

621.3(у)
Л175

**САМАРСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РАН
САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. Королёва**

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

САМАРА 2004

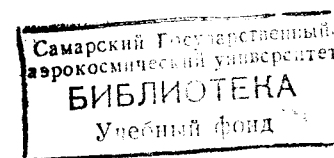
621.3(У)
Л175

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
САМАРСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РАН
САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С. П. КОРОЛЕВА

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ
Часть 2

Под редакцией В.П. Шорина



САМАРА 2004

УДК 621.375

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник
Самарского филиала ФИАН РФ А.П. Занкин

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ: Лабораторный практикум. Часть 2 / Под
ред. В.П. Шорина. Авторы-составители: О.А. Журавлев, В.П. Захаров,
А.В. Ивченко, А.В. Киселец, В.П. Марков. Самар. гос. аэрокосм. ун-т.
Самара, 2004. 107 с.: 50 ил.

ISBN 5-93424-047-1

В практикум вошли семь лабораторных работ, четыре из которых посвящены изучению характеристик газовых разрядов применительно к рабочим камерам как быстропотоочных CO_2 -лазеров, так и электротехнологических устройств типа плазмохимических реакторов (например, генераторов озона). Если первая работа содержит сведения о наиболее распространенном в лазеростроении тлеющем разряде низкого давления, то три последующие работы направлены на изучение особенностей формирования однородных разрядов в плотных газах, включая рабочие смеси TEA CO_2 -лазеров и воздух атмосферного давления. Три последних работы практикума содержат сведения, соответственно, о лазерном и двух оптических методах решения измерительных задач, основанных на различных принципах спектрального анализа, взаимодействующего с объектом или газовой средой излучения.

Предназначен для студентов, обучающихся по специальности 131200 - Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике, а также инженерно-технических работников, проходящих переподготовку по лазерным системам на ФПК ИТР. Может быть полезен для инженеров-исследователей и аспирантов, специализирующихся в таких областях, как физика газоразрядных процессов, методы и приборы экспериментальной физики, механика жидкостей, газов и плазмы. Подготовлен на кафедре "Автоматические системы энергетических установок".

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы "Интеграция науки и высшего образования России на 2002-2006 годы", а также гранта РФФИ (программа № 02-02-17172).

Печатается по решению редакционно-издательского совета Самарского государственного аэрокосмического университета и издательского совета Самарского научного центра Российской академии наук.

ISBN 5-93424-047-1

© Самарский научный центр
Российской академии наук, 2004

© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2004

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	4
Расчет и проектирование проточных газовых лазеров	
Работа № 1. Изучение характеристик тлеющего разряда при низких давлениях	7
Работа № 2. Изучение основных закономерностей получения объемного разряда в плотных газах	23
Работа № 3. Численное моделирование режима ввода энергии в газовый разряд атмосферного давления	38
Работа № 4. Коронный разряд в промежутке с движущимся диэлектрическим барьером ...	49
Лазерные измерительные системы	
Работа № 5. Построение оптических схем знаочувствительных лазерных доплеровских измерителей скорости	64
Лазерные экомониторинговые и биомедицинские системы	
Работа № 6. Метод комбинационного рассеяния света	75
Работа № 7. Спектрофотометрический стенд для измерения концентрации озона на выходе из плазмохимических генераторов	100

*Посвящается памяти
Леонида Павловича Муркина –
ученого, педагога и человека*

ПРЕДИСЛОВИЕ

В 2002 г. исполнилось 20 лет, как бывший Куйбышевский авиационный институт (КуАИ), а ныне Самарский государственный аэрокосмический университет (СГАУ), приступил к подготовке инженеров-механиков по впервые открытой в стране специализации в области конструирования и эксплуатации лазерных установок. Одновременно с этим была создана кафедра “Автоматические системы энергетических установок” (АСЭУ) с учебными циклами “Лазеры” и “Автоматика и регулирование двигателей”. Основателем кафедры и ее заведующим является академик РАН, д-р техн. наук, профессор В.П. Шорин. Основу первичного коллектива учебного цикла “Лазеры” составили преподаватели и научные сотрудники кафедры физики, работавшие в области внедрения оптической голографии в учебный процесс и научные исследования. В качестве совместителей к учебной работе были привлечены ведущие специалисты таких предприятий, как Самарский филиал ФИАН, НПО АС (ныне ГУП КБАС) и НПО “Труд” (ныне ОАО СНТК им. Н.Д. Кузнецова).

Характерно, что большую помощь в становлении кафедры и цикла “Лазеры”, особенно в техническом оснащении учебных лабораторий и предоставлении конструкторской документации, оказали предприятия не только г. Самары, но и еще десятка городов страны. Нельзя переоценить роль предприятия НПО АС в создании учебно-исследовательской базы цикла. С этим предприятием вплоть до 1991 г. велись хозяйственные НИР по разработке оптических методов и средств регистрации двухфазных потоков, исследованию процессов формирования объемных разрядов в рабочих камерах газовых лазеров атмосферного давления.

Благодаря большой организационной и методической работе преподавателей и сотрудников кафедры становление учебного процесса по лазерной специализации прошло в максимально сжатые сроки. Этому способствовало и то, что занятия в первом учебном году проводились не со студентами, а со слушателями ФПК ИТР предприятий, разрабатывающих и эксплуатирующих лазерную технику. В процессе занятий происходил активный обмен знаниями, который

одинаково обогащал как инженеров-практиков, так и самих преподавателей.

Уже к 1985 году было поставлено (с изданием методических указаний через редиздат вуза) 11 лабораторных работ по таким курсам, как “Основы квантовой электроники”, “Теория и расчет газоразрядных камер”, “Введение в специальность”. Дальнейшее оснащение лабораторий цикла лазерными технологическими установками (например, ЛК-1300 “Хебр”, ЛАТУС-31, Квант-17, ГОС-1000, ОГМ-20), современной регистрирующей и измерительной аппаратурой, систематизация выпускных работ слушателей ФПК, прохождение преподавателями стажировок на лазерных участках предприятий позволили к 1986 году завершить формирование таких дисциплин специализации, как “Лазерная обработка материалов”, “Оптика лазеров”, “Конструкция и проектирование лазерных установок”, “Лазерные контрольно-измерительные системы”, “САПР лазерных установок”, “Измерение и эксплуатация лазерных установок”.

Были подготовлены и изданы первые учебные пособия в составе:

1. Николаев В.Д. Физические основы инженерного расчета твердотельных технологических лазеров: Учеб. пособие / – Куйбышев: КуАИ, 1987. - 44с.
2. Быстров Н.Д., Шорин В.П. Автоматика лазерных технологических установок: Учеб. пособие / - Куйбышев: КуАИ, 1988. - 210с.
3. Журавлев О.А., Шепеленко А.А. Газовый разряд в CO₂-лазерах: Учеб. пособие / – Куйбышев: КуАИ, 1988. - 59с.
4. Шиганов И.Н., Мордасов В.И. Лазерная обработка материалов в авиастроение: Учеб. пособие / - Куйбышев: КуАИ, 1988. - 84с.
5. Николаев В.Д. Физические основы инженерных расчетов оптических характеристик лазерных систем: Учеб. пособие / Куйбышев: КуАИ, 1989. -100с.
6. Журавлев О.А., Мединская Л.Н., Шорин В.П. Лазерная диагностика двухфазных течений: Учеб. пособие /– Куйбышев: КуАИ, 1989. - 74с.

Накопленный кафедрой опыт подготовки высококвалифицированных специалистов, созданная учебно-исследовательская база, оснащенная как серийной, так и экспериментальной лазерной техникой, позволили в 1988 году открыть специальность 131200 – Лазерные системы.

С 2000 г. специальность стала называться “Лазерные системы в ракетной технике и космонавтике” и вошла в состав образовательного

направления “Оптехника” учебно-методического объединения (УМО) вузов России по оптическому и приборостроительному образованию с базовым вузом – Санкт-Петербургским государственным университетом информационных технологий, механики и оптики.

На всех этапах развития специальности учебно-методическая работа преподавателей цикла “Лазеры” оставалась направленной на доходчивое изложение ключевых моментов читаемых дисциплин, основанное на физическом моделировании изучаемых процессов. Ключевая роль физического эксперимента (лабораторного и лекционного) была сохранена нами в разработанных в 2000 г. по поручению УМО примерных учебных программах основных дисциплин специальности в новом образовательном стандарте ГОС ВПО второго поколения.

Во вторую часть лабораторного практикума “Лазерные системы” включены отдельные экспериментальные задачи таких дисциплин, как “Расчет и проектирование газовых лазеров”, “Лазерные контрольно-измерительные системы” и “Лазерные экомониторинговые и биомедицинские системы”.

Описание каждой лабораторной работы содержит наряду с постановкой задачи краткую теорию, знакомящую с физической сущностью метода, необходимые сведения о применяемых приборах, указания о порядке выполнения эксперимента и контрольные вопросы.

Лабораторные работы выполняются студентами четвертого и пятого курсов и рассчитаны на четырехчасовые занятия. Предлагаемое в практикуме построение занятий в виде методических модулей “теория – эксперимент – обсуждение результатов – контрольный вопрос” обеспечивает оперативную и качественную подготовку по основным разделам изучаемых дисциплин.

В составлении методических указаний и постановке приведенных в практикуме работ участвовали О.А. Журавлев (№1,2,4,5,6), В.П. Захаров и А.В. Кислицев (№3), А.В. Ивченко (№4,7), В.П. Марков (№4).

Настоящий лабораторный практикум посвящен кандидату технических наук, доценту кафедры физики Леониду Павловичу Муркину (1935-2003 гг.). Талантливый ученый и педагог, увлеченный экспериментатор и разработчик физических задач, неутомимый организатор учебных лабораторий, он сделал многое для восстановления любви к физическим наукам.

РАСЧЕТ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРОТОЧНЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Работа №1

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Цель работы: изучить характеристики электрических разрядов, применяющихся для создания инверсной населенности в газообразных активных средах лазеров; ознакомиться с процессами в тлеющем разряде самостоятельной формы; изучить экспериментальную схему получения самостоятельного газового разряда, определить параметры разряда; ознакомиться с геометрическими схемами разрядных камер газовых лазеров.

Газообразные активные среды обладают рядом преимуществ по сравнению с твердотельными. Основным преимуществом является их наивысшая оптическая однородность, обусловленная малой плотностью вещества в данном агрегатном состоянии. В результате основные параметры газовых лазеров – монохроматичность и расходимость излучения – приближаются к предельно достижимым (ширина спектральной линии менее 1 Гц, расходимость дифракционная).

В то же время низкая плотность частиц не позволяет газовым активным средам конкурировать с твердотельными по удельной (т.е. снимаемой с единицы объема среды) мощности и энергии.

Однако абсолютные значения выходной мощности и энергии газовых лазеров могут быть выше, чем у твердотельных, так как рабочий объем газовых активных сред практически не ограничен. К тому же стоимость таких сред мала по сравнению с твердотельными лазерными веществами.

Но газообразная активная среда не может обладать широкими полосами поглощения, что резко ухудшает эффективность оптической накачки при использовании источников света со сплошным спектром (типа ламп-вспышек). В данной ситуации для возбуждения среды легко

может быть использован газовый разряд, в результате электроэнергия непосредственно преобразуется в энергию возбужденных частиц (см. табл. 1).

Таблица 1

Характеристики некоторых газовых лазеров [1]

Активное вещество	Длина волны, мкм	Режим работы
Трижды ионизированный неон Ne^{3+}	0,235	Импульсный
Дважды ионизированный неон Ne^{2+}	0,332	Импульсный
Молекула азота N_2	0,337	Импульсный
Ионы аргона Ar^+	0,488; 0,515	Непрерывный
Ионы криптона Kr^+	0,568	Непрерывный
Смесь гелия и неона $\text{He}+\text{Ne}$	0,633; 1,152; 3,392	Непрерывный
Смесь гелия и паров кадмия $\text{He}+\text{Cd}$	0,325; 0,442	Непрерывный
Атомы ксенона Xe	2,06	Непрерывный
Смесь углекислого газа и гелия $\text{CO}_2+\text{N}_2+\text{He}$	10,6	Непрерывный и импульсный
Молекулы воды H_2O	27,9; 118,6	

В настоящее время ведутся интенсивные исследования физических и технических аспектов различных типов электрического разряда для поиска наиболее простых и эффективных методов накачки газовых лазеров. Большой интерес проявляется к некоторым формам разряда типа тлеющего, который позволяет возбуждать молекулярные колебания активной среды мощных CO_2 и CO лазеров с максимальной величиной колебательного КПД (η_k) 0,75-0,9 [2,6]. Под КПД (η_k) понимается доля выделяющейся в положительном столбе разряда мощности, затраченная на возбуждение колебательных уровней 001 CO_2 и $V=1$ азота, например в CO_2 -лазерах.

