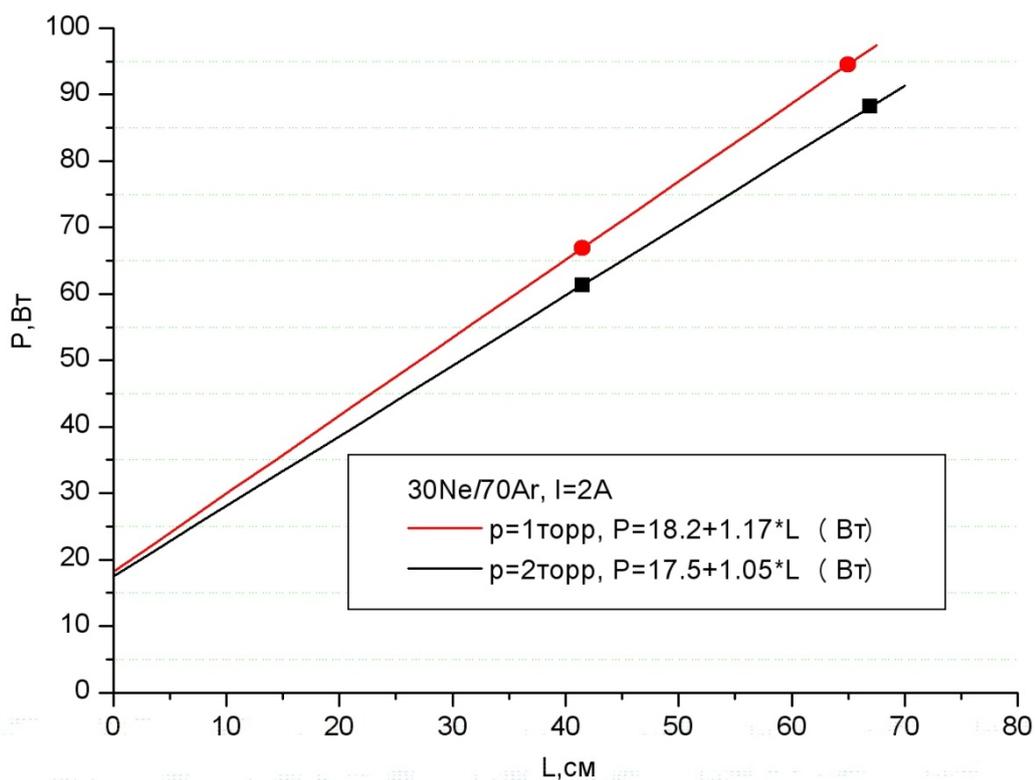


Рис. 3.3 Зависимость средней мощности, потребляемой лампами с наполнением $30\text{Ne}/70\text{Ar}$ при давлении 1 и 2 торр, от межэлектродного расстояния. $d=19$ мм.

Изменение давление наполняющей смеси от 1 до 2 торр мало влияет на величину мощности, рассеиваемой вне положительного столба. Кроме того, можно отметить, что как в чистом неоне, так и в сравнительно «тяжелой» смеси неона с аргоном, величина искомой мощности находится в пределах $18,5 \pm 1$ Вт. Следовательно, величину 18,5 Вт можно использовать в качестве приблизительного значения мощности, рассеиваемой вне положительного столба, в лампах, работающих при разрядном токе 2А, в колбах диаметром 19 мм, независимо от состава в диапазоне давлений 1-2 торр.

В настоящей работе для изготовления озоновых ламп использовались два вида кварца: синтетический кварц производства компании QSiLi и минеральный кварц компании Raesch. В таблице 3.1.1. показано, как влияет различие в типе выбранного кварца на потоки излучения с длинами волн 185

и 254 нм. Для этого, сопоставлены оптические свойства образцов, конструктивные различия между которыми заключаются только в типе использованного для изготовления колбы кварца.

Табл. 3.1.1. К определению относительного коэффициента пропускания (для нормально падающего пучка) для двух типов использованного кварца

№ образца	Raesch Ф185,Вт	QSIL Ф185,Вт	Отношение, %	Raesch Ф254,Вт	QSIL Ф254,Вт	Отношение, %
1	3,93	4,49	87,53	21,42	21,5	99,63
2	4,6	5,22	88,12	26,23	26,54	98,83
3	3,68	4,28	85,98	20,8	20,95	99,28
4	3,7	4,38	84,47	22,5	22,43	100,31
Средн.			86,5			99,5

Для проверки корректности полученных значений, коэффициенты пропускания кварцев (в пересчете на одну стенку) были измерены напрямую, с помощью спектрофотометра Varian Carry 50. Рис. 3.4. Сходство результатов, полученных по двум различным методикам для излучения с длиной волны 254 нм, позволяет в дальнейшем использовать результаты, полученные для излучения с длиной волны 185 нм, путем сравнения потоков ламп (нижний предел измерения спектрофотометра ограничен 190 нм). Большинство экспериментальных ламп изготавливались из минерального кварца, т.к. он значительно дешевле синтетического. Пользуясь значениями, рассчитанными в таблице 3.1.1., можно определить, какими были бы характеристики исследуемых ламп в колбах из синтетического кварца.

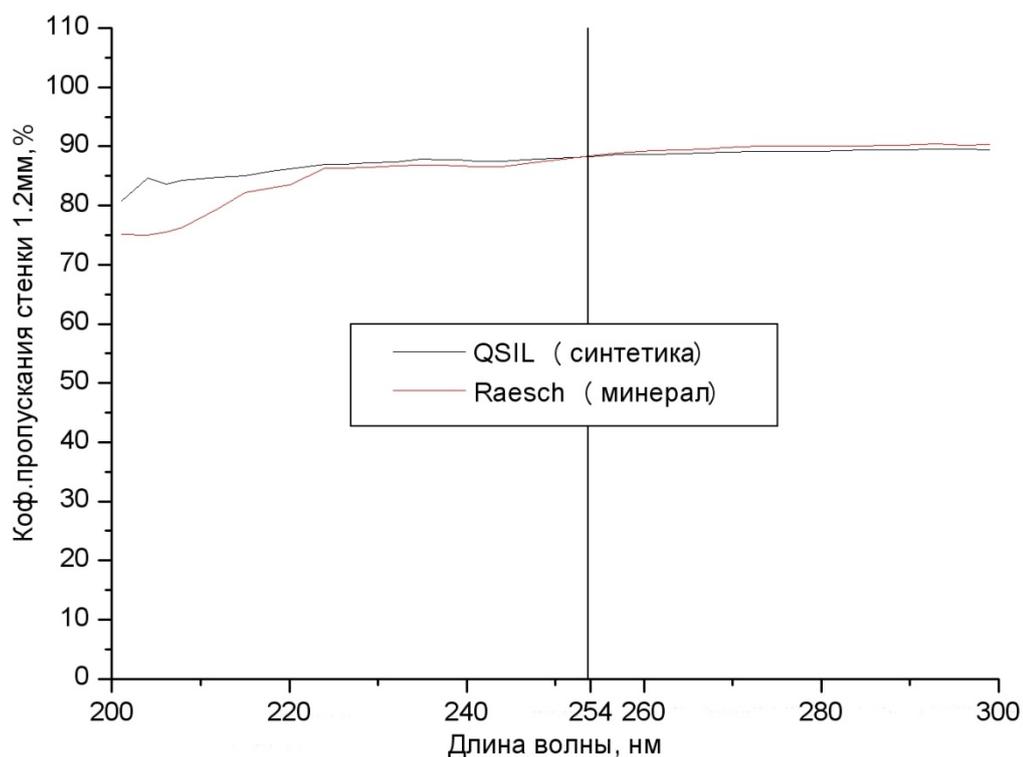


Рис. 3.4 Спектральный коэффициент пропускания стенок колб толщиной 1,2 мм, выполненных из различных марок озоновых кварцев (апертура спектрофотометра $\cong 1$ мм).

3.2. Зависимость параметров лампы от частоты разрядного тока.

В п.1.5. был произведен анализ причин, по которым повышение частоты питания может вести к росту потока и КПД генерации излучения ртутного разряда. Так же было указано, что упомянутые эффекты могут иметь место с ростом частоты до 100 кГц. Кроме того, дальнейшее увеличение частоты ведет к увеличению стоимости ЭПРА в связи с необходимостью использования других, более дорогостоящих, компонентов. На Рис. 3.5. приводятся зависимости относительных потоков линии 185 нм от частоты разрядного тока. За 100% принимается значение потока при частоте 38 кГц, т.к. частоты 35-45кГц часто используются в качестве рабочих в ЭПРА ртутных ламп низкого давления.

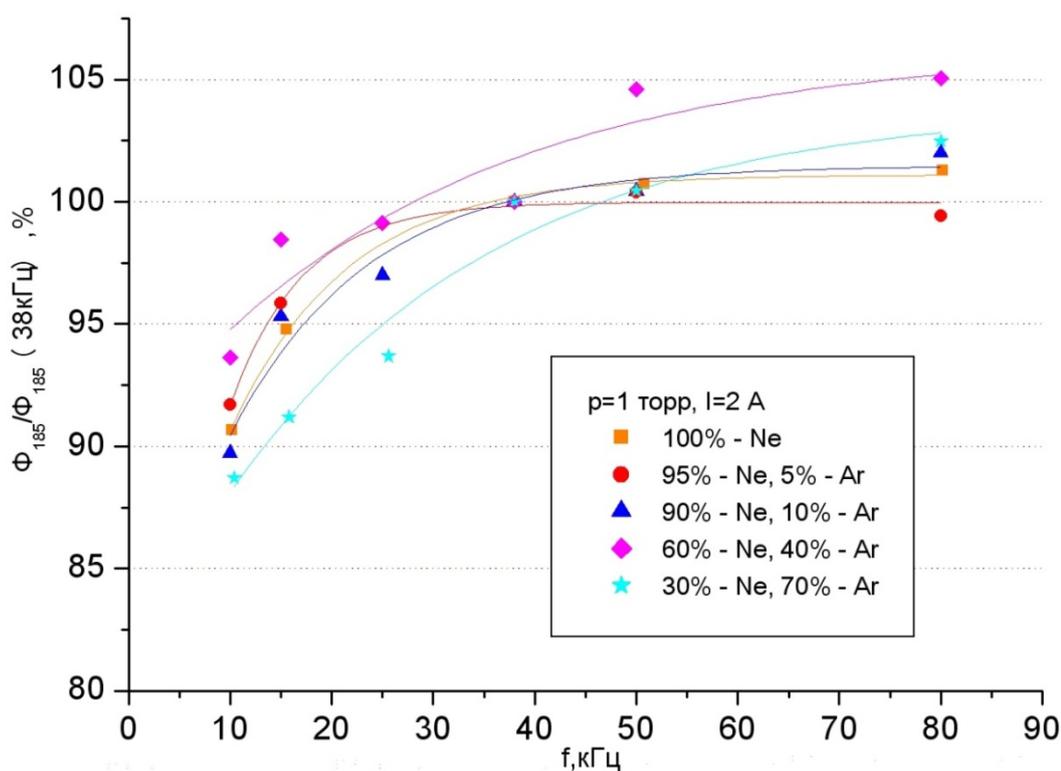


Рис. 3.5 Относительные изменения потока линии 185 нм с ростом частоты разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр и $I=2$ А.

Приведены параметры ламп в колбах диаметром 19 мм и с межэлектродным расстоянием 67 см. Из графика видно, что в лампах с большим содержанием Ne (легкие смеси), насыщение наступает при частоте 30-40 кГц, и дальнейшее увеличение частоты не ведет к приросту мощности излучения. Наиболее явный эффект прироста потока линии 185 нм с увеличением частоты имеет место в лампах с большим содержанием аргона в смеси.

Теперь рассмотрим, как влияет изменение рабочей частоты на КПД генерации линии 185 нм. Полученные в экспериментах данные приведены на Рис. 3.6. Приведенные зависимости пронормированны таким образом, что за 100% принимается КПД, достигаемый на частоте 38 кГц.

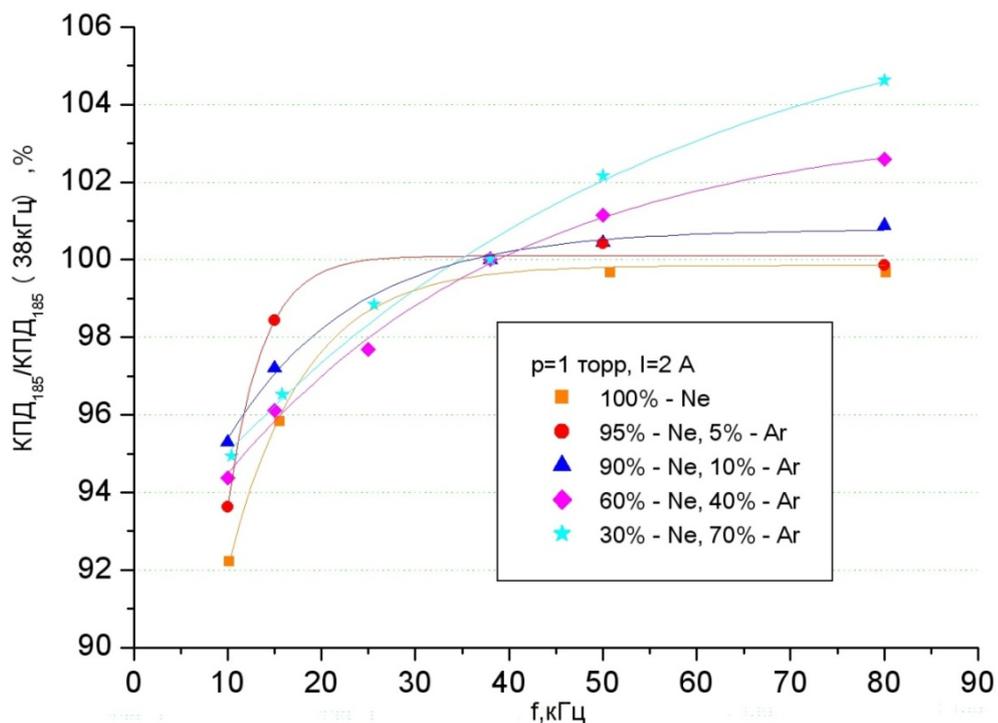


Рис. 3.6 Относительные изменения КПД генерации линии 185 нм с ростом частоты разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр и I=2 А

Для зависимостей КПД генерации излучения линии 185 нм от частоты наблюдается тенденция схожая с наблюдавшейся ранее для потоков – наибольший эффект роста частоты производит на КПД генерации в лампах с сравнительно тяжелыми смесями (40 и 70 % Ar). Представленные зависимости свидетельствуют о том, что максимальные значения потоков и КПД генерации излучения линии 185 нм достигаются при частоте разрядного тока 80 кГц. При переходе к смесям с общим давлением 2 торр, сохраняются все те же тенденции, что и в смесях с давлением 1 торр, однако относительные приросты исследуемых параметров уменьшаются.

Прирост потоков и КПД генерации излучения линии 254 нм составляет незначительную величину с увеличением частоты питания свыше 25 кГц, поэтому, соответствующие графики приводиться не будут.

3.3. Зависимость параметров лампы от состава и давления наполняющей смеси.

Состав смеси инертных газов не только влияет на реакцию потока и КПД лампы на изменение частоты разрядного тока, но и определяет предельные значения этих величин. Зависимость потоков резонансного излучения от состава наполняющей смеси, для ламп в колбах из минерального кварца диаметром 19 мм с межэлектродным расстоянием 40 см, приведены на Рис. 3.7.

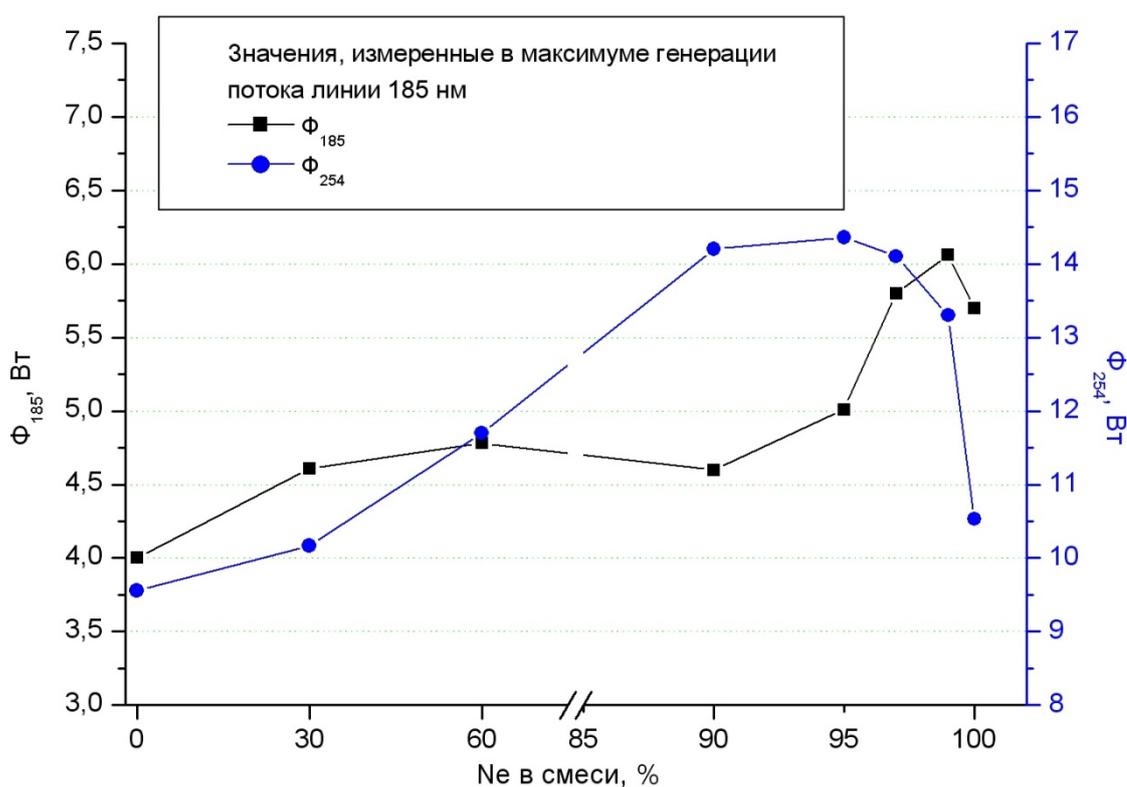


Рис. 3.7 Потоки линий 185 нм и 254 нм с изменением содержания неона в наполняющей лампу смеси Ne/Ar при суммарном давлении 1 торр и $I=2$ А. Лампы с колбами из минерального кварца, $L_{мэ}=40$ см.

Смеси с высоким содержанием неона (95-100%) мало чувствительны к изменению частоты в пределах исследованного диапазона, однако, как видно из Рис. 3.7., позволяют получить высокие удельные потоки излучения линии 185 нм. Вместе с тем, поток линии 254 нм, в условиях оптимальных для

генерации озонирующего излучения, принимает сравнительно небольшое значение. Под оптимальными условиями подразумевается в первую очередь температурный режим амальгамы, от которого, в свою очередь, зависит давление паров ртути. Для достижения оптимума генерации излучения с длиной волны 185 нм амальгаму необходимо нагревать до более высоких температур, чем для достижения оптимума генерации бактерицидного излучения. Данный эффект можно связать с увеличением концентрации излучающих атомов ртути и одновременным ростом оптической плотности плазмы для собственного резонансного излучения. Указанные процессу оказывают противоположные воздействия, обуславливая наличие максимума на кривой зависимости потока линии от давления паров ртути. Однако этот максимум для линии 185 нм смещен в область более высоких температур (см. п.1.4.). На зависимости потоков линий в максимуме генерации излучения с длиной волны 185 нм (Рис. 3.7) так же присутствуют максимумы, причем, максимум генерации бактерицидного излучения имеет место в смесях с содержанием неона 90-95%, а максимум озонирующего излучения – в смесях с еще меньшей добавкой аргона ($\approx 1\%$). Данный экспериментальный факт может быть интерпретирован исходя из следующего соображения: с повышением содержания неона в смеси, может быть достигнута более высокая электронная температура. В процессе роста, электронная температура принимает значения близкие к оптимальному для заселения уровня 6^3P_1 , что на графике проявляется в росте потока линии 254 нм по сравнению с потоком линии 185 нм в смесях с 60-95% неона. С дальнейшим «облегчением» смеси электронная температура приближается к значениям оптимальным для заселения более высоколежащего 6^1P_1 , что проявляется в увеличении генерируемого потока линии 185 нм и уменьшении потока линии 254 нм в смесях с 97-99% неона. Следует отметить, что рост потока линии 254 нм по мере увеличения содержания неона в смеси происходит на фоне роста общего потока КПД генерации резонансного излучения (Рис. 3.8), при

незначительном изменении потребляемой в столбе электрической мощности. В свою очередь, рост потока линии 185 нм происходит при общем спаде доли энергии, расходуемой в положительном столбе на генерацию резонансного излучения, что указывает на наличие механизма перераспределения энергии, расходуемой на возбуждение состояний 6^1P_1 и 6^3P_1 .