Размах исследований в настоящее время вырос до небывалых размеров, причем приобрели первостепенное значение такие аспекты физики тлеющего разряда, которым раньше уделялось не так уж много внимания. Оказалось, что стремление повысить мощность лазеров, для чего приходится увеличивать разрядный объем, давление газа,

электрический ток, энерговыделение в разряде, неизбежно приводит к развитию неустойчивостей. Последние вызывают контракцию или “шнурование” разряда. Так, вместо того чтобы равномерно заполнять весь объем между электродами, в котором имеется электрическое поле, разряд концентрируется в одном или нескольких тонких каналах (“шнурах”), соединяющих отдельные точки катода и анода. Такое нарушение однородности разряда губительным образом сказывается на лазерной генерации, оставляет каверны на рабочей поверхности электродов.

1. Общее описание тлеющего разряда

Газовым разрядом называют совокупности процессов, связанных с прохождением электрического тока через газообразную среду. Тип газового разряда (тлеющий, дуговой, искровой, коронный, высокочастотный и т.д.) определяется в зависимости от условий и выбранных параметров – от давления газа и вкладываемой мощности, напряженности и частоты электрического поля, силы тока, материала и состояния электродов и т.д.

Тлеющий разряд возникает на холодных электродах при давлении обычно от 1 до 760 мм рт. ст., если ток в цепи разряда составляет 10^{-5} – 1 А и ограничен внешним сопротивлением (рис. 1). Наиболее характерные его черты – большое катодное падение потенциала (порядка 100В) и наличие чередующихся светящихся участков различного цвета и различной интенсивности свечения.

Место тлеющего разряда среди других типов разряда можно представить с помощью рис. 2, на котором приведена типичная зависимость напряжения U (В) от тока I (А) – вольт-амперная характеристика (ВАХ) разряда в неоне при давлении 1 мм рт. ст. с медным катодом площадью 10 см² [3]. При токах 10^{-5} - 10^{-4} А существует переходная форма от темного таунсендовского разряда (разряд с холодными электродами и очень малой плотностью тока, в котором эффектом пространственного заряда можно пренебречь) к нормальному тлеющему разряду, характеризующемуся падающим участком ВАХ.

В диапазоне токов 10^{-4} - 10^{-1} А имеет место нормальный тлеющий разряд, ВАХ которого представляет прямую, параллельную оси тока (см. рис. 2). Таким образом, в нормальном тлеющем разряде

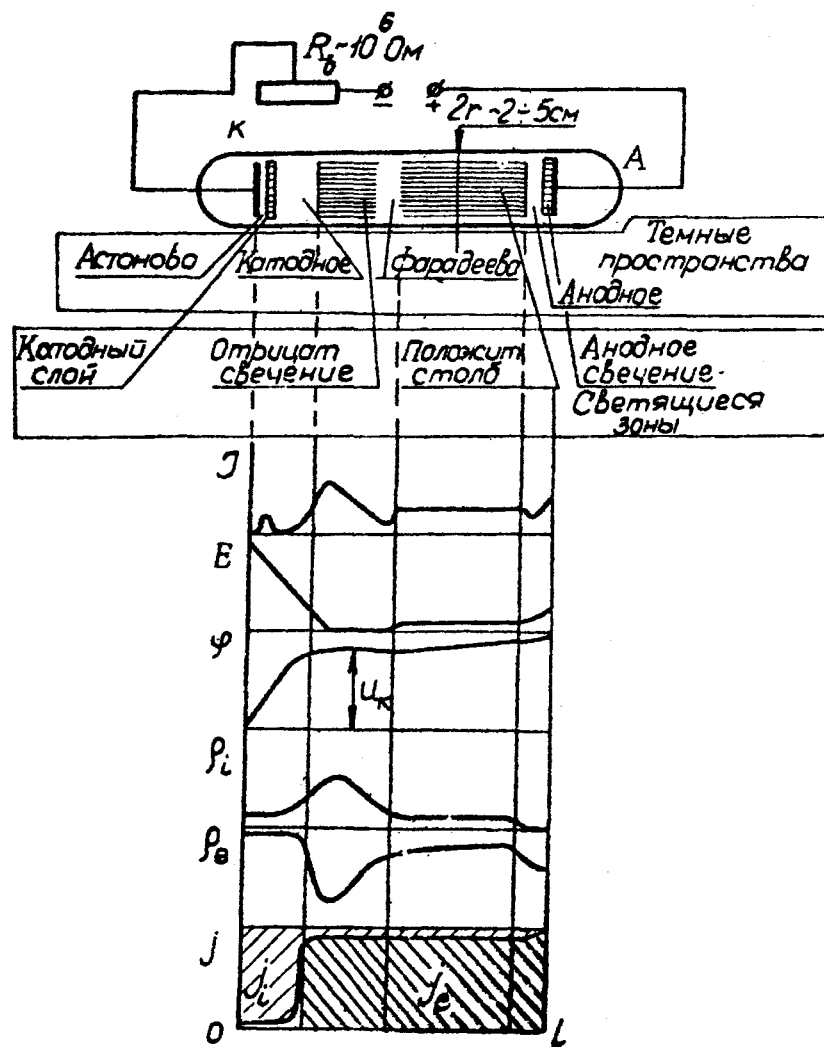


Рис. 1. Структура тлеющего разряда и распределения интенсивности свечения J , напряженности E , потенциала φ , плотностей зарядов и токов положительных ионов и электронов ρ_i и ρ_e , j_i и j_e (R – балластное сопротивление; $2r$ – диаметр стеклянной трубки)

напряжение U между электродами не зависит от силы тока I . При этом только часть поверхности катода покрыта разрядом; с увеличением I часть поверхности, занимаемая разрядом, возрастает так, что плотность тока $j = I/S$ остается постоянной.

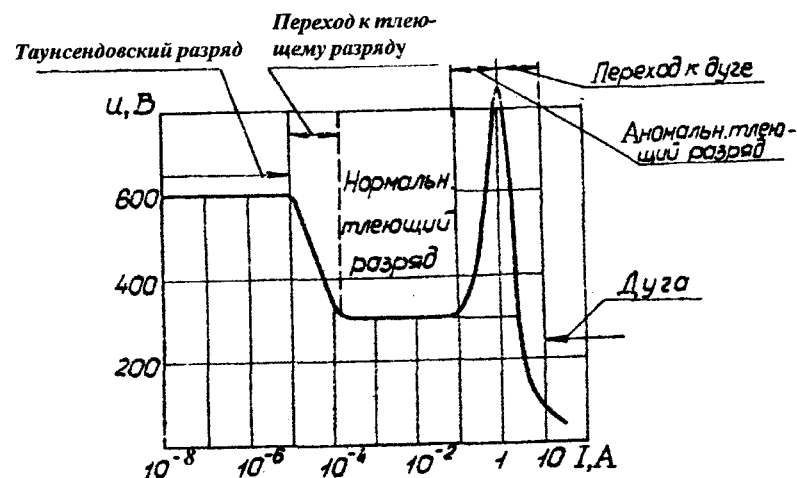


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика различных видов разряда в неоне с медными электродами ($p = 1$ мм рт. ст., длина разрядной трубки $L = 50$ см)

При токах, больших 10^{-2} – 10^{-1} А, возникает аномальный тлеющий разряд с возрастающей ВАХ (см. рис. 2). При еще больших токах наблюдается переход от тлеющего разряда к дуге с падающей ВАХ. Аномальный тлеющий разряд занимает всю поверхность катода и поэтому при увеличении I плотность тока также возрастает.

Характерная структура нормального тлеющего разряда показана на рис. 1. Основные процессы, обеспечивающие самостоятельный тлеющий разряд, происходят в катодных частях разряда и на самом катоде. Тлеющий разряд не может существовать без этих частей. Положительный столб и анодные части разряда, напротив, не являются существенными.

В катодных частях разряда преобладающим является направленное движение заряженных частиц (электронов и ионов), тогда как

положительный столб представляет собой типичный пример газоразрядной неизотермической плазмы, в которой доминирует хаотическое движение зарядов. Однако именно протяженный и однородный положительный столб тлеющего разряда, как правило, используется в приложениях (в частности, является активной средой для лазерной генерации).

В современных лазерных устройствах геометрия разряда чаще всего отличается от традиционной трубки. Во многих случаях разрядный объем имеет форму плоского слоя, причем электроды могут располагаться как на больших поверхностях слоя (рис. 3,а), так и на узких его гранях (рис. 3,б). Катод может состоять из многих отдельных элементов, распределенных по той или иной плоскости (рис. 4). Но общая структура тлеющего разряда – приэлектродные слои и соединяющая их область однородной плазмы – по-прежнему сохраняются.

2. Процессы в газовом промежутке разряда

Для того чтобы газовый промежуток между электродами (см. рис. 1) пропускал электрический ток, когда к электродам приложено внешнее напряжение, в газе должно поддерживаться ионизованное состояние. Для этого катод и прилегающая к нему зона должны все время поставлять новые электроны.

Из катода эмитируются электроны вследствие бомбардировки его поверхности ионами, ускоренными сильным полем вблизи катода (вторичная электронная эмиссия). Другим важным процессом, приводящим к вырыванию электронов из катода, является фотоэффект – выбивание электронов под действием ультрафиолетового излучения возбужденных атомов и ионов. Электроны, ускоряясь в направлении анода, приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов. Новые электроны, возникающие при ионизации газа, снова ускоряются полем, а положительные ионы летят к катоду и, падая на его поверхность, вызывают эмиссию новых электронов.

Если условия ионизации газа в катодных частях и возникновения электронов из катода таковы, что каждый эмитируемый катодом электрон производит столько актов ионизации и возбуждения атомов, что в результате бомбардировки катода ионами возникает новый

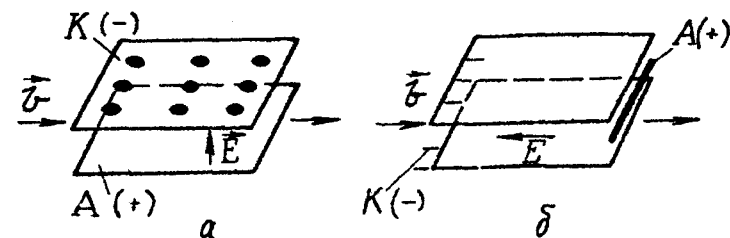


Рис. 3. Типичная геометрия тлеющего разряда в современных электроразрядных лазерах на CO_2 : V – направление потока газа, а – поперечный разряд, б – продольный

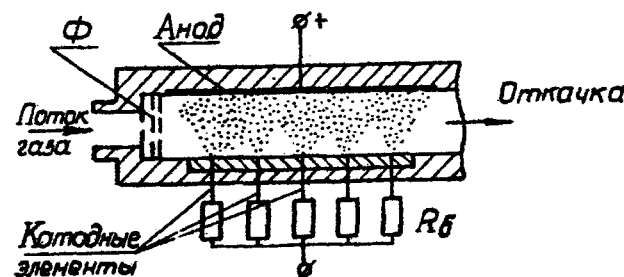


Рис. 4. Схема газоразрядной камеры лазера с поперечным разрядом и секционированным катодом: Φ – формирователь потока; R – балластное сопротивление

электрон с катода, то имеет место динамическое равновесие вновь возникающих зарядов и уходящих на катод или в положительный столб. Таким образом, самоподдержание процесса не зависит от посторонних источников ионизации, т.е. является самостоятельным.

Как видно из рис. 1, в тлеющем разряде можно выделить несколько характерных областей. Рассмотрим процессы, происходящие в этих областях.

Непосредственно к катоду примыкает темное астоново пространство. Электроны, эмитируемые катодом, имеют малые скорости (порядка электронвольта), которые недостаточны для возбуждения атомов газа. Ускоряясь в сильном электрическом поле, электроны,

пройдя астоново темное пространство, приобретают энергию, достаточную для возбуждения атомов газа. Первая светящаяся область (катодный слой) соответствует энергиям электронов, близким к максимуму функции возбуждения атомов данного газа. Ионизации газа в этой области еще нет, так как вероятность ионизации при этих энергиях еще мала.

За катодным светящимся слоем следует катодное темное пространство, на которое приходится значительная доля напряжения, называемая катодным падением потенциала U_k (см. рис. 1). В этой области напряженность поля E значительно выше, чем в других частях разряда. Слабое свечение катодного темного пространства объясняется тем, что энергия электронов здесь значительно выше энергии максимума функции возбуждения. Эта энергия достаточна для ионизации газа. С возрастанием напряжения зона максимальной ионизации сдвигается к катоду. При низких значениях катодного падения потенциала U_k ионизация газа происходит главным образом при соударениях электронов с атомами. При высоких U_k и низких давлениях газа известную роль может играть ионизация газа положительными ионами и быстрыми нейтральными атомами, возникающими благодаря перезарядке.

Скорость движения ионов значительно меньше скорости движения электронов ($mv^2/2 = qU$, где q – заряд частицы, U – падение потенциала на средней длине свободного пробега l_c), благодаря чему в области катодного темного пространства возникает избыточный объемный заряд, образуемый положительными ионами. Этот объемный заряд сильно искажает электрическое поле в этой области.