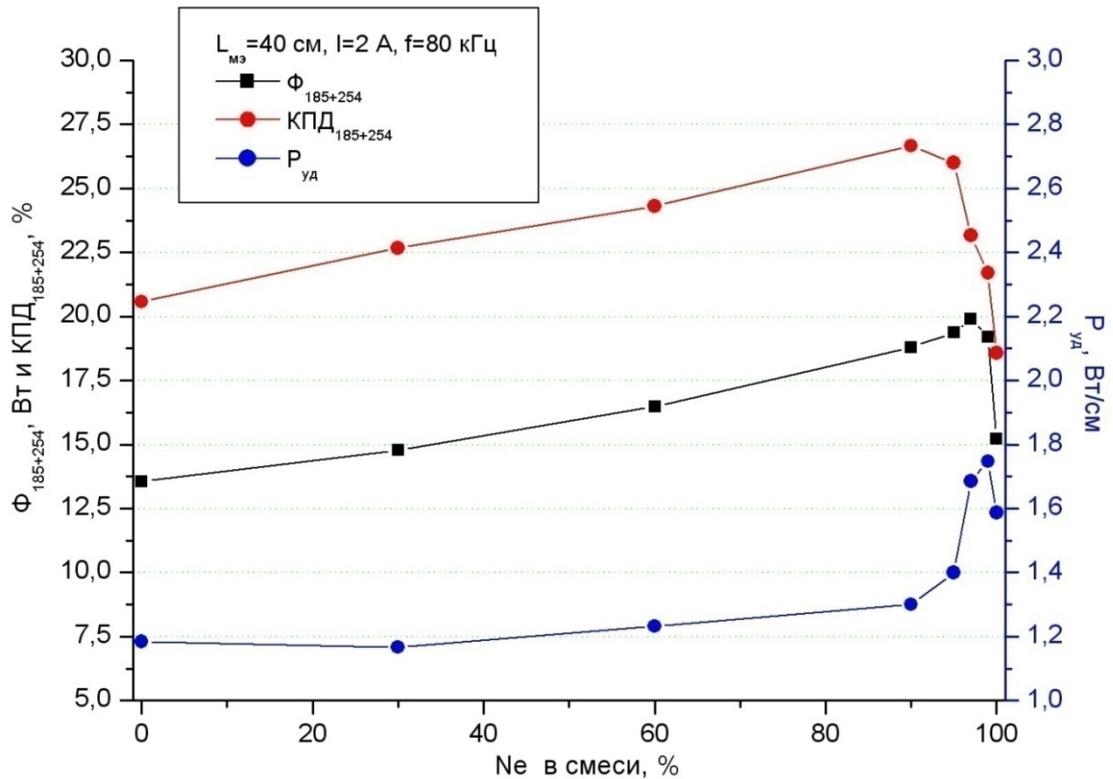


Рис. 3.8 Суммарный поток резонансного излучения, КПД генерации суммарного потока и удельная электрическая мощность с изменением содержания неона в наполняющей лампу смеси Ne/Ar при суммарном давлении 1 торр и $I=2$ А. Лампы с колбами из минерального кварца, $L_{мэ}=40$ см.

Еще более явно свидетельствует о наличии механизма перераспределения энергии между уровнями Рис. 3.9, иллюстрирующий изменение КПД генерации резонансных линий с изменением процентного соотношения неона и аргона в смеси. Из данного графика видно, что рост КПД генерации линии 185 нм и спад КПД генерации линии 254 нм начинаются одновременно, при переходе к смесям, содержащим более 90%

неона. Более точно, если это необходимо, пороговое значение может быть определено на более детальной выборке из диапазона смесей.

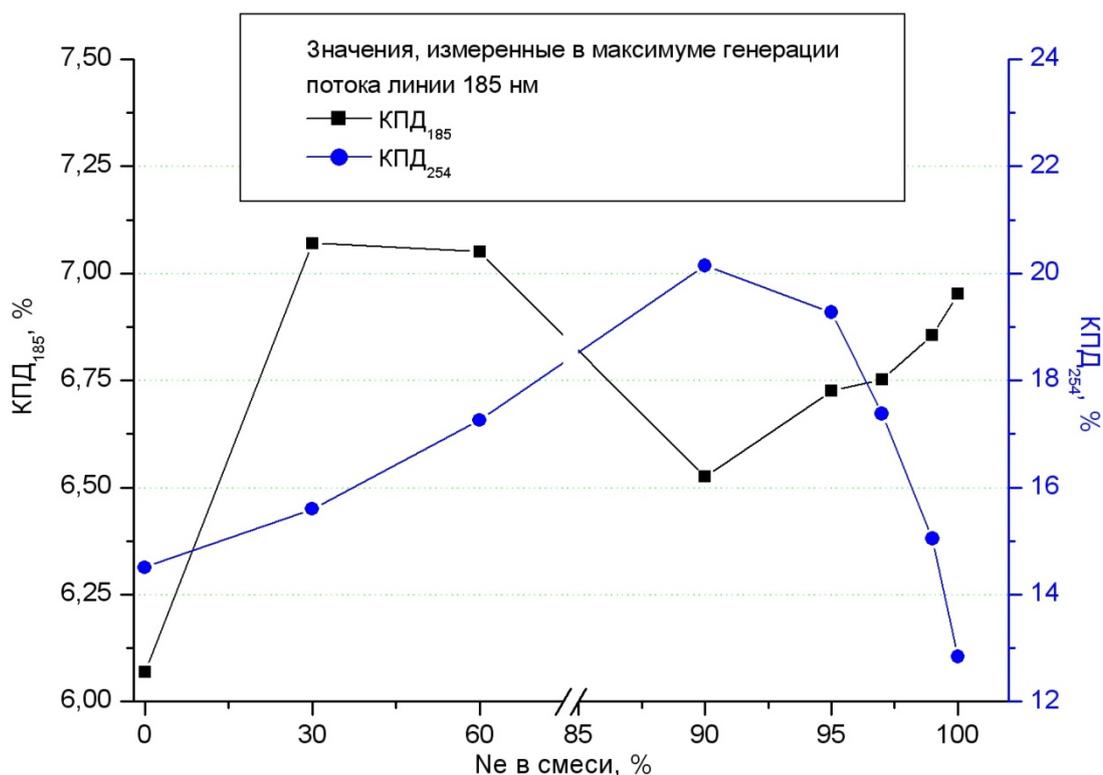


Рис. 3.9 КПД генерации излучения линий 185 нм и 254 нм с изменением содержания неона в наполняющей лампу смеси Ne/Ar при суммарном давлении 1 торр и $I=2$ А. Лампы с колбами из минерального кварца, $L_{мэ}=40$ см.

Наличие максимума на зависимости удельной электрической мощности, измеренной в оптимуме генерации излучения линии 185 нм, от состава смеси (Рис. 3.8), заставляет задуматься о путях расхода возросшей потребляемой мощности. Одним из каналов расхода, очевидно, является генерация резонансного излучения, суммарный поток которого возрастает, как видно из Рис. 3.8. Однако, как видно из того же графика, КПД генерации суммы потоков двух резонансных линий падает с увеличением содержания неона в смеси свыше 90%. Следовательно, существует один или несколько параллельных «паразитных» каналов расхода электрической энергии в

лампе. Одним из таких каналов могут являться тепловые потери. Чтобы проверить состоятельность предложенной версии, необходимо соотнести значения потоков линии 185 нм, полученные в установившемся режиме с естественным теплоотводом, и предельные значения потоков, полученные при внешнем подогреве амальгамы. Полученные соотношения могут быть представлены, как функция от состава наполняющей лампу смеси (Рис. 3.10). Следует оговориться, что внешние условия работы ламп во всех экспериментах были одинаковы, и все лампы содержали одинаковую амальгаму.

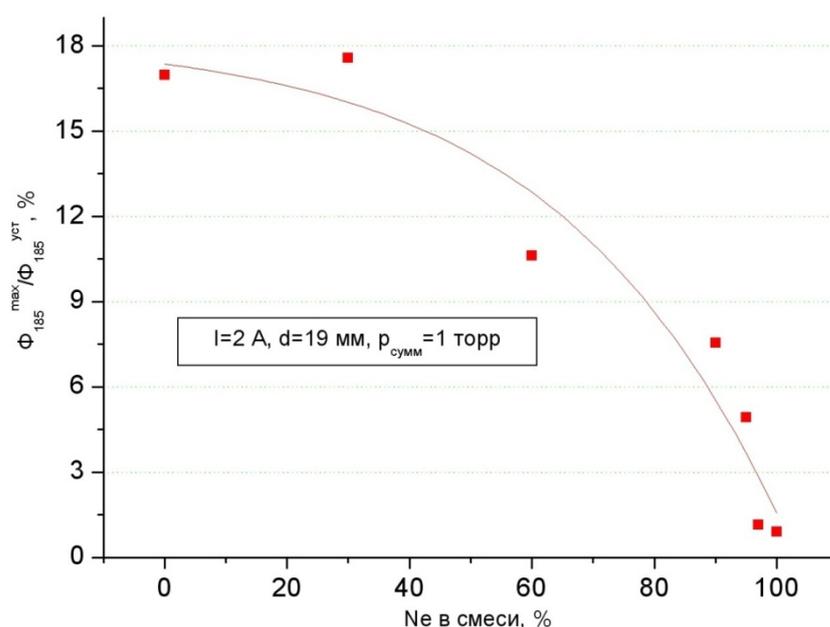


Рис. 3.10 Отличие установившегося значения потока линии 185 нм от максимального достигнутого с изменением содержания неона в наполняющей лампу смеси Ne/Ar при суммарном давлении 1 торр и $I=2$ А.

Прямые измерения температуры стенки колбы лампы в процессе измерений не производились, однако, приведенная зависимость косвенно свидетельствует о том, что увеличение доли неона в смеси, при постоянстве прочих параметров, приводит к увеличению тепловых потерь. Согласно приведенной зависимости, наиболее быстрый рост тепловых потерь должен

происходить с ростом процентного содержания неона в смеси от 60 до 99%, что лишь качественно согласуется с полученной ранее зависимостью для удельной мощности, расходуемой в столбе, поэтому приведенное объяснение не может считаться окончательным.

Увеличивая содержание неона в смеси можно достигнуть значительного прироста генерируемого потока излучения линии 185 нм, однако наибольший КПД был получен в смеси с 30% неона и 70 – аргона. При этом, удельный поток озонирующего излучения в такой смеси на токе разряда 2 А достигал значения 0,133 Вт/см в колбе из синтетического кварца и 0,115 Вт/см в колбе из минерального кварца, с максимальным КПД 10,9% и 9,43%, соответственно. Для сравнения, в смеси с 99% неона при тех же условиях достигались удельные потоки 0,175 Вт/см в колбе из синтетического кварца и 0,15 Вт/см в колбе из минерального кварца, с максимальным КПД 9,72% и 8,41%, соответственно. Данные приведены для ламп с межэлектродным расстоянием 67 см и диаметром 19 мм, работающих на частоте разрядного тока 80 кГц, с суммарным давлением наполняющей смеси 2 торр.

Необходимо, однако, учитывать, что работа в «легкой» смеси с малым давлением может крайне негативно сказываться на ресурсе ламп. 1 торр – сравнительно невысокое давление для ламп исследуемого типа. Характерный диапазон давлений в них, обычно, 1,5-3 торр. Например, из 4 ламп с «легкими» смесями (100, 99, 98, 97 % Ne) при давлении 1 торр, в 3 распыление эмиссионного покрытия электрода за первые 100-250ч привело к выходу ламп из строя. Данный факт может быть связан с большим катодным падением напряжения в лампах с более "легкой" наполняющей смесью, в следствие чего, заряженные частицы, бомбардирующие электрод в катодный полупериод обладают большей кинетической энергией, и распыление эмиссионного покрытия происходит быстрее. Это ведет как к уменьшению полного физического срока службы лампы, так и к более быстрому росту

мощности, рассеиваемой вне положительного столба, т.к. с уменьшением количества оксида на электроде требуется больше энергии, для поддержания необходимого тока термоэмиссии. Кроме того, дополнительные потери мощности могут быть связаны с перемещением катодного пятна, и нагревом разрядным током витков электрода, на которых уже не осталось оксида.

С переходом к смесям с общим давлением наполнения 2 торр, характер зависимостей параметров от состава наполняющей смеси не меняется, однако, абсолютные значения максимальных поток и КПД генерации излучения линии 185 нм оказываются меньше, чем в смесях того же состава при давлении 1 торр. Потоки и КПД генерации озонирующего излучения в лампах с давлением наполнения 2 торр составляют, для исследованных образцов, 80-84% от тех же величин, достигаемых при наполнении ламп смесями с давлением 1 торр. На примере ресурсных испытаний ламп с составом наполнения 30% - Ne, 70% - Ar, рассмотрим, как влияет давление наполняющей смеси на скорость спада рабочих характеристик ламп в процессе срока службы (Рис. 3.11).

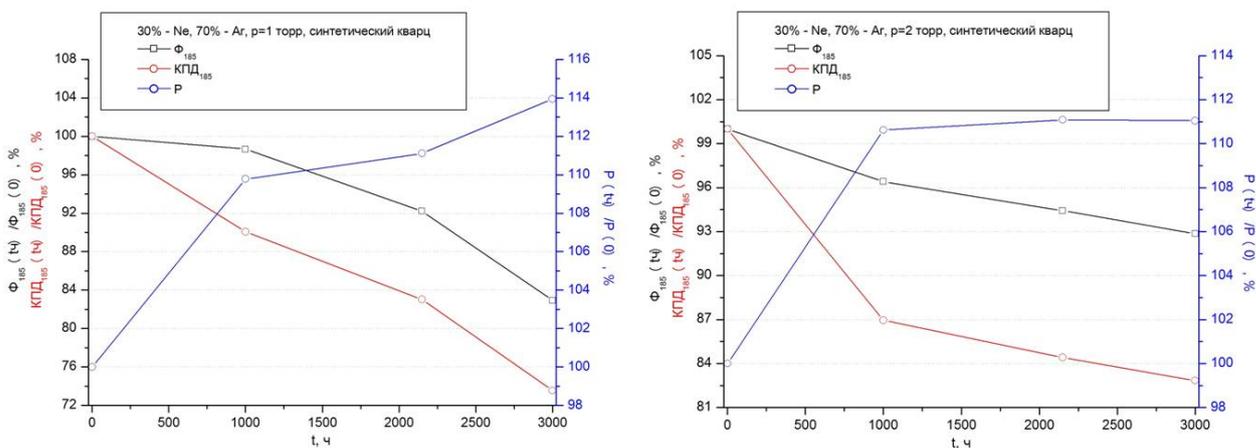


Рис. 3.11 Относительное изменение потока и КПД генерации излучения линии 185 нм, а так же полной потребляемой лампой мощности в течение срока службы. Образцы со смесями 30% - Ne, 70% - Ar давлениями 1 и 2 торр. $I=2$ А, колбы из синтетического кварца, покрытие - 2 слоя Al_2O_3 .

Поток излучения линии 185 нм равномерно уменьшается за первые 3000 часов работы на 17% - в лампах с давлением наполнения 1 торр, и на 7% - в лампах с давлением наполнения 2 торр. Большой относительный спад потока в лампах с меньшим давлением наполняющей смеси связан с тем, что скорость амбиполярной диффузии, а следовательно и частота рекомбинаций на стенках, в смеси с давлением 1 торр оказывается выше. Что ведет к ускоренному разрушению слоя защитного покрытия колбы.

Полная потребляемая мощность увеличивается на 10% в лампах с давлениями смеси как 1, так и 2 торра, однако, если в смеси с давлением 1 торр мощность продолжает расти дальше почти линейно, приблизительно на 2% от начального значения за 1000 часов, то в смеси с давлением 2 торра, потребляемая мощность практически перестает изменяться. Это различие может быть объяснено исходя из зависимости теплопроводности смеси от ее давления - чем выше давление, тем выше теплопроводность, следовательно, в смеси с большим давлением электрод меньше перегревается и медленнее происходит распыление эмиссионного покрытия.

Большие относительные спад потока и рост потребляемой мощности в лампах с давлением смеси 1 торр, обуславливают и больший относительный спад КПД генерации озонирующего излучения, по сравнению с лампами, содержащими смесь при давлении 2 торр. За первые 3000 часов работы КПД уменьшается на 26% и на 17% в лампах с давлением наполнения 1 и 2 торр, соответственно. Для удобства сравнения спада характеристик в лампах с различными давлениями наполняющей смеси, они приведены на одном графике (Рис. 3.12) и нормированы относительно максимальных значений, полученных для ламп с давлением наполнения 1 торр в начале срока службы.

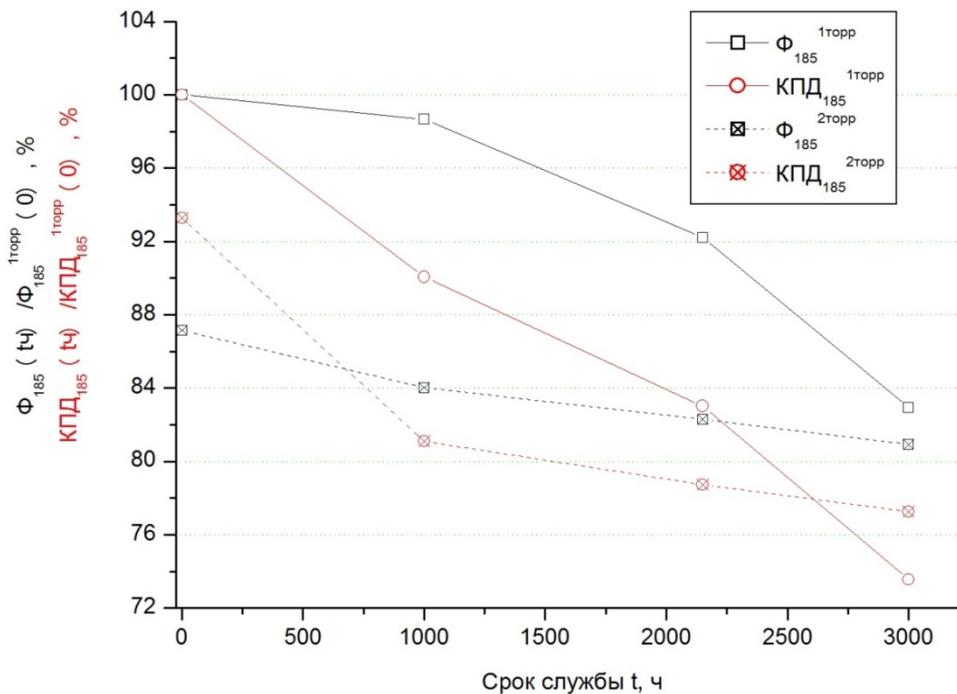


Рис. 3.12 Изменение потока и КПД генерации излучения линии 185 нм в течение срока службы у образцов со смесями 30% - Ne, 70% - Arc давлениями 1 и 2 торр, рассчитанные относительно потока и КПД в смеси с давлением 1 торр в начале срока службы. $I=2$ А, колбы из синтетического кварца, покрытие - 2 слоя Al_2O_3 .

Из приведенного графика видно, что несмотря на более высокие значения начальных характеристик ламп с давлением наполнения 1 торр, их более быстрый спад приводит к тому, что через 3000 часов работы потоки ламп с давлениями 1 и 2 торр практически сравниваются, а КПД у лампы с давлением смеси 2 торр, становится выше, чем у лампы с давлением наполнения 1 торр. Таким образом, эффективный ресурс ламп с давлением наполняющей смеси 2 торр оказывается больше. Точное численное значение эффективного срока службы может быть получено исходя из допустимых спадов рабочих характеристик источника излучения, определяемых конструктором облучательной установки.

3.4. Зависимость параметров лампы от силы тока разряда.

В п.1.5. были кратко разобраны характерные зависимости потоков резонансных линий 185 и 254 нм от силы тока разряда. Отмечалось, что с ростом тока наблюдается увеличения потока каждой из линий, при этом в характере роста потока линии 254 нм намечалась тенденция к переходу в насыщение. Различие тенденций роста связываются с различным временем жизни возбужденных состояний 6^1P_1 и 6^3P_1 и следующей из этого меньшей чувствительностью заселенности состояния 6^1P_1 к увеличению роли тушащих процессов. Данное наблюдение, впрочем, не вполне согласуется с результатами ряда исследований. Например, зависимости, полученные Весельницким[38], не демонстрируют перехода потоков линии 254 нм к насыщению при плотностях тока до $0,4 \text{ А/см}^2$ при работе в смесях Ne+Hg и Ar+Hg.

Данные о влиянии силы тока разряда на генерацию излучения ртутным разрядом низкого давления, которые можно найти в литературе, относятся к генерации линии 254 нм и видимых линий, что же касается линии 185 нм, то исследовалась лишь ее генерация при малых плотностях разрядного тока, не превосходящих $0,41 \text{ А/см}^2$, протекающего в двухкомпонентной смеси газов (Ne+Hg, Ar+Hg, Kr+Hg, Xe+Hg). Кроме того, исследуя зависимости потоков излучения от силы тока разряда, авторы прошлых работ мало внимания уделяли изменению КПД с ростом тока. Как правило, отмечается, что увеличение тока ведет к росту потока генерируемого излучения и спаду КПД. В рамках настоящей работы исследованы зависимости потока и КПД генерации излучения линий 185 и 254 нм от силы разрядного тока при плотностях тока до $1,2 \text{ А/см}^2$ в лампах с трехкомпонентными смесями Ne+Ar+Hg с различным относительным содержанием неона и аргона. Верхний предел диапазона плотностей токов выбран, исходя из необходимости поддержания высокого КПД источника и длительного эффективного срока службы. В то время как с ростом плотности тока увеличивается удельная

мощность и нагрузка на защитное покрытие. Нижняя граница диапазона токов выбрана из соображений поддержания высокого удельного потока ВУФ излучения.