Кроме катодного падения потенциала U_k , нормальный тлеющий разряд характеризуется также плотностью тока j (точнее, отношением j/p^2 , где p – давление газа) и шириной темного катодного пространства l_k при давлении 1 мм рт. ст. (или произведением $p \cdot l_k$). В аномальном тлеющем разряде $p \cdot l_k$ падает с увеличением U_k , а j/p^2 резко возрастает.

В области отрицательного тлеющего свечения электрическое поле мало, ионизованный газ представляет собой почти квазинейтральную плазму, которая пронизывается потоком быстрых электронов из катодного темного пространства. Кроме быстрых электронов в

отрицательном тлеющем свечении имеется значительное число медленных электронов, испытавших в катодном темном пространстве неупругие столкновения и потерявших при этом часть своей энергии. Эти электроны обладают энергиями, близкими к максимуму функции возбуждения, и вызывают свечение газа с линейчатым спектром, определяемым природой атомов. Кроме того, излучение отрицательного свечения может быть вызвано рекомбинацией зарядов, вероятность которой велика у медленных электронов.

В сторону анода напряженность поля несколько возрастает и интенсивность свечения этой области разряда постепенно падает вследствие уменьшения вероятности рекомбинации. В фарадеевом темном пространстве электроны приобретают энергию в слабом электрическом поле (см. рис. 1), но эта энергия проявляется в их хаотическом движении. В начале положительного столба она возрастает настолько, что имеют место заметное возбуждение и ионизация атомов газа электронами. Существенное отличие фарадеева темного пространства от катодного темного пространства состоит в том, что в первом энергия электронов слишком мала для возникновения свечения газа, а в последнем – слишком велика.

Положительный столб тлеющего разряда представляет собой плазму с малой напряженностью поля. При стационарном токе величина напряженности поля устанавливается такой, чтобы компенсировать потери заряженных частиц. Эти потери обусловлены либо диффузией электронов и ионов на стенки трубки (если длина положительного столба значительно больше его диаметра), или на анод и в катодные области (в случае короткого положительного столба), либо рекомбинацией носителей зарядов в объеме. Таким образом, положительный столб можно рассматривать как самостоятельную часть разряда, существующую в известной степени независимо от катодных частей. Во многих случаях положительный столб имеет слоистую структуру в виде неподвижных или движущихся вдоль оси трубки слоев, называемых стратами.

Вблизи анода имеется сравнительно узкое темное пространство и анодное свечение (см. рис. 1). Появление этих частей связано с граничными условиями на аноде. Электроны притягиваются анодом, положительные ионы отталкиваются. Перед анодом образуется

отрицательный объемный заряд, вызывающий изменение потенциала порядка потенциала ионизации газа.

3. Определение потенциала зажигания самостоятельного разряда

Тлеющий разряд представляет собой классический пример разрядов, в которых наблюдается “раскачка” лавин, возникающих в результате размножения электронов в газе при их движении в электрических полях и за счет выхода вторичных электронов из катода при бомбардировке его ионами.

Таунсендом были введены коэффициенты, характеризующие процессы ионизации газа:

α – коэффициент объемной ионизации газа электронами – число свободных электронов, образуемых одним электроном при соударении с частицами газа на 1 м своего пути в направлении от катода к аноду;

γ – коэффициент поверхностной ионизации ионами – число электронов, вылетающих из поверхности металла в среднем на один ударившийся о нее ион. Величина α может быть найдена по полуэмпирической формуле

$$\alpha = A \cdot p \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot p}{E}\right), \quad (1)$$

где постоянные $A = 14,60 \text{ см}^{-1} \text{ мм рт. ст.}^{-1}$;

$B = 3,65 \cdot 10^2 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм рт. ст.}^{-1}$ (воздуха) в диапазоне

$E/p = 0,15-0,60 \text{ кВ}/(\text{мм} \cdot \text{мм рт.ст.})$.

Условие самостоятельности разряда записывается в виде [4]

$$\gamma(e^{\alpha l} - 1) = 1, \quad (2)$$

где l – расстояние между электродами.

Перепишав соотношение (2) в виде

$$\alpha \cdot l = \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad (3)$$

и подставив сюда выражение (1) для α , получается формула для напряжения зажигания разряда:

$$U_3 = E \cdot l = \frac{B \cdot (p \cdot l)}{\ln \frac{A \cdot p \cdot l}{C}} \quad (4)$$

Здесь $C = \ln(1 + 1/\gamma)$. График зависимости (4) называется кривой Пашена. Для воздуха кривая Пашена дана на рис.5.

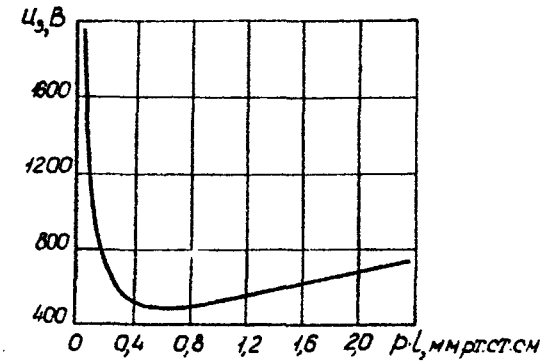


Рис. 5. Кривая Пашена для воздуха

Коэффициент γ определяется видом газа и материалом поверхности электрода. Значения коэффициента для случая малых энергий ионов даны в табл. 2.

Таблица 2

Значение коэффициента вторичной электронной эмиссии [5]

Поверхность	Воздух
Cu	0,025
Al	0,035
Fe	0,02
Ni	0,036
Pt	0,017
Mo	0,22

В [3] получены следующие выражения для $U_k j/p^2$ и $l_k p$:

$$U_k(B) = \frac{3 \cdot B}{A} \cdot \ln(1 + 1/\gamma), \quad (5)$$

$$\frac{j}{p^2} \left(\frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{мм рт.ст.}} \right) \approx 6,9 \cdot 10^{-14} \frac{A \cdot B \cdot b_i \cdot p(1+\gamma)}{\ln(1+1/\gamma)}, \quad (6)$$

$$I_K \cdot p(\text{см} \cdot \text{мм рт.ст.}) \approx 0,8 \cdot \ln \frac{(1+1/\gamma)}{A}. \quad (7)$$

В выражении (6) через b_i обозначена подвижность ионов.

4. Задание № 1

Изучить изменение типов электрического разряда в трубке в процессе ее откачки. Построить кривые зависимостей силы тока I и напряжения U от давления в трубке.

Принадлежности: вакуумная установка, разрядная трубка с электродами, моновакуумметр, высоковольтный выпрямитель, киловольтметры kV_1 и kV_2 , миллиамперметр, емкость с охлаждающей жидкостью, латр.

ВНИМАНИЕ! Применяемое в настоящей работе напряжение 2-5 кВ является весьма опасным. Запрещается производить опыты при неисправном ограждении. При любой неисправности необходимо выключить рубильник на щите, а затем обратиться к преподавателю или дежурному лаборанту.

4.1. Описание экспериментальной установки

Общий вид установки приведен на рис. 6. Разрядная трубка 1 откачивается форвакуумным насосом 11. Степень разряднения определяется с помощью моновакуумметра 9. Электроды трубки (катод К, анод А) через балластное сопротивление присоединены к высоковольтному выпрямителю 12. Напряжение выпрямителя регулируется ручкой 4 на блоке 12 и изменением входного напряжения на выпрямитель через латр. Киловольтметр kV_1 контролирует напряжение на выходе из выпрямителя 12, киловольтметр kV_2 — на электродах разрядной трубки. Ток I в цепи измеряется миллиамперметром mA . Для охлаждения электродов служит емкость 2 с трубками 3. Охлаждающая жидкость (вода) проходит через трубки электродов самотеком и собирается в емкость 7.

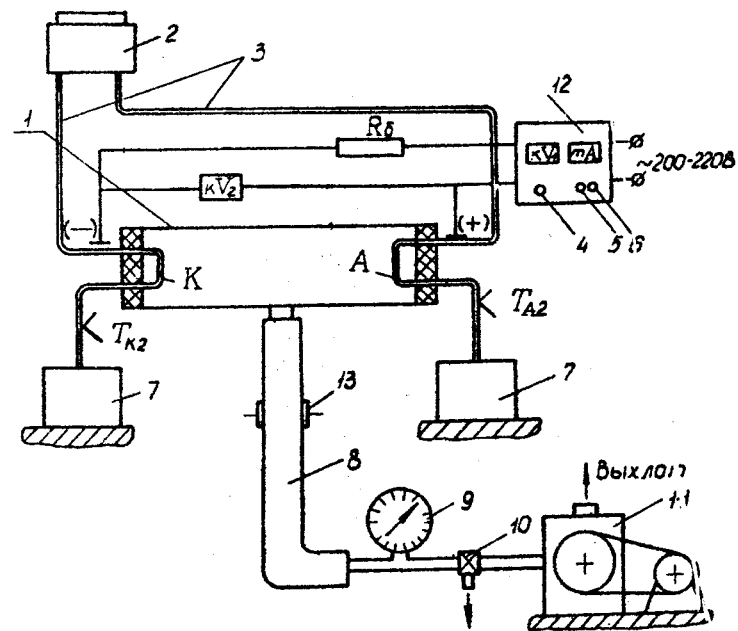


Рис. 6. Схема установки для изучения тлеющего разряда: 1 — разрядная трубка; 2 — емкость с жидкостью; 3 — хлорвиниловая трубка; 4 — ручка регулирования напряжения; 5 — тумблер “Высокое”; 6 — тумблер “Сеть”; 7 — сборник жидкости; 8 — шланг; 9 — моновакуумметр; 10 — вентиль; 11 — вакуумный насос; 12 — высоковольтный выпрямитель; 13 — зажим; К — катод; А — анод; R_b — балластное сопротивление; kV_1 , kV_2 — киловольтметры; mA — миллиамперметр.

4.2. Порядок выполнения задания № 1

1. Включить выпрямитель 12 (тумблеры “Сеть” и “Высокое” включать с интервалами в 1-2 минуты) и подать на электроды трубки разность потенциалов около 3 кВ.

2. Залить в емкость 2 воду и после появления воды на выходе из электродов (в емкости 7) включить вакуумный насос 11 (разобшить вакуумную магистраль с атмосферой при помощи вентилля 10).

3. Снять зависимость силы тока I , проходящего через трубку, и напряжения U на электродах от давления p . Особенно точно нужно зафиксировать I и U в момент зажигания разряда.

4. Откачку производить до минимального деления шкалы моно-вакуумметра 9.

5. После окончания работы снять высокое напряжение с электродов разрядной трубки. Для этого тумблеры “Высокое” и “Сеть” перевести в нижнее положение.

6. Вентилем 10 соединить вакуумную магистраль с атмосферой и выключить насос 11.

7. Построить кривые зависимостей I и U от p .

5. Задание № 2

Получить вольт-амперные характеристики ВАХ разряда при трех различных постоянных давлениях.

5.1. Порядок выполнения задания № 2

1. Залить воду в емкость 2 (см. рис. 6) и после появления жидкости на выходе из трубок электродов К и А (и емкости 7) включить выпрямитель 12 (тумблеры “Сеть” и “Высокое” включать с интервалом в 1-2 минуты).

2. Включить вакуумный насос 11 (до этого разобщить вакуумную магистраль с атмосферой вентилем 10) и откачать разрядную трубку 1 до необходимого давления.

3. Отключить разрядную трубку от вакуумного насоса с помощью зажима 13.

4. Регулируя напряжение на выходе выпрямителя 12, снимите зависимость силы протекающего через трубку тока I от напряжения на ней $I = f(U)$. Измерения проводить как при повышении, так и при понижении напряжения. Зафиксируйте напряжение, при котором разряд зажигается и при котором гаснет. Зависимости $I = f(U)$ снимите при трех фиксированных давлениях в диапазоне от 0,1 до 10 мм рт. ст.

5. После окончания работы снять высокое напряжение с электродов разрядной трубки. Для этого тумблеры “Высокое” и “Сеть” перевести в нижнее положение.

6. Вентилем 10 соединить вакуумную магистраль с атмосферой и выключить насос 11.

7. По результатам измерений постройте графики.

6. Контрольные вопросы

1. Почему для возбуждения активной среды газовых лазеров неэффективно применять источники света со сплошным спектром излучения?

2. Каковы пути повышения мощности излучения газовых лазеров?

3. Дайте формулировку нормального тлеющего разряда в газе.

4. Назовите характерные области, наблюдаемые в межэлектродном промежутке тлеющего разряда.

5. Чем отличается нормальный тлеющий разряд от аномального, темнового (таунсендовского), дугового?

6. Нарисуйте схемы разрядных камер мощных CO_2 -лазеров.

7. Какие процессы происходят в прикатодной области и положительном столбе разряда?

8. Назовите характерные параметры тлеющего разряда, остающиеся неизменными для конкретных газов и материалов электродов.

9. Почему ВАХ нормального тлеющего разряда представляет собой прямую, параллельную токовой оси, а ВАХ аномального разряда – возрастающая кривая?

10. Какая область тлеющего разряда может играть роль активной среды газового лазера, почему?

11. Каков физический смысл коэффициентов α и γ , введенных Таунсендом?

12. Запишите условие самостоятельного разряда в газе, каков его физический смысл?

13. Нарисуйте схему установки для изучения тлеющего разряда. Объясните порядок включения и выключения установки.

14. Расскажите, как визуально изменяется газовый разряд по мере откачки разрядной трубки. Дайте объяснение наблюдаемым изменениям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батраков А.С. Квантовые приборы. - Л.: Энергия, 1972. -176 с.
2. Абиляситов Г.А. и др. Перспективные схемы и методы накачки мощных CO_2 -лазеров для технологии // Квантовая электроника. -1981. Т. 8, № 12. -С. 2517-2539.
3. Грановский В.Л. Электрический разряд в газе. Установившийся ток. - М.: Наука, 1971. -543 с.
4. Разевич Д.В., Соколова М.В. Расчет начальных и разрядных напряжений газовых промежутков. - М.: Энергия, 1977. -197 с.
5. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. - Т. 1. - ОНТИ, 1936. -122 с.
6. Журавлев О.А., Шепеленко А.А. Газовый разряд в CO_2 -лазерах: Учеб. пособие / - Куйбышев: КуАИ, 1988. -59 с.

Работа № 2

ИЗУЧЕНИЕ ОСНОВНЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ПОЛУЧЕНИЯ ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНЫХ ГАЗАХ

Цель работы: изучение характеристик объемного разряда при высоких давлениях рабочей смеси, ознакомление с условиями зажигания объемного разряда в плотных газах, изучение характеристик скользящего разряда как источника предьонизации, получение экспериментальных характеристик скользящего разряда.

В области физики и техники мощных CO_2 -лазеров большое внимание исследователей уделяется проблеме повышения давления рабочей смеси. Наибольший интерес проявляется к области давлений порядка одной атмосферы, т.е. 10^5 Н·м^{-2} . В этом случае снижаются требования к вакуумной герметичности, а также механической жесткости и прочности силового корпуса лазера, что открывает широкие перспективы разработки простых и технологичных конструкций. Важное преимущество молекулярного лазера при высоком давлении заключается в возможности существенного увеличения энергии и пиковой мощности излучения (пропорционального квадрату давления [1]).

Эффективность лазерной системы при высоком давлении определяется, в первую очередь, возможностью получения объемного разряда (ОР), по своим свойствам близкого к разряду при низком давлении (тлеющему разряду).

1. Объемный разряд при высоком давлении

ОР-разряд в холодной газовой среде, создающий пространственно однородную, неравновесную плазму при токах и давлениях, лежащих за верхней границей контрагирования стационарного тлеющего разряда. Поскольку по определению ОР действует в области запретных режимов непрерывного тлеющего, то естественно, что его горение неустойчиво, и он обрывается перестройкой из пространственно однородной формы в низкоомную шнуровую (искровой или другой разряд). По этой причине ОР работает только в импульсном

режиме и при большой кратности (в 10^2 - 10^3 раз) превышения пороговых условий по току и давлению газа; длительность существования фазы ОР может понижаться до 10^{-8} с.

Высоковольтный режим горения составляет другую отличительную черту ОР. При давлении рабочей смеси на уровне атмосферы напряженность электрического поля может достигать $E \leq 3 \cdot 10^4$ В·см⁻¹. Это свойство прямо следует из параметра подобия для газового разряда E/N (где N – число молекул в единице объема). Высоковольтность ОР вызвала к жизни широкую поперечную геометрию разряда (рис. 1) с коротким промежутком и длинными параллельными электродами, которые располагаются вдоль оптической оси лазера. При этом высоковольтный режим горения сильнейшим образом способствует образованию шунтировок дугowym или искровым разрядом, поскольку последние имеют на два порядка меньше напряжение горения.

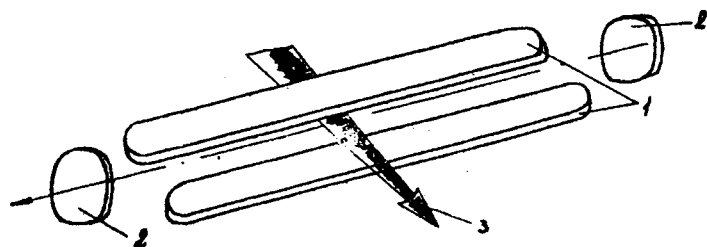


Рис. 1. Разрядный промежуток ТЕА-лазера с поперечной прокачкой: 1 – электроды; 2 – зеркала резонатора; 3 – направление рабочей смеси

При атмосферном давлении рабочий диапазон токов ОР варьируется в пределах $j = 1$ - 10^2 А·см⁻², который оказывается достаточным для получения и дуговой, и искровой форм газового разряда. ОР выделяется высокой мощностью, достигающей 10^7 Вт·см⁻³, что позволяет за непродолжительное время его существования осуществлять импульсный ввод энергии в газовую среду на уровне $(10^2$ - 1) Дж·см⁻³. Вольт-амперные характеристики ОР получаются при невысокой концентрации электронов $n_e = (10^{11}$ - $10^{13})$ см⁻³,

которые характерны для тлеющего разряда. При этом степень ионизации газа очень мала 10^{-8} - 10^{-5} , рассеяние электронов на ионах несущественно и проводимость плазмы оказывается пропорциональной n_e электронов.

Основная особенность разработки мощного СО₂-лазера при атмосферном давлении заключается в создании устойчивого ОР.

Для осуществления в плотном газе ОР обычно применялось профилирование геометрии электродов, поперечная накачка газа и техника быстрых импульсов для осуществления вклада энергии в смесь за меньшее время, чем это необходимо для формирования искрового пробоя. Лазеры, возбуждаемые поперечным разрядом при атмосферном давлении (рис. 2), получили название ТЕА-лазеры (Transversely Excited Atmospheric) [2]. Условия получения ОР существенно упрощаются при повышении начального уровня электронов n_0 в разрядном промежутке за счет предварительной внешней ионизации газа. Мощность внешней ионизации и величина приложенного электрического поля определяют вид проводимости ОР. Для несамостоятельного ОР приложенное поле может быть значительно ниже порогового, соответствующего зажиганию самостоятельного разряда. В самостоятельном ОР приложенное поле больше или равно пороговому. При этом в зависимости от величины приложенного к промежутку электрического поля, могут меняться и требования к уровню внешней ионизации в газе. Для самостоятельного ОР этот уровень обычно много ниже, чем для несамостоятельного, а достижение необходимой плотности плазмы в ОР осуществляется в сильном приложенном поле за счет ионизационного размножения начальных электронов n_0 , создаваемых предварительной ионизацией. Уменьшение уровня предыонизации ведет к необходимости обеспечения роста кратности электронного усиления и при характерных $n_0 = (10^6$ - $10^8)$ см⁻³ она достигает 10^5 - 10^6 . Такая степень ионизационного усиления и определяет значительно большую склонность к переходу в искровой режим этого разряда, в отличие от несамостоятельного ОР. Проблема устойчивости ОР, обусловленная его принципиальной нестационарностью, является сейчас одной из главных в области техники как импульсных, так и импульсно-периодических СО₂-лазеров.

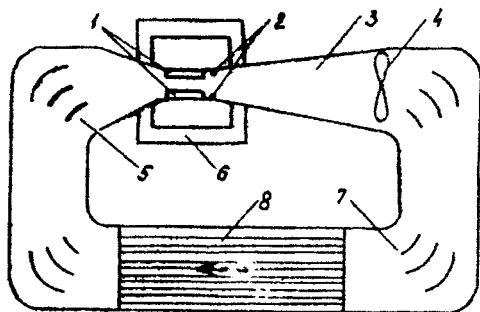


Рис. 2. Схема газодинамического тракта лазера: 1 – электроды основного разряда; 2 – электроды предыонизатора; 3 – диффузор; 4 – вентилятор; 5 – сопло; 6 – камера; 7 – поворотные лопатки; 8 – теплообменник

Итак, для устойчивого зажигания импульсного ОР используется эффект лавинного размножения электронов в перенапряженном разрядном промежутке. Условия устойчивого формирования разряда можно сформулировать следующим образом [3].

1. Источник предварительной ионизации должен обеспечить создание в разрядном промежутке начальной концентрации n_0 , при которой происходит взаимное перекрытие всех первичных лавин за счет диффузии электронов поперек электрического поля. Это требование выполнимо, если

$$n_0 > (S \cdot \chi)^{-1}, \quad (1)$$

где $S = \pi r^2$, r – радиус лавины, а χ – ее длина.

Критическая концентрация n_0 , при которой лавины перекрываются, составляет 10^4 см^{-3} для CO_2 -смеси атмосферного давления.

2. Внешний источник должен обеспечить такую напряженность электрического поля E , точнее значение параметра $E p^{-1}$, при котором время t достижения концентрации электронов $n_e > 10^{12} \text{ см}^{-3}$, необходимой для устойчивого горения ОР, должно быть меньше, чем время формирования стримера из одиночной лавины t_c . Согласно стримерной теории, величина t_c определяется моментом времени, когда плотность электронов в головке лавины достигает критического значения, т.е.

$$n_0^* \approx \frac{N_k}{4/3\pi \cdot r^3}, \quad (2)$$

где число $N_k = 10^8$ [4]; $N_k = \exp(\alpha d)$, α – коэффициент ионизации, d – ширина промежутка.

3. Внутреннее сопротивление источника энергии R должно быть подобрано таким образом, чтобы к моменту, когда сопротивление разрядного промежутка R_p оказывается близким к R , достигнутая в результате многолавинного размножения концентрация n_e превышала ее критическое значение n_0^* в головке отдельной лавины. При этом развитие стримера существенно затрудняется вследствие взаимной экранировки электрического поля лавины и падения эффективности ионизационных процессов из-за уменьшения величины $E p^{-1}$ на разрядном промежутке.

Предположим, что процесс формирования разряда оканчивается, когда значение $E p^{-1}$ в разрядном промежутке уменьшится на 10%. Тогда можно записать, что

$$R = \frac{U_0}{10 \cdot I_p} \approx 0,1 \frac{U_0}{e \cdot n_e \cdot v \cdot S_k}, \quad (3)$$

где v – дрейфовая скорость электрона, S_k – площадь поверхности катода, $I_p = e n_e v S$.

Оценки по (3) показывают, что ОР может быть получен, если внутреннее сопротивление высоковольтного источника не превышает 1-2 Ом.

2. Методы предварительной ионизации рабочей смеси

В настоящее время наиболее развиты следующие методы предварительной ионизации среды в мощных CO_2 -лазерах атмосферного давления.

1. Ионизация пучком электронов, инжектируемых в область разряда через тонкую фольгу, разделяющую объемы лазера и ускорения [5] (электроионизационный лазер).

2. Предыонизация вспомогательным разрядом, осуществляемым в приэлектродной области основного разрядного промежутка, с использованием рабочей поверхности одного из электродов основного разряда (электроразрядный лазер с двойным разрядом) [6]. Харак-

терной областью этого метода является комбинированное участие плазмы и фотоионизирующего УФ-излучения вспомогательного разряда в создании начальной проводимости в объеме разрядного промежутка (рис.3).

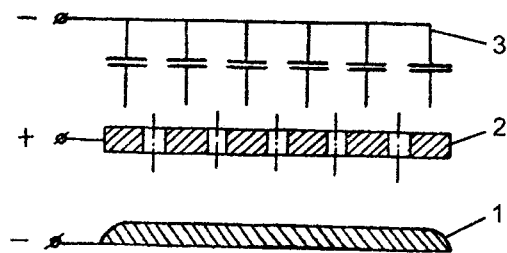


Рис. 3. Электродная система двойного разряда:

1 – катод; 2 – анод; 3 – электроды вспомогательного разряда

3. Фотоионизация газа УФ-излучением вспомогательного искрового или коронного разряда, осуществляемого вне объема основного промежутка (электроразрядный лазер) [7]. Для достижения однородной подсветки вспомогательный разряд равномерно распределяется по длине разрядного промежутка с помощью систем дискретных электродов (рис. 4).

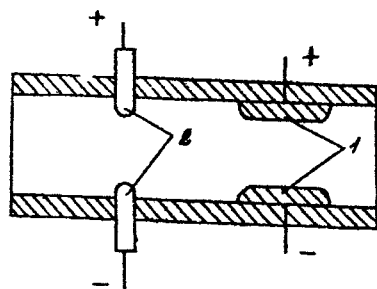


Рис. 4. Электродная система с УФ-предыонизацией:

1 – электроды основного разряда; 2 – электроды вспомогательного разряда

Источники ионизирующих излучений, названные в пп. 2 и 3, компактны, конструктивно просты, не требуют громоздкой биоло-

гической защиты, как в п.1. Однако искровые источники УФ-предыонизации существенно менее эффективны по сравнению с ускорителями электронов и не могут заменить их в крупногабаритных лазерных установках.