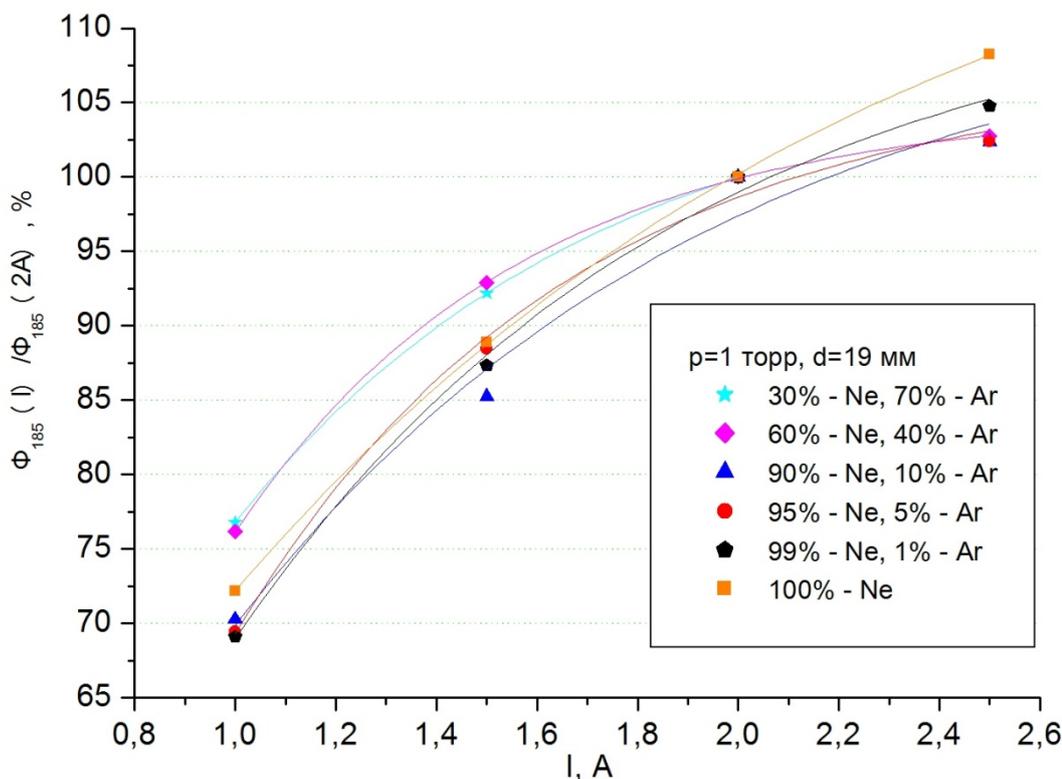
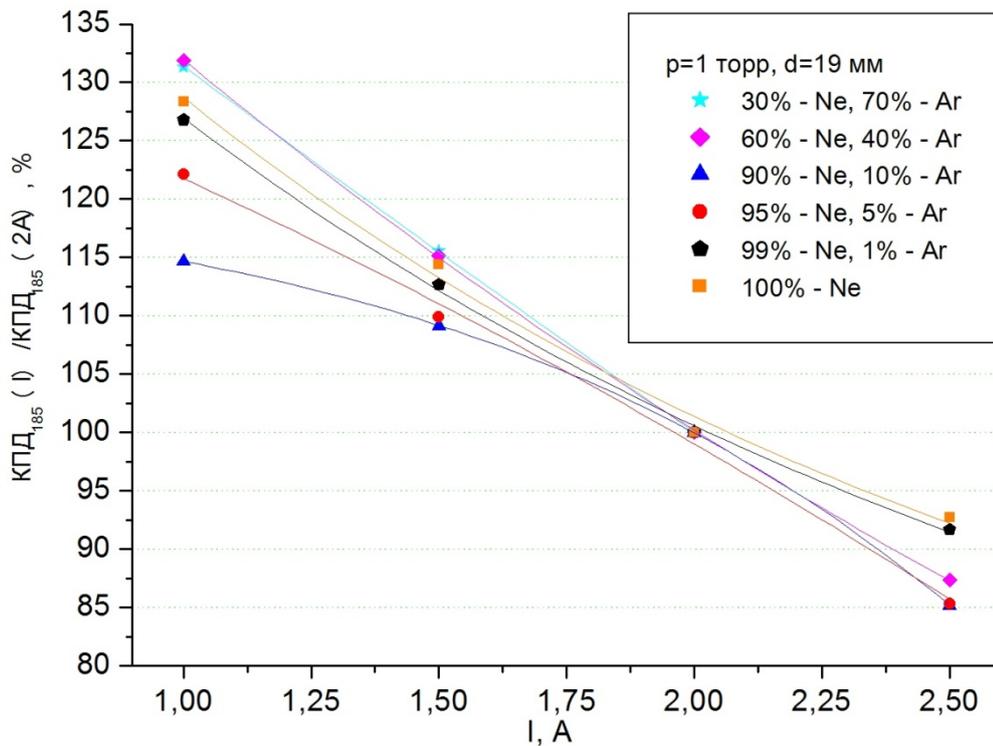


Рис. 3.13 Относительное изменение максимального потока линии 185 нм с ростом силы разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр.

Изменение потока линии 185 нм с ростом разрядного тока от 1 до 2,5 А в разрядной трубке с внутренним диаметром 16,6 мм (внешний диаметр - 19 мм) графически проиллюстрировано на Рис. 3.13. Приведены потоки в процентном отношении к максимальному потоку линии 185 нм, достигаемому при сила тока разряда 2 А. Из приведенного графика видно, что для всех исследованных смесей потоки озонирующего излучения растут с увеличением разрядного тока. При этом можно отметить, что зависимости, полученные для смесей с меньшим содержанием неона, т.е. более «тяжелых»,

демонстрируют более явную тенденцию к насыщению. Так максимальный поток излучения линии 185 нм, генерируемый в смеси, содержащей 60% неона и 40% аргона, изменяется с ростом тока разряда в пределах 26% от значения, измеренного при токе 2А. А поток, генерируемый в смесях с 99 и 100 % содержанием неона, изменяется в том же диапазоне токов в пределах 36 % от значения, измеренного при токе 2 А, и характер зависимостей в этих смесях оказывается более линейным.



*Рис. 3.14 Относительные изменения максимального КПД генерации излучения линии 185 нм с ростом силы разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр.
 $L_{мэ}=40$ см.*

КПД генерации излучения линии 185 нм во всех исследованных смесях уменьшается с ростом тока разряда (Рис. 3.14). Приведенные зависимости так же нормированы относительно величин КПД, полученных при работе с током разряда 2 А. Наиболее быстрый спад КПД генерации озонирующего

излучения наблюдается в тех же смесях, в которых имел место наименее интенсивный рост потока излучения линии, т.е., в смесях с относительно малым содержанием неона - 30 и 60 %. В смеси с 60 % содержанием неона КПД в исследованном диапазоне токов меняется в пределах 45 % от значения, соответствующего разрядному току 2 А. В тоже время, в смесях с 99 и 100% содержанием неона относительное изменение КПД не превышает 35 %. Полученные зависимости имеют линейный вид, а значит, увеличение разрядного тока для достижения больших удельных потоков озонирующего излучения может оказаться нецелесообразным в случаях, когда от источника излучения требуется поддержание высокого КПД. Одним из возможных путей увеличения удельного потока является уменьшение диаметра разрядной трубки. При этом, за счет увеличения скорости гибели заряженных частиц на стенках, растет напряженность продольного электрического поля и электронная температура плазмы. Поддерживая постоянное значение плотности тока разряда, можно добиться не такого резкого падения КПД, какое наблюдается при увеличении разрядного тока в колбе фиксированного диаметра. Однако из-за уменьшения площади внутренней поверхности разрядной трубки на единице длины, значительно возрастает плотность теплового потока и потока заряженных частиц на стенку, что создает повышенную нагрузку на защитное покрытие колбы, поэтому, эффективный срок службы таких источников может оказаться невысоким в сравнении с эффективным ресурсом источников в колбе большего диаметра.

Зависимости, иллюстрирующие изменение максимальных потоков излучения линии 254 нм с увеличением разрядного тока (Рис. 3.15), демонстрируют тенденции схожие с показанными ранее для излучения линии 185 нм.

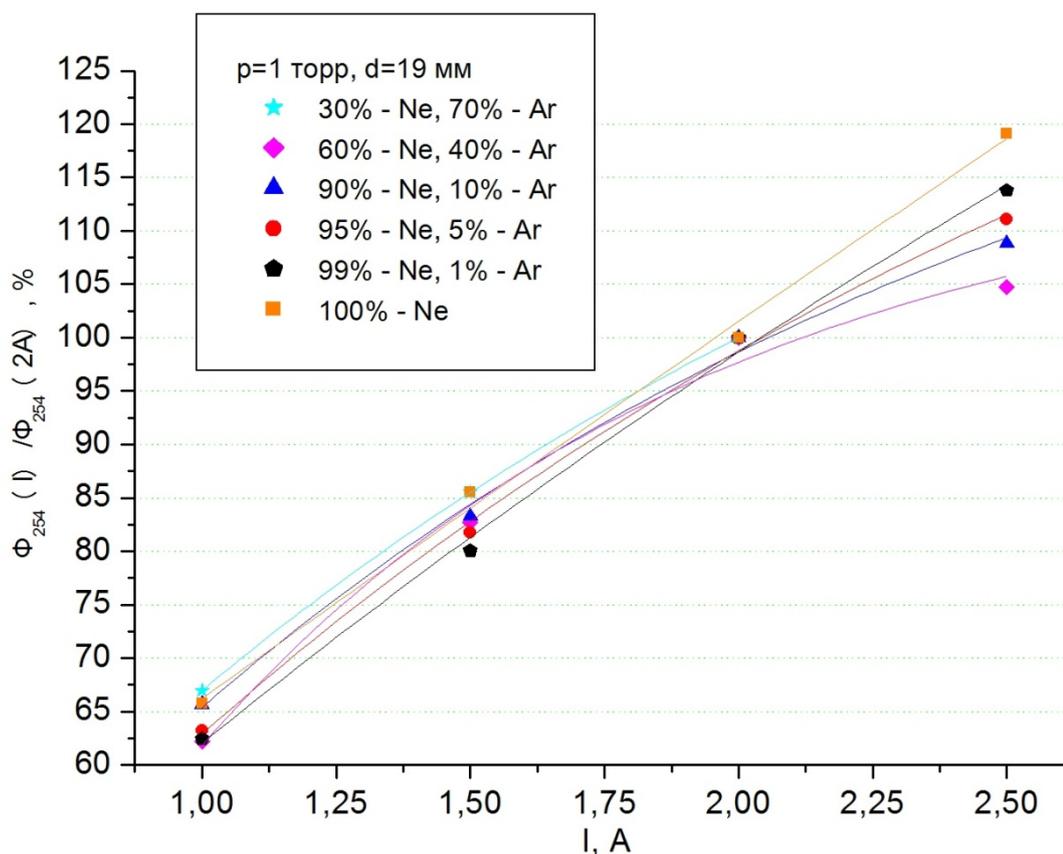


Рис. 3.15 Относительные изменения максимального потока линии 254 нм с ростом силы разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр.

Лампы, заполненные смесями с меньшим содержанием аргона, оказываются более чувствительными к изменению разрядного тока. Так же можно отметить, что для всех исследованных смесей, излучение линии 254 нм более чувствительно к изменению разрядного тока, чем излучение линии 185 нм. При этом, зависимости максимальных КПД генерации бактерицидного излучения от тока (Рис. 3.16), хотя и имеют падающий характер, обладают меньшим наклоном, чем аналогичные зависимости для максимальных КПД генерации озонирующего излучения.

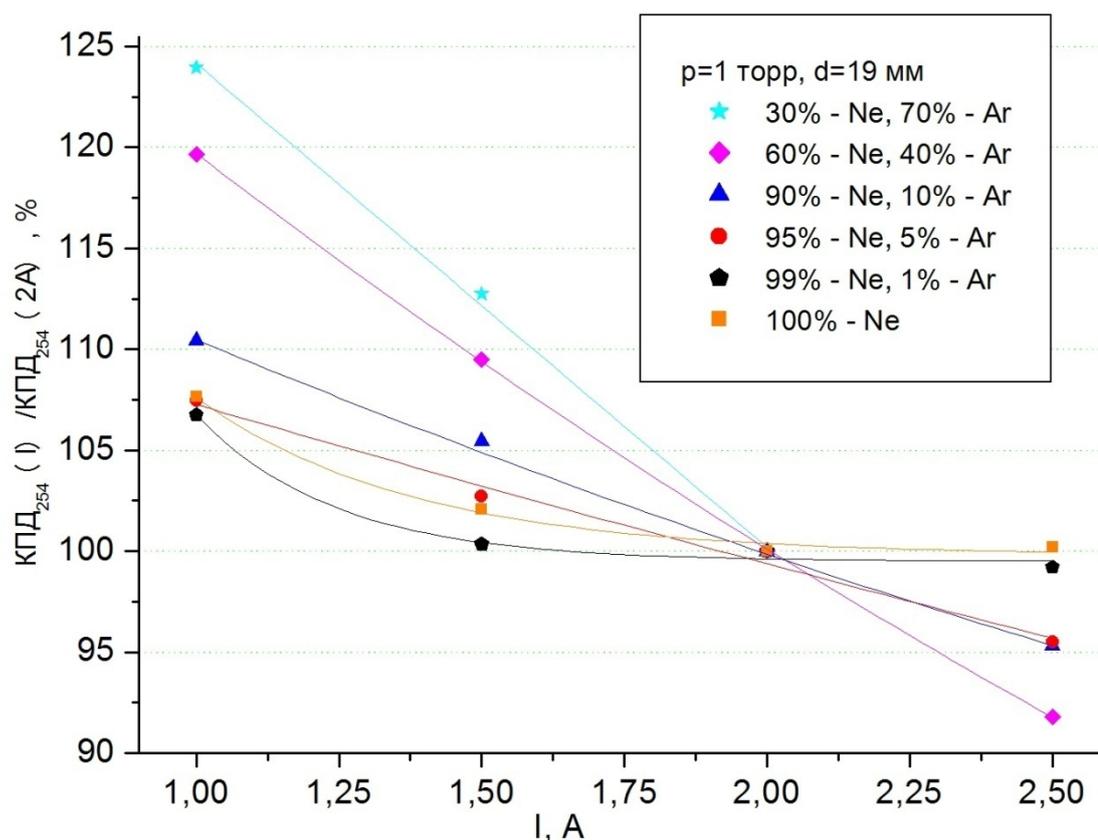


Рис. 3.16 Относительные изменения максимального КПД генерации излучения линии 254 нм с ростом силы разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 1 торр . $L_{мэ} = 40 \text{ см}$.

Несмотря на быстрый рост максимального потока и медленный спад максимального КПД генерации бактерицидного излучения в лампах в лампах, наполненных «легкими» смесями инертных газов, достижение оптимального режима работы в реальных облучательных установках может быть сопряжено со значительными трудностями. Это связано с тем, что в результате более высоких тепловых потерь на стенку колбы, лампы с «легкими» смесями оказываются сильно перегретыми, несмотря на использование амальгамы. Данный эффект будет, очевидно, проявляться в большей степени с увеличением плотности тока разряда. Повышение давления наполняющей смеси уменьшает напряженность продольного

электрического поля и электрическую мощность, рассеиваемую на единице длины положительного столба. Одновременно с этим, увеличение давления приводит, как уже указывалось, к ухудшению характеристик лампы в начале срока службы. Различие между максимальными потоками излучения линии 185 нм в смесях различного состава с давлениями 1 и 2 торр проиллюстрировано на Рис. 3.17.

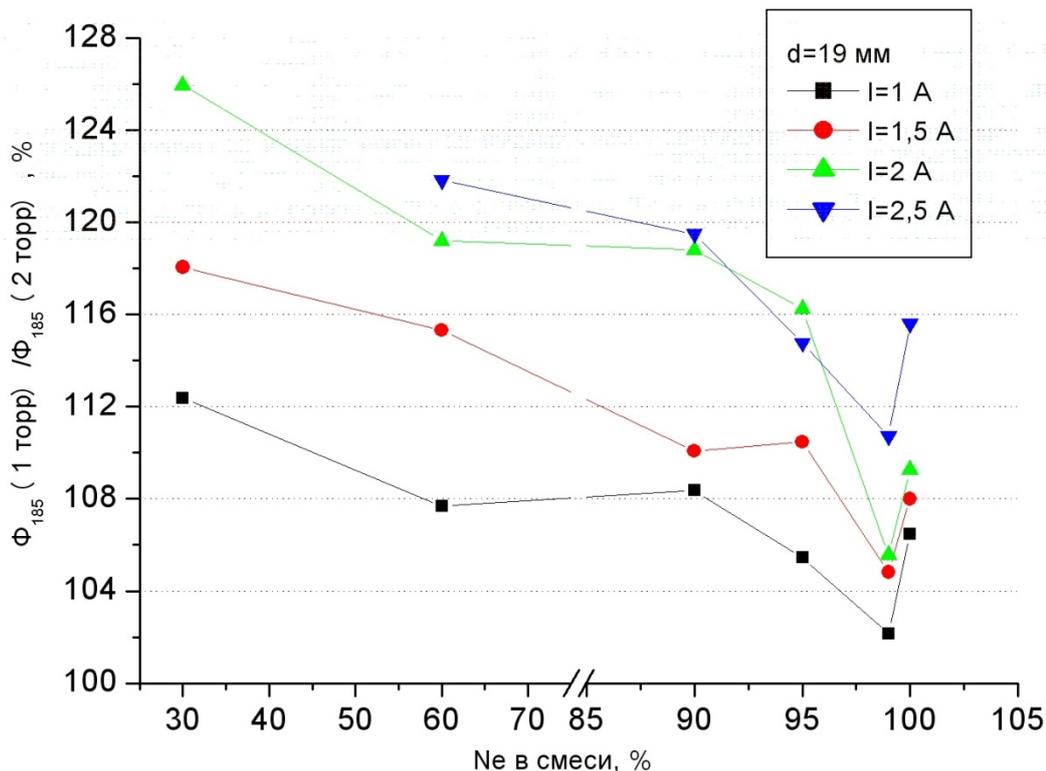


Рис. 3.17 Относительный прирост потока излучения линии 185 нм при уменьшении суммарного давления наполняющей смеси с 2 до 1 торр в лампах с различными наполняющими смесями при различных разрядных токах.

Из приведенного графика видно, что наиболее чувствительны к изменению давления лампы с большой долей аргона в наполняющей смеси, работающие при высоких разрядных токах. Наименьшая чувствительность к изменению давления обнаружена у ламп, работающих при малых токах разряда, и наполненных смесями с небольшой добавкой аргона. Относительное изменение максимального КПД генерации озонирующего

излучения с изменением давления наполняющей смеси при различных токах разряда проиллюстрировано на Рис. 3.18.

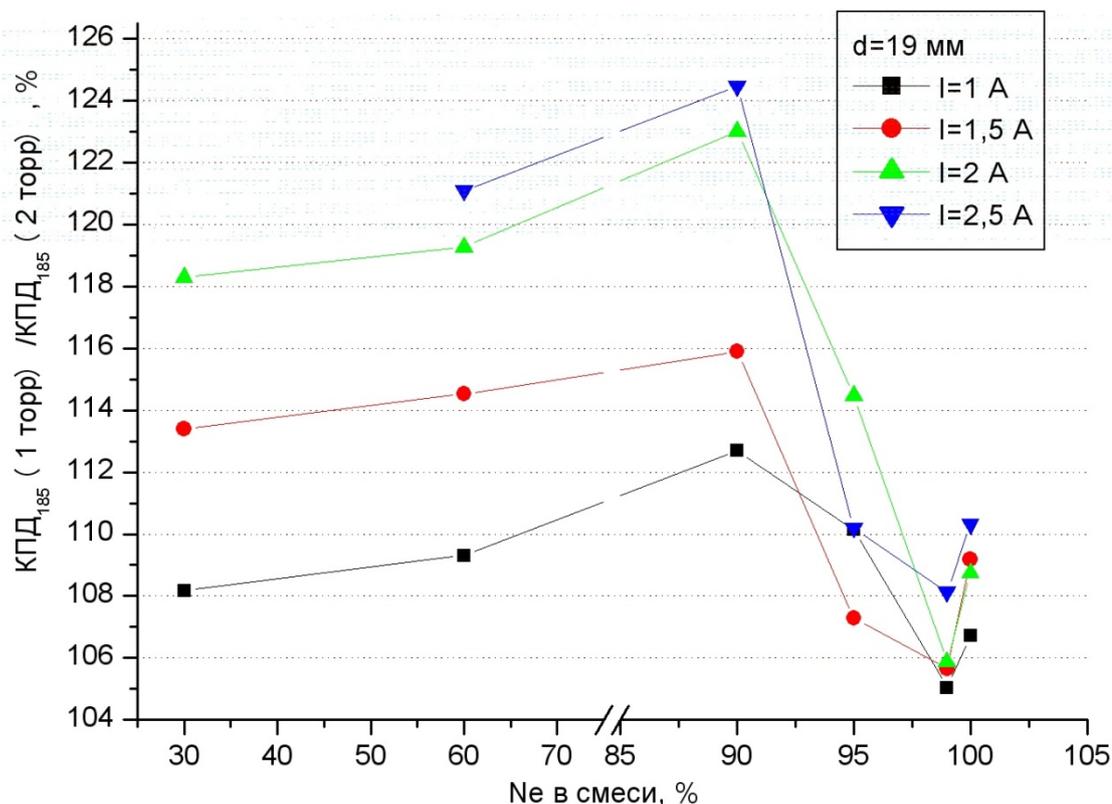


Рис. 3.18 Относительный прирост КПД генерации излучения линии 185 нм при уменьшении суммарного давления наполняющей смеси с 2 до 1 торр в лампах с различными наполняющими смесями при различных разрядных токах. $L_{мэ}=40$ см.

Из приведенного графика видно, что наименьший прирост КПД с уменьшением давления наполнения от 2 до 1 торр происходит в лампах, содержащих смесь из неона с небольшой добавкой аргона, а наибольший прирост – в лампах со смесью из 90% неона и 10% аргона. При этом, как и в случае с относительным изменением потока, эффект от перехода к смеси с меньшим давлением тем заметней, чем выше разрядный ток.

Если строить зависимости аналогичные представленным на графиках Рис. 3.13-Рис. 3.16, но для смесей с давлением 2 торр, то общие тенденции

изменения потоков и КПД сохраняются, но уменьшается диапазон изменения указанных величин. Например, из графика зависимости относительного изменения потока линии 185 нм от тока в смесях с общим давлением 2 торр (Рис. 3.19) видно, что поток ламп наиболее чувствительных к изменению разрядного тока меняется в пределах 30% от значения при токе 2 А. В тоже время, в смесях с общим давлением 1 торр, как указывалось ранее, диапазон изменения потока достигает 36 %.

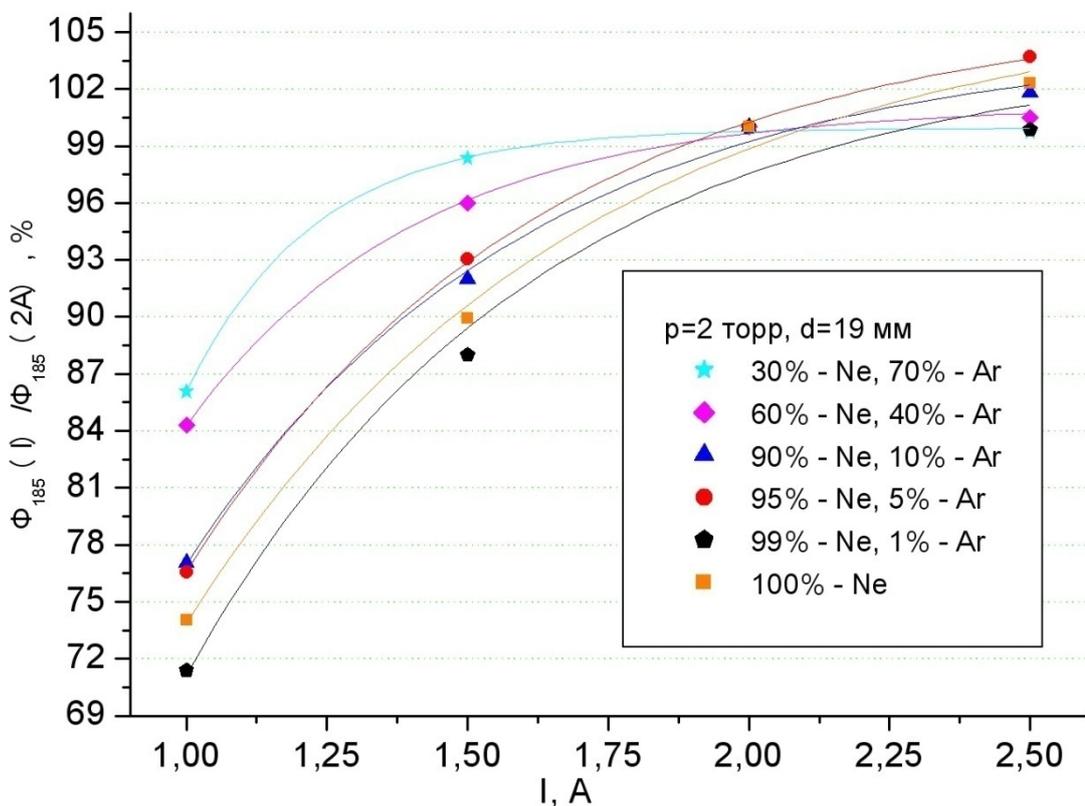


Рис. 3.19 Относительные изменения максимального потока линии 185 нм с ростом силы разрядного тока в лампах с различными наполняющими смесями инертных газов при давлении 2 торр.