В работе [8] впервые в качестве источника предыонизации и электрода было использовано плазменное образование, возникающее на поверхности диэлектрика при скользящем разряде (рис. 5). Высокая устойчивость импульсного ОР с плазменным катодом продемонстрирована в [9], где в результате фотоионизации азота УФ-излучением многоканального скользящего разряда (СР) получено n_0 , достаточное для зажигания сильноточного несамостоятельного ОР. Это обусловлено тем, что в случае применения СР максимум концентрации электронов n_0 имеет место вблизи катода основного разряда. Кроме того, т.к. основной разряд развивается из плазмы СР, отсутствует область катодного падения по основному разряду. Стабилизирующее действие плазменный катод на ОР оказывает также из-за наличия собственного активного сопротивления.

3. Характеристики скользящего разряда по поверхности диэлектриков

Скользящим разрядом (СР) называется такой разряд по поверхности раздела твердого и газового диэлектриков, который возникает при резко неравномерном электрическом поле в условиях, когда другая сторона поверхности твердого диэлектрика покрыта токопроводящим слоем, причем за счет малой толщины твердого диэлектрика в головке СР в процессе его развития поддерживается высокая напряженность электрического поля (рис. 5). Показано, что нормальная составляющая напряженности E_n электрического поля много больше тангенциальной составляющей E_t . Рассмотрим виды разрядов, возникающих на границе раздела диэлектриков по мере увеличения поля E . Для этого заземлим токопроводящий слой листа стеклотекстолита (рис. 6), а на короткий электрод 1 будем подавать высокое напряжение при замыкании разрядника 4.

При относительно небольшом E у электрода 1 возникает коронный разряд в виде полоски ровного и неяркого свечения. По мере увеличения E область коронирования расширяется и на поверхности

диэлектрика появляются многочисленные слабосветящиеся каналы (стримеры), направленные в сторону противоположного электрода. Так как стримерные каналы имеют значительную емкость по отношению к токопроводящему электроду, то через них проходит сравнительно большой ток.

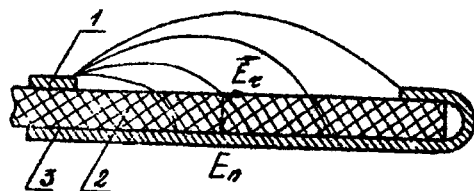


Рис. 5. Схема электродов скользящего разряда:
1, 3 – металлические электроды; 2 – слой диэлектрика

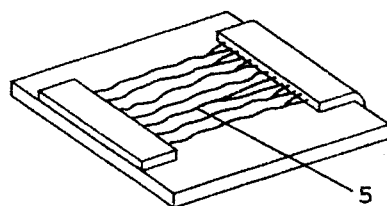
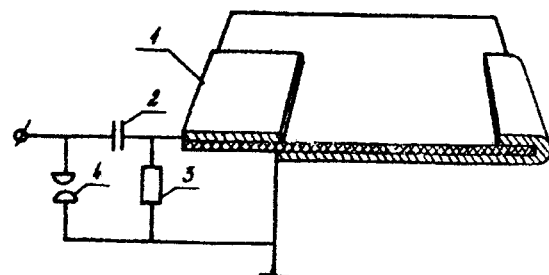


Рис. 6. Схема возбуждения каналов скользящего разряда:
1 – электродная система; 2 – емкость; 3 – резистор; 4 – разрядник;
5 – токовые каналы скользящего разряда

При определенном E ток возрастает настолько, что температура стримерных каналов существенно увеличивается и в них становится возможной термическая ионизация. В результате этого каналы разряда преобразуются: сопротивление их резко падает, интенсивность свечения возрастает. Термически ионизованные каналы, развивающиеся по поверхности диэлектрика, составляют СР.

Падение напряжения на каналах скользящих разрядов невелико, поэтому почти все напряжение оказывается приложенным к непокрытой части промежутка (незавершенный СР). Длина скользящих разрядов очень быстро увеличивается с повышением напряжения, и процесс завершается полным перекрытием промежутка между электродами (завершенный СР).

Чем больше значение тока в канале СР, тем выше проводимость канала и напряжение на непокрытой части промежутка, тем быстрее растет длина СР и ниже оказывается напряжение перекрытия.

Исследования показали, что незавершенный СР проходит лавинную ($E=7-20 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$), стримерную ($E=0,5-3 \text{ кВ}\cdot\text{см}^{-1}$), лидерную ($E=60-200 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$) стадии, стадии лавинных цепей и обратного лидера [10]. Механизм развития СР с катода и анода различен, а плазма является существенно неравновесной:

$$n_e = (10^{13}-10^{15}) \text{ см}^{-3}, T_e = 10^4 \text{ К}, T_{\text{газ}} = (0,5-2) \cdot 10^3 \text{ К}.$$

Характерным для СР является то, что в лавинной и стримерной стадиях он развивается многоканально (10-20 каналов на 1 см). Эту многоканальность удается сохранить в лидерной и завершенной стадиях, формируя СР при $dU/dt > 10^{12} \text{ В}\cdot\text{с}^{-1}$ и $E/p > 500 \text{ В}\cdot(\text{м}\cdot\text{Па})^{-1}$ в воздухе и в электроотрицательных газовых смесях и $E/p > > 50 \text{ В}\cdot(\text{м}\cdot\text{Па})^{-1}$ в инертных газах.

Теоретическое описание механизма развития СР пока отсутствует. Экспериментальное изучение стадии разряда при характерных $E = (10^7-10^8) \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$ показало наличие принципиально важных для формирования СР эффектов: ускорение электронов в головке и неравновесной плазме СР, генерация мягкого (2-12) кэВ рентгеновского и жесткого УФ излучений, а также необходимость учета эмиссионных процессов в диэлектрике.

4. Изучение электрических систем получения объемного разряда

Электрическая схема экспериментальной установки [11] изображена на рис. 7. Несамостоятельный ОР возбуждался между профилированным металлическим анодом 1 (размер плоской части $3 \times 40 \text{ см}^2$) и плазменным катодом 2 ($5 \times 40 \text{ см}^2$), сформированным многоканальным завершенным СР по поверхности стеклотекстолита толщиной 1 мм. Расстояние между анодом и плазменным катодом 4 см. Система электродов была размещена в герметичной камере из оргстекла. Питание СР осуществлялось разрядом конденсатора C_1 через управляемый разрядник 3. Индуктивность этого контура около 170 нГн. Конденсатор C_2 выполнял роль обострителя тока разряда. Высоковольтный импульс положительной полярности, подаваемый через кабельную линию задержки 4 на анод 1 и обеспечивающий размножение фотоэлектронов, формировался при разряде конденсатора C_3 через разрядник 3. Задержка между включением питания плазменного катода и приложением высоковольтного импульса к лазерному промежутку, необходимая для формирования плазменного катода и создания максимальной концентрации фотоэлектронов, равнялась 150 нс. Конденсатор C_4 выполнял роль согласующего элемента и обеспечивал более эффективное размножение фотоэлектронов. Для питания несамостоятельного ОР, протекающего в рекомбинирующей плазме, созданной УФ-излучением и коротким самостоятельным разрядом, к аноду был подключен статически заряженный конденсатор C_5 . Индуктивность $L = 3 \text{ мкГн}$ предотвращала замыкание короткого высоковольтного импульса через конденсатор C_5 на землю. Несамостоятельный ОР и лазерная генерация были получены при давлении рабочей смеси до 0,5 атм. Энерговклад в активную среду достигал $340 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{атм})^{-1}$ при начальной концентрации $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Применение только одного разрядника, коммутирующего лишь энергию предыонизатора, дает перспективу для создания мощных импульсно-периодических CO_2 -лазерных установок.

Высокая устойчивость импульсного ОР с плазменным катодом, обусловленная, в частности, стабилизирующим действием активного сопротивления плазмы СР, позволили применить в качестве анода

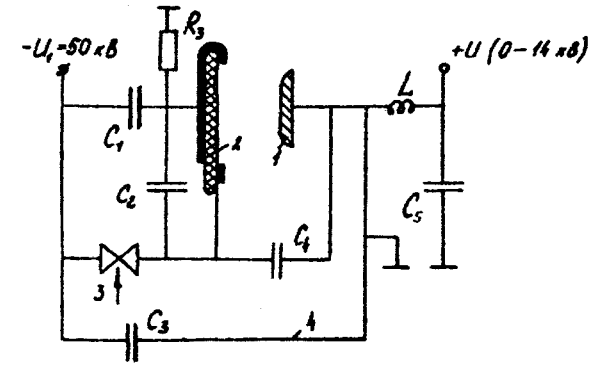


Рис. 7. Электрическая схема установки:
 $C_1 = 5 \text{ нФ}$; $C_2 = 3 \text{ нФ}$; $C_3 = 5 \text{ нФ}$; $C_4 = 3 \text{ нФ}$; $C_5 = 450 \text{ нФ}$;
 R_3 — зарядное сопротивление

второй плазменный электрод. В этом случае удалось получить сильно-точный ОР в смесях с малым содержанием гелия при атмосферном давлении в сечениях активной среды $70 \times 70 \text{ мм}^2$ и $150 \times 150 \text{ мм}^2$ [12]. Схема экспериментальной установки с лазерной камерой сечением рабочего объема $150 \times 150 \text{ мм}^2$ и длиной плазменных электродов 800 мм приведена на рис. 8. Плазменные электроды создавались на подложке из фольгированного стеклотекстолита толщиной 1,5 мм. Для обеспечения основного энерговклада в ОР используется шестикаскадный генератор импульсного напряжения (ГИН), собранный по схеме Маркса на конденсаторах емкостью 1,0 мкФ с собственной индуктивностью 20 нГн, заряжаемых до 40 кВ. Начальное напряжение на электродах лазера 240 кВ. Энергия, идущая на образование плазменных электродов, составляет 15% от основного энерговклада. Для смеси с соотношением компонентов $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$, равным 1:1:8, максимальный ток составил $23 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ при $E/p = 7,5 \text{ кВ} \cdot (\text{см} \cdot \text{атм})^{-1}$, а для смеси с содержанием 1:1:6 — $20 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ при $E/p = 8,7 \text{ кВ} \cdot (\text{см} \cdot \text{атм})^{-1}$. Выход лазерного излучения осуществлялся через окно из кристалла КРС-5 сечением $100 \times 100 \text{ мм}$. Электровклад в газовый объем, вычисленный по вольт-амперным характеристикам, достигал $200 \text{ Дж} \cdot (\text{л} \cdot \text{атм})^{-1}$. Выходное излучение имело однородное

распределение интенсивности по сечению и достигало плотности $3 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$.

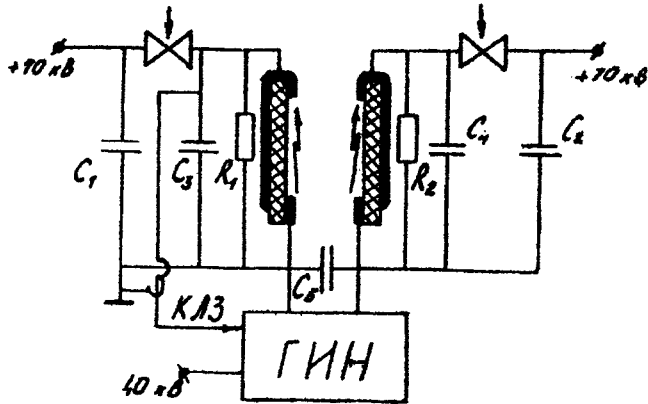


Рис. 8. Схема экспериментальной установки:
 $C_1 = C_2 = 100 \text{ нФ}$; $C_3 = C_4 = 10 \text{ нФ}$; $R_1 = R_2 = 1,5 \text{ кОм}$;
 КЛЗ-кабель линии задержки основного энерговклада

5. Экспериментальное исследование характеристик скользящего разряда

ВНИМАНИЕ! В электрической схеме установки создается напряжение более $10\,000$ вольт ($> 10 \text{ кВ}$). К выполнению работы на установке допускаются лица, имеющие V квалификационную группу по технике безопасности.

Порядок выполнения:

1. Изучить конструкцию электрода – плазменный лист и электрическую схему получения скользящего разряда (рис.9).
2. Изучить электрическую схему получения импульсно-периодического режима работы “листа”.
3. При включении установки преподавателем провести визуальный анализ структуры скользящего разряда в зависимости от напряжения на электродах и сопротивления диэлектрика.
4. Определить величину вклада энергии в скользящий разряд.

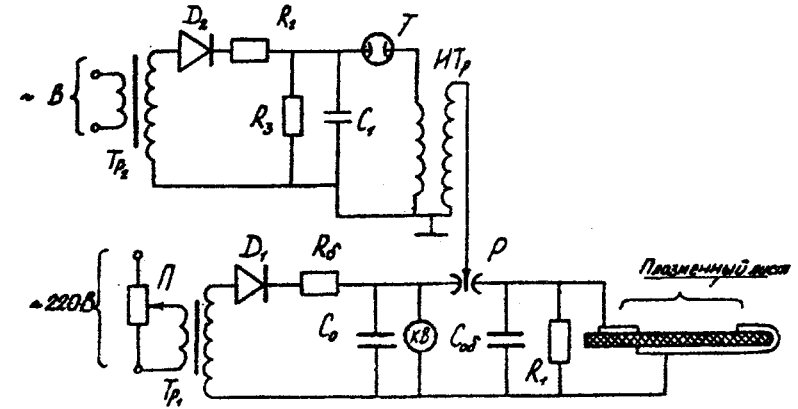


Рис. 9. Электрическая схема лабораторной установки: T_{p1} , T_{p2} – повышающие трансформаторы; D_1 , D_2 – выпрямители; C_1 , C_0 – накопительные емкости; T – тиратрон; $C_{об}$ – обострительная емкость; ИТр – импульсный трансформатор; P – многозарядный разрядник

5. Разработать схему эксперимента для определения скорости нарастания переднего фронта импульса напряжения при возникновении скользящего разряда.

6. Провести анализ влияния параметров диэлектрика (относительная проницаемость ϵ , толщина h) на характеристики скользящего разряда.

6. Контрольные вопросы

1. Какой разряд называется объемным?
2. Чем вызваны трудности получения ОР в плотных газах?
3. Объясните условия получения ОР при атмосферном давлении.
4. Чем отличается самостоятельная форма ОР от несамостоятельной?
5. В чем причины повышенной устойчивости несамостоятельного ОР?
6. Какой разряд называется скользящим?

7. В чем отличие незавершенного СР от завершенной формы?
8. Укажите преимущества применения СР в качестве плазменного катода.
9. Каким образом влияют на характер протекания СР такие параметры, как величина напряжения на электродах, сопротивление, относительная проницаемость и толщина диэлектрика?
10. Нарисуйте электрическую схему питания СР, объясните назначение ее элементов.
11. Основные преимущества молекулярных лазеров атмосферного давления.

10. Дашук П.Н. Скользящий разряд по поверхности диэлектриков и его применение при создании электрофизических устройств // Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. - Тарту, 1984. -С.62.

11. Еременко Г.В., Зарослов Д.Ю., Карлов Н.В. и др. Несамостоятельный разряд в CO_2 -лазере с плазменным катодом // Квантовая электроника. -1983. Т. 10, вып. 7. -С.1517-1519.

12. Горковский В.П., Карлов Н.В., Ковалев И.О. и др. Мощный импульсный CO_2 -лазер с плазменными электродами // Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов. -Тарту, 1984. -С.384-386.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карнюшин В.Н., Солоухин Р.И. Макроскопические молекулярные процессы в газовых лазерах. - М.: Атомиздат, 1981. - 201с.
2. Реди Дж. Промышленные применения лазеров. - М.: Мир, 1981. - 638с.
3. Солоухин Р.М., Чеботаева В.Н. Газовые лазеры. - Новосибирск: Наука, 1977. - 359с.
4. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. - М.: Мир, 1968. - 390с.
5. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. и др. Инжекционная газовая электроника. - Новосибирск: Наука, 1982. - 237с.
6. Мидорикова, Бакабаси, Обара. Мощный ТЕ-лазер на CO_2 с плавной перестройкой частоты // Приборы для научных исследований. -1982. № 4. -С. 65- 68.
7. Карнюшин В.Н., Малов А.Н., Солоухин Р.И. О влиянии условий предыонизации на развитие однородного разряда в газах // Квантовая электроника. -1978. Т.5, вып.3. -С. 555-562.
8. Андреев С.И., Белоусова И.М., Дашук П.Н. и др // Квантовая электроника. -1976. Т.3, вып. 8. -С. 1721-1724.
9. Бычков Ю.И., Зарослов Д.Ю., Карлов Н.В. и др. Инициирование мощного самостоятельного обменного разряда в молекулярных газах ультрафиолетовым излучением от плазменного катода // Квантовая электроника. -1982. Т. 9, вып. 8. -С.1718-1721.

Работа №3

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМА ВВОДА ЭНЕРГИИ В ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Цель работы: изучение условий формирования объемного разряда в плотных газах, оптимизация режимов ввода энергии в разрядную камеру CO_2 -лазера; ознакомление с системой уравнений для описания развития одномерного разряда; изучение вольт- и ампер-секундных характеристик разряда.

Возбуждение объемного разряда в электроразрядных (ЭР) CO_2 -лазерах атмосферного давления достигается несколькими способами:

- малой длительностью разряда по сравнению с длительностью формирования искрового канала;
- ограничением плотности разрядного тока в степени, достаточной для предотвращения контрагирования;
- предварительной ионизацией рабочей среды, что значительно повышает устойчивость объемного разряда.

Наибольшее распространение получил способ, заключающийся в предыонизации газа УФ-излучением вспомогательного разряда с последующей подачей импульсного напряжения на основной разрядный промежуток. На рис. 1 приведена типовая электрическая схема формирования объемного разряда, в которой предыонизация смеси газов, движущихся со скоростью V , обеспечивается УФ-излучением искровых каналов I , возникающих при закорачивании емкости C_1 с помощью тиратрона T , так как $C_2 \leq 0,4C_1$ и промежуток I в несколько раз короче основного межэлектродного промежутка.

Для оптимизации режимов ввода энергии в CO_2 -лазер атмосферного давления необходимо согласовать характеристики системы электропитания и газоразрядной камеры с параметрами объемного самостоятельного разряда. Для этого необходимо провести моделирование процесса развития самостоятельного разряда, основываясь на совместном решении системы уравнений, характеризующей процессы в электрической цепи питания лазера, и системы уравнений, описывающей плазму разряда.

1. Основные уравнения

Исходная система уравнений, описывающая динамику самостоятельного разряда, обычно включает уравнения переноса для заряженных частиц, уравнение Пуассона для электрического поля и в одномерном приближении имеет вид [1]

$$\begin{cases} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} v_e n_e = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} v_i n_i = \alpha v_e n_e - \beta n_e n_i, \\ \frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_i - n_e). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь катод находится в точке $x = 0$; анод – в точке $x = d$; n_e, n_i – концентрации электронов и ионов; v_e, v_i – дрейфовые скорости электронов и ионов; α и β – коэффициенты ионизации и рекомбинации.

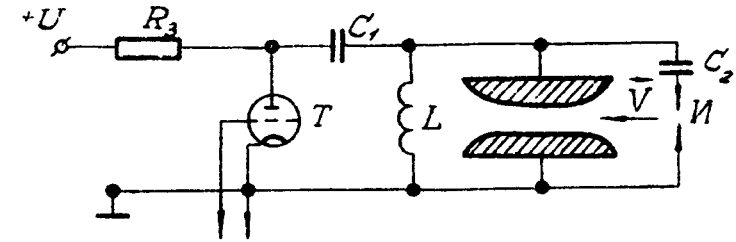


Рис. 1. Электрическая схема импульсно-периодического разряда:
 G_1 – рабочая емкость; C_2 – емкость вспомогательного разряда,
 T – тиратрон ТГИ1-1000/25; R_3 – зарядное сопротивление;
 L – индуктивность; I – искровой предыонизатор

Система (1) дополняется уравнениями для источника питания разряда и рассматривается при определенных начальных и граничных условиях. Для описания источника питания разряда необходимо составить эквивалентную электротехническую цепь с сосредоточенными параметрами. Для случая на рис. 1 такая цепь представляет собой RLC -контур (рис. 2), состоящий из накопительного конденсатора C_H , активного сопротивления цепи R , сопротивления плазмы R_p и конструктивной индуктивности L , которая складывается из собст-

венной индуктивности конденсатора L_C , индуктивности кабельных линий L_K и индуктивности вводов и соединений L_B . Обычно при конструировании лазеров обеспечивается выполнение условия

$$L_K, L_B \ll L_C, R \ll R_P \quad (2)$$

и, следовательно, в расчете можно пренебречь электрическими параметрами рассредоточенных подводящих контуров. Тем не менее необходимо проверять выполнение условия (2), которое может нарушаться, например, при значительном удалении системы питания от газоразрядной камеры.

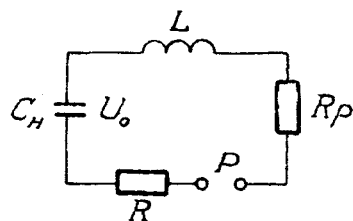


Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема: C_n – эквивалентная емкость; U_0 – ударное напряжение; L – конструктивная индуктивность; R_P – сопротивление плазмы разряда; R – активное сопротивление; P – разрядник

В современных лазерах большой апертуры (межэлектродное расстояние $d > 10$ см) требуются высокие значения импульсных напряжений ($U > 10^2$ кВ) [2], которые уже невозможно обеспечить с помощью одного конденсатора. Необходимо создавать конденсаторные батареи или генераторы с умножением напряжения [3]. Схема простейшего генератора импульсов напряжения Маркса приведена на рис. 3. Здесь n конденсаторов, емкостью C каждый, соединяются параллельно и заряжаются от источника питания ИП через зарядные сопротивления R_0 до напряжения U_1 . Далее, подавая на разрядник P_1 управляющий сигнал, производится одновременное срабатывание разрядников $P_1 \dots P_{n+1}$. При этом все конденсаторы соединяются последовательно и на сопротивление нагрузки R_P (плазма газового разряда) подается импульс напряжения $U_0 \approx nU_1$. Схема замещения генератора импульсов напряжения Маркса совпадает с приведенной

на рис. 2, где $C_n = C/n$; $U_0 = nU_1$; $R = nr$; $L = n(L_C + L_P + L_K)$; L_C, L_P, L_K – индуктивности конденсатора, разрядника и кабельных соединений одного звена генератора Маркса. Одновременное включение разрядников $P_1, \dots, P_{n+1}$ соответствует в эквивалентной схеме включению одного разрядника P .

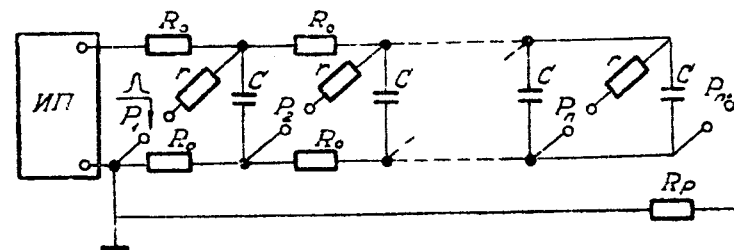


Рис. 3. Принципиальная схема генератора импульсов напряжения Маркса: C – накопительные конденсаторы; $P_1 \dots P_{n+1}$ – управляемые разрядники; R_0 – зарядное сопротивление; r – демпфирующее сопротивление; R_P – сопротивление нагрузки; ИП – источник напряжения зарядки

Ток разряда I можно определить через характеристики разрядной плазмы:

$$I = en_e v_e S + en_i v_i S, \quad (3)$$

где S – площадь поперечного сечения разряда (как правило, она совпадает с площадью катода). Дрейфовые скорости электронов v_e и ионов v_i линейно зависят от приведенной напряженности поля E/P :

$$v_{e,i} = \mu_{e,i} (E/P), \quad (4)$$

где P – давление газовой смеси, $\mu_{e,i}$ – подвижность зарядов;

$$E = U_P/d; \quad (5)$$

$U_P = IR_P$ – напряжение на разрядном промежутке с межэлектродным расстоянием d . Поскольку подвижность частицы обратно пропорциональна ее массе, то

$$\mu_e \gg \mu_i. \quad (6)$$

Из (6) следует, что в системе (1) члены, содержащие v_i , можно опустить. Это эквивалентно учету только движения электронов на неподвижном ионном фоне. В самостоятельном газовом разряде с предыонизацией обеспечивается воспроизводство электронов в об-

ласти, покидаемой ими при дрейфовом движении к аноду, поэтому плазму разряда можно считать квазинейтральной, т. е. $n_e \approx n_i$. Кроме того, будем считать предыонизацию разрядного промежутка однородной, тогда сопротивление плазмы разряда определяется выражением

$$R_P = \frac{Pd}{e \cdot n_e \cdot \mu_e \cdot S}. \quad (7)$$

Упрощая систему уравнений (1) и применяя законы Кирхгофа к эквивалентной схеме, приведенной на рис. 2, получаем самосогласованную систему уравнений, описывающую вклад энергии W в ЭР-лазер атмосферного давления:

$$\begin{cases} dW/dt = I^2 R_P, \\ R_P = Pd / e \cdot n_e \cdot \mu_e \cdot S, \\ dn_e/dt = \alpha \cdot \mu_e \frac{E}{P} n_e - \beta \cdot n_e^2, \\ L \cdot dI/dt + RI + R_P I = U_C, \\ dU_C/dt = -I/C_H. \end{cases} \quad (8)$$

Система (8) должна быть дополнена начальными условиями: при $t = 0$

$$n_e = n_0, U_C = U_0, W = 0. \quad (9)$$

Как показывают расчеты, режим ввода энергии слабо зависит от начальной концентрации электронов n_0 , если предыонизатор лазера обеспечивает выполнение условия $n_0 \geq n_{0 \text{ кр}} = 10^{13} \dots 10^{14} \text{ м}^{-3}$.