3.5. Опытный образец источника ВУФ излучения.

На основе результатов проведенных исследований, компанией «ЛИТ» разработана серия амальгамных источников ВУФ излучения на основе

ртутного разряда низкого давления. Для создания лампы с высокой эффективностью преобразования электроэнергии в УФ – излучения, в качестве наполнения выбрана смесь Ne-Ar 30/70 при давлении 1 торр. В качестве защитного покрытия колбы использована двойная пленка из оксида алюминия, обладающая высокой устойчивостью к воздействию плазмы ртутного разряда, и высокой прозрачностью в ближней ВУФ области спектра. Лампа изготовлена из синтетической кварцевой трубки с внутренним диаметром 16,6 мм. Межэлектродное расстояние составляет 684 мм. Параметры источников, достигаемые в максимуме генерации ВУФ излучения, приводятся в таблице 3.5.1.

Таблица 3.5.1. Параметры источников ВУФ излучения в максимуме генерации потока линии 185 нм.

Состав Ne-Ar	p, торр	Φ_{185} , Вт	Φ_{254} , Вт	КПД ₁₈₅ , %	КПД ₂₅₄ , %	P, Вт	I, А	U, В
30-70	1	9,1	17,4	9,3	17,7	98	2	47
	2	7,3	17,4	7,8	18,6	93	2	45
60-40	1	9,4	20	9,2	19,5	103	2	49
	2	8	17,8	7,8	17,2	103	2	50
95-5	1	9,9	24,6	7,4	18,4	134	2	64
	2	7,7	25,4	6,3	20,6	123	2	59
99-1	1	12	22,7	8,7	16,5	138	2	66

Лампы предназначены для работы с разрядным током 2 А при частоте 80 кГц. Высокие значения удельной мощности ВУФ излучения достигаются с использованием наполнения неон-аргон (99-1), однако, при этом уменьшается ресурс источника.

3.6. Заключение к главе 3.

В настоящей главе представлены основные результаты исследований генерации резонансного излучения плазмой ртутного разряда низкого давления в присутствии смеси инертных газов.

В первом параграфе рассмотрено влияние на исследуемые параметры длины межэлектродного промежутка и материала колбы лампы. Определено, как меняется доля мощности, рассеиваемой вне положительного столба, при изменении силы тока разряда и наполняющей смеси инертных газов. Показано, что данная величина мало меняется при изменении давления наполняющей смеси в диапазоне 1 – 2 торр, и при изменении относительного содержания неона и аргона в смеси и составляет $18,5 \pm 1$ Вт при токе разряда 2 А.

Во втором параграфе рассмотрено влияние на исследуемые параметры частоты разрядного тока, при ее изменении в пределах 10-80 кГц. Показано, что максимальные потоки и КПД генерации излучения линии 185 нм достигаются при частоте 80 кГц, а наиболее чувствителен к изменению частоты поток ламп со смесями Ne-Ar 30-70 % при общем давлении наполнения 1 торр.

В третьем параграфе рассмотрено влияние на исследуемые параметры состава и давления наполняющей смеси. Показано, что поток и КПД генерации озонирующего излучения увеличиваются с уменьшением давления наполняющей смеси. Однако при этом увеличивается относительный спад исследуемых параметров в процессе срока службы. Наибольшие потоки излучения линии 185 нм достигаются при работе в смесях, состоящих из неона с незначительной добавкой аргона (~1 %), однако использование подобных смесей ведет к увеличению нагрузки на электрод и ускоренному распылению эмиссионного покрытия. Наибольший КПД генерации излучения линии 185 нм достигается – в смеси из 30 % неона и 70 % аргона.

В четвертом параграфе рассмотрено влияние на исследуемые параметры величины разрядного тока. Показано, что это влияние проявляется по-разному, в зависимости от состава и давления наполняющей смеси инертных газов. Поток озонирующего излучения увеличивается, а КПД его генерации падает с ростом тока разряда для всех исследованных наполнений. При этом рост потока наиболее выражен в смесях с малой добавкой неона, в них же обнаружено наименьшее относительное уменьшение КПД. Аналогичные тенденции наблюдаются для токовых зависимостей максимальных потоков и КПД генерации излучения линии 254 нм. Так же показано, что в зависимости от величины разрядного тока по-разному проявляется эффект от уменьшения давления наполнения. Наибольший прирост потока и КПД генерации озонирующего излучения с переходом от 2 к 1 торр наблюдается у ламп, работающих при большем токе разряда. При этом наибольший прирост потока происходит в лампах со смесью из 30 % неона и 70 % аргона, а наибольший прирост КПД – в лампах со смесью из 90 % неона и 10 % аргона.

В конце главы приводятся параметры опытных образцов источников ВУФ излучения, разработанных компанией «ЛИТ» по результатам проведенных исследований.

4. Заключение.

Настоящая работа посвящена исследованию генерации ВУФ излучения в плазме ртутного разряда низкого давления в присутствии инертных газов неона и аргона, смешанных в различных пропорциях. В работе предложена методика измерения потока излучения линии 185 нм. Представлены результаты исследований влияния, которое оказывают на генерацию ВУФ излучения такие параметры, как геометрические размеры источника, сила и частота разрядного тока, давление и состав смеси инертных газов.

Основные результаты работы:

1. Определена погрешность, связанная с использованием в рамках общепринятой методики косинусного приближения в аппроксимации КСИ УФ - ламп. В начале срока службы ее величина незначительна и составляет 3%, что меньше погрешности калибровки средств измерения. Показано, что данная погрешность увеличивается в процессе срока службы лампы. Предложены поправки, позволяющие уменьшить данную погрешность до уровня, не превышающего значений погрешности в начале срока службы.
2. Предложена методика, позволяющая без прямых измерений индикатрисы силы излучения определить форму КСИ исследуемых ламп. Предложенная методика проверена путем сопоставления с результатами прямых измерений КСИ, на примере излучения линии 254 нм. В результате проверки получена удовлетворительная степень схождения между результатами прямых и косвенных измерений.
3. Исследовано влияние частоты разрядного тока, при ее изменении в пределах 10-80 кГц, на генерацию ВУФ - излучения. Показано, что потоки и КПД генерации излучения линии 185 нм увеличиваются с ростом частоты, переходя к насыщению начиная с 30 кГц (в зависимости от состава наполняющей смеси). При этом наиболее

чувствительны к изменению частоты потоки КПД ламп со смесью Ne-Ar 30-70 % при общем давлении наполнения 1 торр.

4. Изучено влияние состава и давления наполняющей лампы смеси неона с аргоном на генерацию ВУФ излучения. Показано, что поток и КПД генерации озонирующего излучения увеличиваются с уменьшением давления наполняющей смеси. Показано, что наибольшие значения потоков излучения линии 185 нм достигаются при работе в смесях, состоящих из неона с незначительной добавкой аргона (~1 %). Однако использование подобных смесей ведет к увеличению нагрузки на электрод и ускоренному распылению эмиссионного покрытия. Показано, что наибольший КПД генерации излучения линии 185 нм достигается – в смеси из 30 % неона и 70 % аргона и может достигать 9,3% при работе с разрядным током 2 А, в разрядной трубке с внутренним диаметром 16,6 мм, межэлектродным расстоянием 684 мм, выполненной из синтетического кварца.
5. Исследовано влияние, оказываемое на генерацию ВУФ излучения, изменением величины разрядного тока. Показано, что это влияние проявляется по-разному, в зависимости от состава и давления наполняющей смеси инертных газов. Поток ВУФ излучения увеличивается, а КПД его генерации падает с ростом тока разряда для ламп со всеми исследованными наполнениями. Наибольший прирост потока и КПД генерации озонирующего излучения с переходом от 2 к 1 торр давления наполняющей лампы смеси инертных газов наблюдается у ламп, работающих при большем токе разряда. При этом наибольший прирост потока происходит в лампах со смесью из 30 % неона и 70 % аргона, а наибольший прирост КПД – в лампах со смесью из 90 % неона и 10 % аргона.
6. На основе полученных в работе результатов разработана лампа АНО-110/70 для компании «ЛИТ».

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю д.т.н. Попову О.А. за помощь и поддержку в выполнении настоящей работы. Автор выражает искреннюю признательность председателю совета директоров НПО «Лаборатория импульсной техники» Костюченко С.В., начальнику светотехнической службы Соколову Д.В. и заведующему светотехнической лабораторией Собуру Д.А. за возможность провести исследования и всестороннюю помощь. Так же автор благодарит своих коллег, сотрудников НПО ЛИТ Василяка Л.М., Васильева А.И., Исакова М.С., Левченко В.А., Свитнева С.А., Тевяшова А.В., Хаецкого Д.П. и студентов кафедры светотехники НИУ «МЭИ» Басова А.Ю. и Савицкую А.Г. за помощь в создании экспериментальных установок, опытных образцов, участие в обсуждении диссертации и ценные советы. Отдельную благодарность автор выражает своей семье и друзьям за поддержку и терпение.

5. Список литературы.

1. Мешков В.В. Основы светотехники // М. Энергия. 1979. С. 15.
2. Hockberger P. E. A history of ultraviolet photobiology for humans, animals and microorganisms // Photochem. Photobiol. 2002. V. 76 (6). P. 561–579.
3. Lyman T. Victor Schumann // Astrophysical Journal. 1914. 38: 1–4.
4. Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я. Физика и техника спектрального анализа// М. Наука. 1967. С. 11.
5. Downes A., Blunt T.P. Researches on the effect of light upon bacteria and other organisms // Proceedings of the Royal Society of London. 1877. 26. P. 488-500.
6. Barnard J. E., Morgan H. Upon the bactericidal action of some ultraviolet radiations as produced by the continuous current arc // P. R. Soc. London. 1903. 72. P. 126–128.
7. Bolton J.R. Ultraviolet application handbook // ICC Lifelong Learn Inc. 2010. P.4
8. Спирин А.С. Молекулярная биология: структура и биосинтез нуклеиновых кислот //М. Высш. шк. 1990. С. 75.
9. Kowalski W. Ultraviolet germicidal irradiation handbook // Springer. 2009. P. 17-47.
10. Bolon D.A., Kunz C.O. Ultraviolet depolymerization of photoresist polymers // Polym. Eng. Sci. 1972. V. 12. P. 109-111.
11. Vig J.R. UV/ozone cleaning of surfaces //J.Vac.Sci.Technol. 1985. 3(3). P. 1027-1034.
12. Glaze W.H., Kang J.-W., Chapin D.H. The Chemistry of Water Treatment Processes Involving Ozone, Hydrogen Peroxide and Ultraviolet Radiation // Ozone Sci.Eng. 1987. V.9(4). P. 335-352.
13. Handbook of advanced oxidation photochemical processes. EPA1625/R-981004. 1998.