Значения подвижности μ_e , коэффициентов ионизации α и рекомбинации β , входящих в систему уравнений (8), как правило, определяются экспериментально [4-6]. Обработка результатов экспериментов позволила сформулировать следующие эмпирические зависимости:

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp \frac{-B}{E/P}, \quad (10)$$

$$A = \sum_k A_k D_k, \quad B = \sum_k B_k D_k, \quad (11)$$

$$\mu_e = \sum_k \mu_k D_k, \quad (12)$$

где D_k – относительные парциальные давления газа “к” в смеси; A_k, B_k, μ_k – постоянные, приведены в таблице.

Значения коэффициентов A_k, B_k и параметра μ_k

Компонент смеси	$A_k, \text{м}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$	$B_k, \text{В}/(\text{м} \cdot \text{Па})$	$\mu_k, \text{м}^2 \cdot \text{Па}/(\text{В} \cdot \text{с})$
CO ₂	15	350	$1,18 \cdot 10^4$
N ₂	9	257	10^4
He	2,2	25,6	$3,8 \cdot 10^3$

Коэффициент рекомбинации β практически не зависит от напряженности электрического поля, давления газа и состава смеси (для относительных парциальных давлений $D_{\text{CO}_2} \leq 0,35$ и $0,15 \leq D_{\text{N}_2} \leq 1$) и равен $(0,5 \dots 2) \cdot 10^{-13} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Наблюдаемые расхождения в экспериментальных значениях β в основном связаны с конкретными условиями эксперимента, степенью чистоты газов, наличия примесей паров воды и кислорода. Однако, как показывают расчеты, можно считать коэффициент β постоянным для любых режимов работы CO₂-лазера.

2. Описание программы

Система уравнений для определения энерговклада может быть решена лишь численными методами с помощью ЭВМ. Программа SPARKLE на языке FORTRAN реализует это численное решение.

Блок-схема приведена на рис. 4. Основой алгоритма является метод Рунге-Кутты для решения систем дифференциальных уравнений первого порядка. Программа работает в диалоговом режиме и впервые была реализована на ЭВМ типа ЕС 1045.

Перед работой необходимо подготовить следующие начальные данные:

D – межэлектродное расстояние, м;

S – площадь электродов, м²;

R – активное сопротивление цепи, Ом;

C – емкость накопительного конденсатора, Ф;
 L – индуктивность разрядной цепи, Гн;
 U_C – зарядное напряжение на конденсаторе, В;
 N_0 – начальная концентрация электронов, м^{-3} ;
 P – давление смеси газа, Па;
 D_1, D_2, D_3 – парциальные давления газов $\text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$.

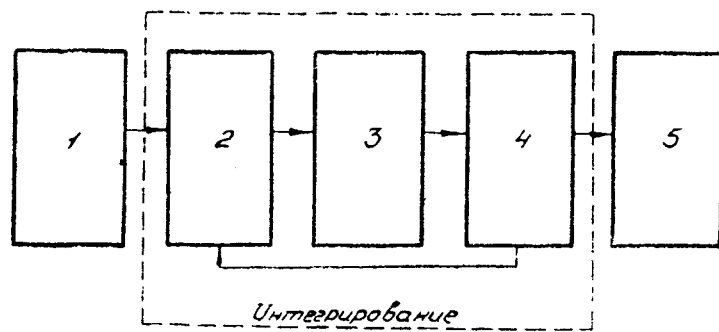


Рис. 4. Блок-схема программы: 1 – исходные данные; 2 – определение переменного шага; 3 – подпрограмма *PRMT* рассчитывает правые части уравнений системы; 4 – подпрограмма *QUTP* производит численное интегрирование с начальными условиями; 5 – печать результатов

По окончании работы программы на печать выводятся результаты счета в виде таблицы:

T – текущее время, с;
 D_T – шаг интегрирования, с;
 I – ток разряда, А;
 N – концентрация электронов в разряде, м^{-3} ;
 W – вкладываемая энергия, Дж;
 U_C – напряжение на конденсаторе, В;
 R_p – сопротивление плазмы, Ом;
 E/P – напряженность электрического поля В/(м·Па);
 W/T – скорость изменения вкладываемой энергии, Дж/с,

3. Анализ результатов численных расходов

На рис. 5 приведены типичные зависимости напряженности поля E , плотности тока $j = I/S$, сопротивления плазмы R_p , вкладываемой энергии W и электронной концентрации n в разряде, получаемые в результате работы программы *SPARKLE*.

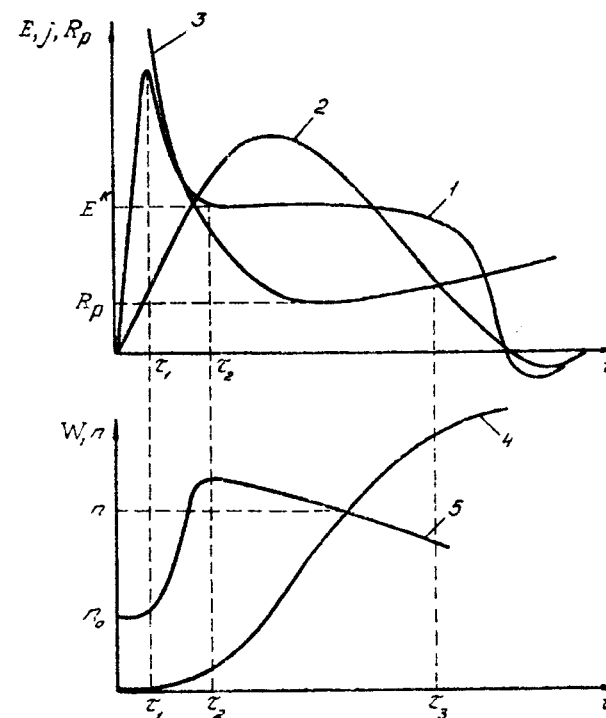


Рис. 5. Характерный вид расчетных графиков изменения параметров разряда от времени t : 1 – напряженность поля; 2 – плотность тока; 3 – сопротивление разряда; 4 – вкладываемая энергия; 5 – концентрация электронов в разряде

Характер данных кривых позволяет подразделить развитие самостоятельного разряда на три последовательные стадии. Первая

стадия ($0 \leq t \leq \tau_1$) характеризуется ростом напряжения на разряде до максимального значения $E_0 \approx U_p / d$, время достижения которого

$$\tau_1 \geq 3L/R_p(0) \approx 10^{-9} \dots 10^{-11} \text{ с} \quad (13)$$

зависит только от начальной концентрации электронов n_0 (т.к. $R_p(0) \sim n_0^{-1}$) и конструктивной индуктивности L . На второй стадии ($\tau_1 < t < \tau_2$) – стадии формирования самостоятельного разряда – напряженность поля резко падает из-за эффективного размножения электронов проводимости за счет высокой скорости ионизации. Сопротивление плазмы также падает, хотя и остается достаточно высоким. Плотность тока и вкладываемая энергия малы. Время τ_2 зависит от величины E_0 и концентрации n_0 и при низких их значениях может быть достаточно большим (~ 1 мкс). В этом случае возможен локализованный искровой пробой, так как обычно E_0 превышает пробивное значение напряженности $E_{кр}$ для данного газа. Третья стадия ($\tau_2 < t < \tau_3$) характеризуется основным вводом энергии в разрядную область. Следует отметить, что квазистационарное значение напряженности E^* , полученное в расчете по программе SPARKLE, хорошо совпадает с эмпирической экспериментальной зависимостью [7]:

$$E^* = \frac{24(P_{\text{CO}_2} + P_{\text{N}_2}) + 7P_{\text{He}}}{P_{\text{CO}_2} + P_{\text{N}_2} + P_{\text{He}}}, \quad (14)$$

где P_{CO_2} , P_{N_2} , P_{He} – парциальные давления компонент смеси.

Программа SPARKLE позволяет, варьируя параметры L , C , E_0 , найти “самосогласованный” режим работы источника питания. На рис.6 приведены качественные зависимости напряжения на разряде от времени для разных значений U_0 , задающих апериодический ($U_0 < U_{\text{опт}}$), согласованный ($U_0 = U_{\text{опт}}$) и колебательный ($U_0 > U_{\text{опт}}$) режимы. При согласованном режиме обеспечивается максимальный вклад энергии за минимальное время $t_U \approx \pi\sqrt{CL}$ для выбранной конструкции лазера.

4. Примеры выполняемых заданий

Задание 1

1. Выполнить расчет параметров плазмы для ЭР CO_2 -лазера со следующими исходными данными: $d = 0,12$ м, $S = 0,12 \times 1,2$ м², состав

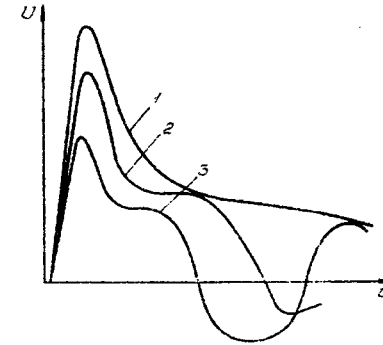


Рис.6. Режимы вклада энергии: 1 – апериодический; 2 – согласованный; 3 – колебательный

смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:6$, $P = 10^5$ Па, $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$. $C = 0,2$ мкФ, $L = 0,9$ мкГн, $U_0 = 250$ кВ.

2. Произвести обработку результатов расчетов. Определить по графикам характерные значения параметров τ_1 , τ_2 , τ_3 , $W_{\text{макс}}$, E/P , R_p^* , n_e^* (* – оптимальный параметр).

Задание 2

Найти оптимальное значение энергии, вкладываемой в разрядную камеру ЭР CO_2 -лазера со следующими параметрами: $d = 0,07$ м, $S = 0,07 \times 0,8$ м², состав смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$. $n_0 = 10^{15} \text{ м}^{-3}$, $R = 0,1$ Ом, $C = 0,25$ мкФ, $L = 1$ мкГн, $P = 10^5$ Па. Для получения самосогласованного режима работы источника питания выполнить расчеты при значениях напряжения $U_0 = 110; 120; 130$ кВ.

Задание 3

1. Выполнить расчет параметров плазмы для ЭР CO_2 -лазера со следующими исходными данными $d = 0,15$ м, $S = 0,15 \times 1$ м², состав смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:7$, $P = 10^5$ Па, $n_0 = 10^{14} \text{ м}^{-3}$, $C = 0,25$ мкФ, $U_0 = 250$ кВ для трех значений индуктивности $L = 0,8; 0,9$ и 1 мкГн.

2. Провести обработку результатов расчетов, объяснить влияние индуктивности разрядной цепи на параметры плазмы, длительность разряда.

5. Контрольные вопросы

1. Назовите основные способы формирования объемного разряда в плотных газах.
2. Проведите обоснование и получите рабочую систему уравнений для расчета параметров плазмы и оптимизации режимов ввода энергии в разрядную камеру ЭР CO_2 -лазера.
3. Перечислите требования к элементам системы электропитания ЭР CO_2 -лазеров атмосферного давления.
4. Объясните принцип работы генератора импульсного напряжения Маркса.
5. Каково влияние параметров n_0 и U_0 на условия энерговклада в разряд?
6. Как определяются параметры μ_e , α , β в условиях разряда в смеси газов?
7. Какова роль емкости C_2 в схеме лазера, приведенной на рис. 1?
8. Каков смысл "самосогласованного" режима работы источника питания лазера?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журавлев О.А.; Шепеленко А. А. Газовый разряд в CO_2 -лазерах: Учеб. пособие // - Куйбышев: КуАИ, 1988. - 59 с.
2. Гейман В. Г., Генкин С. А., Клименко К. А. Особенности формирования самостоятельного объемного разряда в больших межэлектродных промежутках // Журнал технической физики. -1985. № 12. С. 2347-2353.
3. Месляц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов.- М.: Сов. радио. 1974.-256 с.
4. Браун С. Электромагнитные процессы в плазме газового разряда.-М.: Атомиздат, 1951.-374 с.
5. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах.-М.: Мир, 1968.-400с.
6. Гордиец Е. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.-М.: Наука, 1980.-510с.
7. Горячкин Д. Л. Игуртанов В. М., Калинин В. П. CO_2 -лазеры атмосферного и сверхатмосферного давления с самостоятельным разрядом // Изв. АН СССР. Сер. физ. -1982. № 10.-С. 1877-1885.