- 14.Зверева Г.Н.Использование вакуумного ультрафиолетового излучения для получения высокореактивных радикалов // Оптический журнал. 2012. Т.79. 8. С. 45-54.
- 15.Zoschke K., Börnick H., Worch E. Vacuum-UV radiation at 185 nm in water treatment – A review // Water Res. 2014. V.52. P. 131-145.
- 16.Kogelschatz U., Eliasson B., Hirth M. Ozone Generation From Oxygen And Air: Discharge Physics And Reaction Mechanisms // Ozone Sci. Eng. 1988. V.10. P. 367-378.
- 17.Kogelschatz U., Eliasson B., Egil W. Dielectric - Barrier Discharges. Principle and Applications // J. Phys. IV. 1997. 07(C4). P.47-66.
- 18.Лунин В.В., Попович М.П., Ткаченко С.Н. Физическая химия озона. – М.: Изд-во МГУ. 1998.
- 19.Клярфельд Б.Н. Положительный столб газового разряда и его использование для получения света.вкн: Электронные и ионные приборы. под редакцией П.В. Тимофеева // Госэнергоиздат. 1941. С. 322.
- 20.Справочник Физические величины под редакцией Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. // М. Энергоатомиздат. 1991. С. 677.
- 21.Уэймаус Д. Газоразрядные лампы. – М.: «Энергия», 1977.
- 22.Vriens L., Keijser R.A. and Ligthart F.A.S. Ionization processes in the positive column of the low-pressure Hg-Ar discharge // J.Appl.Phys. V.49. N7. 1978. P. 3807-3813.
- 23.Tingsheng Lin. Toshio Goto. Accounts of ionization mechanism in low-pressure Ar-Hg discharges // J. Applied Physics. 1991. V 1. 69. P. 8.
- 24.Сепман В.Ю., Шеверов В.А., Вуйнович В. Ассоциативная ионизация при парных столкновениях 63P0 возбужденных атомов ртути // Оптика и Спектроскопия. 1984. Т. 56. Вып. 4. С. 591-595.

25. Пенкин Н.П., Редько Т.П. Сечение возбуждения и перемешивания уровней 63P0.1.2 атома ртути электронным ударом // Оптика и спектроскопия. 1974. Т. 36. Вып. 3. С. 360.
26. Уваров Ф.А., Фабрикант В.А. Экспериментальное определение эффективной вероятности испускания фотонов атомами плазмы // Оптика и спектроскопия. 1965. Т. 18. Вып. 4. С. 562.
27. Post. H.A, P. van der Weijer, Cremers R.M.M. Radiative transport at the 184.9 nm Hg resonance line. II. Extensive experiments // Physical Review A. 1986. V. 33. 3. P. 2017.
28. Справочник констант элементарных процессов с участием атомов, ионов, электронов, фотонов под ред. проф. А.Г. Жиглинского // С.-П.. Издательство С.-П. университета. 1994. С. 786.
29. Собур Д.А. Исследование генерации вакуумного ультрафиолетового излучения ртутным разрядом низкого давления // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2011.
30. Башлов Н.Л., Каланов В.П., Панасюк Г.Ю., Тимофеев Н.А. Приложение правил подобия разрядов в смеси ртути с инертными газами к изучению плазмы газоразрядных люминесцентных источников света // 7-я Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы. Тезисы докладов. Ч. I. Ташкент. 1987. С. 252-253.
31. Рохлин Г.Н. Дуговым источникам света 200 лет // М. ВИГМА. 2001.
32. Lankhorst M.H.R., Niemann U. Amalgams for fluorescent lamps Part I: Thermodynamic design rules and limitations // Journal of Alloys and Compounds. 2000. V. 308. P. 280–289.
33. Lankhorst M.H.R., Keur W., van Hal H.A.M. Amalgams for fluorescent lamps Part II: The systems Bi–Pb–Hg and Bi–Pb–Au–Hg // Journal of Alloys and Compounds. 2000. V. 309. P. 188–196.

- 34.Л.М. Василяк. Применение импульсных электроразрядных ламп для бактерицидной обработки. // Электронная обработка материалов. 2009. №1. С. 30-40.
- 35.Petrov G.M., Giuliani J.L. Inhomogeneous model of an Ar-Hg direct current column discharge // J. of Appl. Phys. 2003. V. 94(1). P. 62-74.
- 36.Дроздов Л.А. Повышение мощности и ресурса высокоэффективных источников ультрафиолетового излучения с дуговым разрядом низкого давления // Диссертация на соискание уч. ст. к.т.н. М. 2010. С. 145.
- 37.Миленин В.М., Тимофеев Н.А Плазма газоразрядных источников света низкого давления // Ленинград. Издательство Ленинградского Университета. 1991.
- 38.Весельницкий И.М. Определение оптимальных параметров и некоторые вопросы конструирования люминесцентных ламп повышенной мощности //Дис. канд. техн. наук. М., 1966.
- 39.Meyers G. A., and Strojny F. M. W. Design of Fluorescent Lamps for High-Frequency Service // Illuminating Engineering. 1959. V. 54. P. 65-70.
- 40.Koedam M. and Verwey W. Proc. 7th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases // Belgrade: GradevinskaKnjiga. 1965. P. 392-395.
- 41.Read T. B., Kerry D. C.The effect of supply frequency on a mercury-argon discharge // British Journal of Applied Physics. 1964. V.16. P. 453-455.
- 42.Polman J. Relaxation of the electron velocity distribution in time dependent weakly ionized plasma // Physica. 1971. V.54. P. 305-307.
- 43.Drop P.C., Polman J. Calculations on the effect of supply frequency on the positive column of a low-pressure Hg-Ar AC discharge // Journal of Physics. 1972. V.5. P. 562-568.
- 44.Polman J., Werf J.E., Drop P.C. Nonlinear effects in the positive column of a strongly modulated mercury-rare gas discharge // Journal of Physics. 1972. V.5. P. 266-279.

45. Polman J. Recent developments in low pressure gas discharge research // *Physica*. 1976. V.82. P. 125-140.
46. Охонская Е.В., Федоренко А.С. Расчет и конструирование люминесцентных ламп // Саранск. Издательство Мордовского университета. 1997.
47. Каланов В.П., Миленин В.М., Тимофеев Н.А. Исследование заселенности резонансных уровней 63P1 и 61P1 атома ртути в плазме разряда в смеси паров ртути с аргоном // *Оптика и спектроскопия*. 1986. Т. 60. 4. С. 711.
48. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
49. Кузьменко М.Е. Экспериментальные исследования разряда в парах ртути и инертных газов и разработка мощного источника УФ-излучения // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2000. С. 142.
50. McCluney W.R. Introduction to radiometry and photometry // Artech House. 1994. P. 271-280.
51. Гуревич М.М. Фотометрия. Теория методы и приборы // Л.: Энергоатомиздат. 1983.
52. Buckley H. The whitened cube as a precision integrating photometer // *Electrical Engineers*. 1921. V.59. P. 143-152.
53. Кван Л., Джанген П. Универсальный гониофотометр // *Полупроводниковая светотехника*. 2011. №3. С.36-38.
54. Schmähling F., Wübbeler G., Lopez M., Gassmann F., Krüger U., Schmidt F., Sperling A., Elster C. Virtual experiment for near-field goniophotometric measurements // *Applied Optics*. 2014. V.53(7).P. 1481–1487.
55. Keitz. H.A.E. Light Calculation and Measurements. London: Macmillan and Co Ltd, 1971.
56. Lawal O. et al., Proposed Method for Measurement of Output of Monochromatic (254 nm) Low Pressure UV Lamps // *IUVA News*. 2008. V.10. №1.

57. Sasges M., Robinson J., Daynouri F. Ultraviolet lamp output measurement: A concise derivation of the Keita equation // *Ozone: Sci. Eng.* 21012. V.34. P.306-309.
58. Василяк Л.М., Дроздов Л.А., Костюченко С. В., Кудрявцев Н.Н., Собур Д.А., Соколов Д.В., Шунков Ю.Е. Методика измерения мощности УФ излучения трубчатых бактерицидных ламп низкого давления // *Светотехника.* – 2011.–№ 1. – С. 29 – 32.
59. Volker A., Dr. R. Dreiskemper, M. Kessler Comparison of UV Power Measurement of Low Pressure UV-lamps by a worldwide Round Robin Test. *IUVA News.* 2010. V.12(1). P.61.
60. Yoshino K., Esmond J.R., Freeman D.E., Parkinson W.H. Measurements of absolute absorption cross sections of ozone in the 185- to 254-nm wavelength region and the temperature dependence // *J. Geophys. Res.* 1993. V.98. P. 5205-5211.
61. Al-Shamma'a A.I. et al. Low pressure microwave plasma ultraviolet lamp for water purification and ozone application // *J. Phys. D.: Appl. Phys.* 2001. V.34. P. 2775-2781.
62. Справочная книга по светотехнике // Под ред. Айзенберга Ю.Б. М.: Знак. 2006. 972 с.
63. UK Patent Application GB 2124019 A.
64. Литвинов В.С. Методы расчета и оптимизация параметров источников света широкого применения // Диссертация на соискание уч. ст. д.т.н. М., МЭИ. 1983.
65. Krasnochub A.V., Vasiliev A.I. Qualitative model of the operating mechanism of the protective coating for low pressure Hg lamps // *J. Phys.D.: Appl. Phys.* 2006. V.39. P. 1378-1383.
66. Voronov A. New generation of low pressure mercury lamps for producing ozone // *Ozone: Sci. Eng.* 2008. V.30. P.395-397.

67. Васильев А.И., Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Кузьменко М.Е., Печеркин В.Я. Влияние защитного слоя на длительность горения и излучение кварцевых газоразрядных ламп низкого давления // Письма в ЖТФ. 2006. №32(1). С. 83-88.
68. Rudolph J. Photochemische Prozesse in der Leuchtstofflampe // Technisch – Wissenschaftliche Abhandlungen der Osram-Gesellschaft. 1969. V.10.
69. Voronov A., Arnold E., Roth E. 2003 2nd Int. Congr. Ultraviolet Technologies (Vienna) PS2.
70. Herzberg G., Huber K.P. Molecular Spectra and Molecular Structure IV. Constants of diatomic molecules // New York: Van Nostrand Reinhold. 1979.
71. Василяк Л. М., Васильев А.И., Дроздов Л. А, Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н., Соколов Д. В., Старцев А. Ю. Защитное покрытие лампы низкого давления пара и ртути как решающий фактор срока ее службы // Прикладная физика. 2009. №1. С. 120-124.
72. Печеркин В. Я. Исследования механизмов спада УФ-излучения и ресурса работы источников УФ-излучения с ртутной дугой низкого давления // Диссертация на соискание уч. ст. к.ф.м.н. М. 2007. С. 139.
73. Кирьянов Д.В., Кирьянова Е.Н. Вычислительная физика // М.: Полибук мультимедиа. 2006.