Работа № 4

КОРОННЫЙ РАЗРЯД В ПРОМЕЖУТКЕ С ДВИЖУЩИМСЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ БАРЬЕРОМ

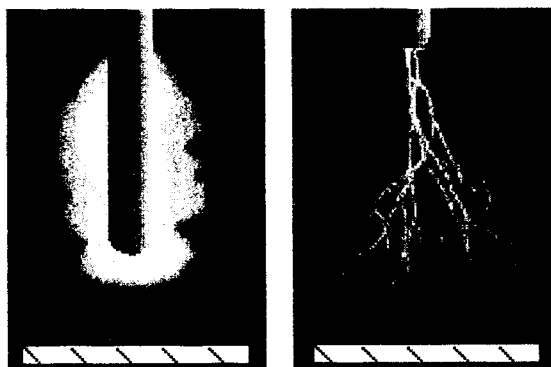
Цель работы:

1. Изучить характеристики коронного разряда (КР) и ознакомиться со способами увеличения энерговклада в КР.
2. Изучить схемы возбуждения КР.
3. Экспериментально получить зависимости тока I от напряжения U при нескольких значениях скорости движения V диэлектрического слоя.
4. Получить зависимость $I = f(V)$ при $U = \text{const}$.

1. Общее описание коронного разряда

Если один или два электрода, расположенные друг напротив друга, имеют малый радиус кривизны поверхности или резко различны по размерам, то вблизи одного или обоих электродов может образовываться зона пробивного поля даже тогда, когда на электроды подано напряжение, значительно более низкое, чем то, которое необходимо для пробоя всего разрядного промежутка. В этом случае пробой начинается в области усиленного поля вблизи электродов, ионизация и свечение газа происходят лишь в тонком слое вблизи электрода с малым радиусом кривизны. Эти процессы сопровождаются излучением как в видимой, так и в УФ-части спектра, что и создаёт слой (ореол) вокруг коронирующего электрода. Этот слой называется *коронной*, или *коронирующим слоем*. Заряженные частицы, образующиеся в зоне ионизации и имеющие знак заряда, совпадающий с полярностью электрода, под действием поля выносятся в область пониженной напряжённости (*внешняя область или область дрейфа*), где ионизации нет, и дрейфуют к противоположному электроду. Таким образом, область ионизации и область дрейфа разделены в пространстве, но процессы ионизации и дрейфа осуществляются одновременно [1].

Внешний вид коронного разряда представлен на рис. 1.



а
Рис. 1. Внешний вид коронного разряда:

а – однородный коронирующий слой; б – стримерная корона

Пусть имеется разрядный промежуток острие-плоскость и на острие подан отрицательный потенциал. Когда поле на отрицательном острие становится достаточно сильным, случайный положительный ион при ударе о катод может выбить вторичный электрон, и этот электрон, удаляясь от катода, ионизирует газ и образует электронную лавину. Лавина оставляет за собой след положительных ионов, частично экранирующих поле острия. Кроме того, поле острия быстро падает с удалением от него. Поэтому электроны быстро теряют энергию и благодаря прилипанию к молекулам и атомам газовой среды образуют отрицательные ионы, которые медленно дрейфуют к аноду. Положительные ионы дрейфуют к катоду и с некоторой вероятностью могут выбить из него вторичные электроны. Одновременно с ионизацией образуется большое число возбуждённых молекул, причём некоторая часть из них излучает фотоны, способные производить фотоионизацию. Если поля очень сильные, то электроны могут возбуждать ионы, которые затем испускают фотоионизирующее излучение. Некоторый вклад в образование вторичных электронов дают также метастабильные молекулы, дрейфующие к катоду.

Когда поле положительного пространственного заряда становится достаточно большим, оно практически полностью экранирует поле

острия, и ионизация прекращается. Ток при этом сильно уменьшается. Положительные ионы приходят на катод, уменьшая тем самым поле пространственного заряда. Когда к катоду подходят последние ионы, поле опять становится сильным, и эти ионы выбивают электроны, давая начало новым электронным лавинам, и т.д. Процесс повторяется периодически, причём период зависит от напряжённости поля, удаляющего положительные ионы. Таким образом, возникают пульсации тока, наблюдаемые экспериментально [2]. Эти пульсации получили в литературе название импульсов Тричела.

Основным условием возникновения коронного разряда (КР) является резко неоднородное распределение электрического поля в разрядном промежутке. Типичными промежутками, в которых возникает КР, являются промежутки между электродами типа острие-плоскость, провод-плоскость, кромки металлических конструкций, находящихся под высоким потенциалом, в которых у электрода с малым радиусом закругления создаётся большая напряжённость поля, достаточная для осуществления процессов ударной ионизации, в то время как в остальной части промежутка поле невелико. Высокая степень неравномерности электрического поля в промежутке, достаточная для возникновения короны, создаётся при определённом соотношении радиуса закругления электрода r и расстояния между электродами d . Например, в воздухе в промежутке провод-провод корона возникает при $d/r > 5,85$ [1].

Толщина коронирующего слоя и сила тока растут с увеличением прикладываемого напряжения. При достижении определённого для данного промежутка напряжения КР может перейти в искровой и пробить весь промежуток. Корона наблюдается при различных давлениях и в разных газах, однако наиболее отчётливо она выражена при относительно высоком давлении (порядка атмосферного). Так называемые “огни святого Эльма” – это КР на остриях молниеотводов мачт кораблей. Часто наблюдается корона на высоковольтных линиях передач.

КР различаются по внешнему виду и структуре свечения зоны ионизации, что зависит как от полярности и формы напряжения, приложенного к коронирующему электроду, так и от размеров, формы и состояния поверхности этого электрода.

При постоянном напряжении корона может быть униполярной, когда коронирует один из электродов, и биполярной, когда на электродах возникает корона разного знака. В этом случае во внешней зоне КР возникают встречные потоки ионов противоположного знака.

Корона переменного напряжения возникает при воздействии на коронирующий электрод напряжения, меняющего во времени свою полярность. Обычно это корона при напряжении промышленной частоты.

Особым случаем является импульсная корона (ИК), возникающая либо однократно под воздействием на электрод одиночного импульса напряжения, либо под воздействием повторяющихся импульсов одной полярности. Обычно подобная корона создается в промежутках провод-цилиндр и используется для очистки газов от вредных примесей, а также получения озона.

2. Применение коронного разряда

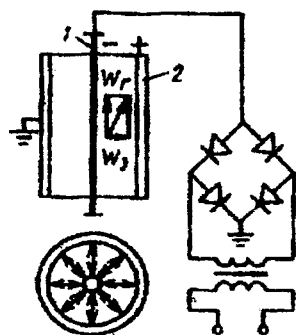


Рис.2. Схема электрофильтра:
1 – коронирующий электрод;
2 – осадительный электрод

NO_x , фенол, аммиак, метан, фреон и др.) [7]. КР находит широкое применение в генераторах озона [8] (работы по этому направлению ведутся на кафедре АСЭУ, рис. 3) и системах очистки сточных вод.

Коронный разряд на сегодняшний день используется в различных областях народного хозяйства. Известно применение униполярного коронного разряда (УКР) в аппаратах электронно-ионной технологии для электросепарации (рис.2), электропокраски [3]. Данный вид разряда используется в различных короноразрядных измерительных приборах (напр.: счётчик Гейгера) [4], в нейтрализаторах статического электричества [5], в устройствах электростатической записи информации [6]. Существует большое число работ, описывающих применение КР для разложения и трансформации различных сред и соединений (SO_2 ,

Для этого используются химические реакции, происходящие в жидкости между растворёнными в ней веществами и активными частицами, образующимися в газовой фазе при КР [9].

А.с. №2107023, кл. С 01 В 13/11, 1998.

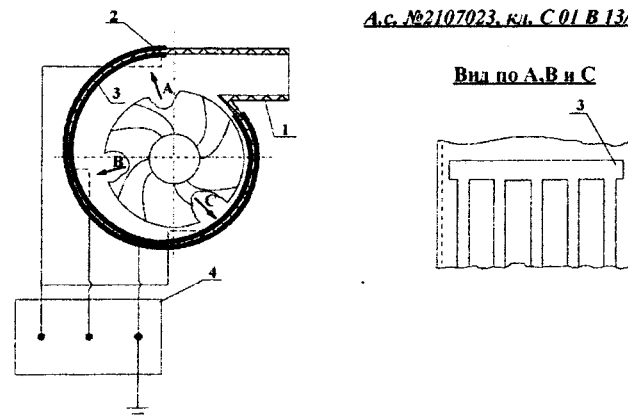


Рис. 3. Озонатор-вентилятор: 1 – корпус-улитка; 2 – проводящий электрод; 3 – коронирующий электрод; 4 – высоковольтный источник питания

В СГАУ был создан новый класс электрофизических устройств, использующих УКР в качестве генераторов ионов – электростатические двигатели [10]. Устройство содержит ротор 1 (рис. 4), состоящий из наружного диэлектрического кольца 2 и внутреннего токопроводящего кольца 3. Диэлектрический статор 4 содержит ножевые электроды 5, расположенные под углом $8-12^\circ$ к касательной поверхности окружности ротора. Внутренняя поверхность статора 4 выполнена со скосами 6. Во внутренней полости ротора 1 находится крыльчатка 7. При подаче высокого постоянного напряжения чередующейся полярности на электроды 5 статора 4 ротор 1 начинает вращаться под действием ионного ветра и электростатических сил. Данный электростатический двигатель может быть применён вместо обычных электродвигателей в устройствах, где требуется избегать влияния посторонних магнитных полей. Двигатель отличается пониженной металлоемкостью и высокой экономичностью. На его основе создавались вентиляторы для космических аппаратов.

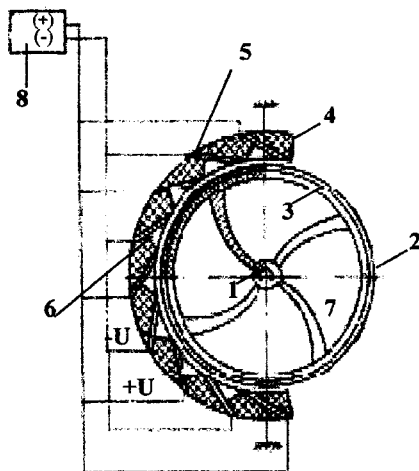


Рис. 4. Электростатический двигатель: 1 – ротор; 2 – диэлектрическое кольцо; 3 – токопроводящее кольцо; 4 – статор; 5 – электрод; 6 – скос; 7 – крыльчатка вентилятора; 8 – источник постоянного напряжения

3. Способы увеличения энерговклада

Однако широкое применение КР ограничено в связи с малой величиной энерговклада (jE), вносимого в разряд. Здесь j – плотность тока короны, E – напряженность электрического поля. ($E \cong U/r$). Низкая величина jE , в частности, не позволяет использовать КР непосредственно для накачки активной среды лазера. Так, величина линейной плотности тока для аппаратов электронно-ионной технологии с ножевыми электродами составляет $j_e \leq 20$ мкА/см, тогда как в линиях электропередач – $j_e \leq 5$ мкА/см. Основным явлением, ограничивающим энерговклад в разряд, является искрообразование.

Существует несколько способов повышения величины энерговклада. Одним из таких способов является инициация КР с электродов, имеющих малый радиус закругления – $1 \div 100$ мкм (КР на микропроводах). На тонких проводах корона возникает при значительно более высоких напряженностях поля, что позволяет поднять удельный ток до $j_e \leq 150$ мкА/см [11]. Основной причиной различия харак-

теристик обычной короны и короны на микропроводе являются очень высокие напряженности поля на поверхности сверхтонких проводов, достигающие до 1000-1300 кВ/см, и чрезвычайно резкое изменение поля с расстоянием от провода. Однако наличие провисания микропроводов и возбуждаемые колебания коронирующих электродов снижают надежность таких установок.

Другим способом, направленным на увеличение энерговклада, развитие объема области ионизации и расширение областей применения разряда, является помещение электродов в газовые потоки. Показано, что при прокачке воздуха по направлению ориентации положительного острия при скорости потока $V \geq 2-5$ м/с происходит уменьшение крутизны вольт-амперной характеристики (ВАХ) КР: затягивается переход разряда в искровую фазу, обеспечивается возможность десятикратного возрастания неконтрагированного тока. Так, в отрицательной короне при поперечной прокачке воздуха с $V \geq 20-200$ м/с достигнутая удельная электрическая мощность, вкладываемая в газ в объеме разряда, составляет $jE \approx 150-300$ Вт/см³, что примерно в сто раз больше средней по объему величины удельной электрической мощности в барьерном и импульсном КР. Однако данная разновидность разряда рассматривается как новый физический объект, требующий глубокого изучения. В то же время обеспечение в установках необходимой скорости газа в промежутке $h = 5-10$ мм требует больших энергетических затрат.

Большую роль в повышении эффективности КР, расширении областей его применения, а также исключении возможности перехода КР в искровую фазу при небольших перенапряжениях сыграло применение диэлектрика, вводимого в область разряда. Одна из схем реализации такой электродной системы представлена на рис. 5. УКР с диэлектрическим барьером образуется между высоковольтным и заземленным электродами, расположенными на поверхности диэлектрического слоя, на обратной стороне которого также устанавливается заземленная пластина. Данный вид разряда (так называемый скользящий разряд) применяется в качестве предыонизатора и плазменного электрода [12]. Известны электротехнологические устройства, созданные на основе УКР с диэлектрическим барьером [13].

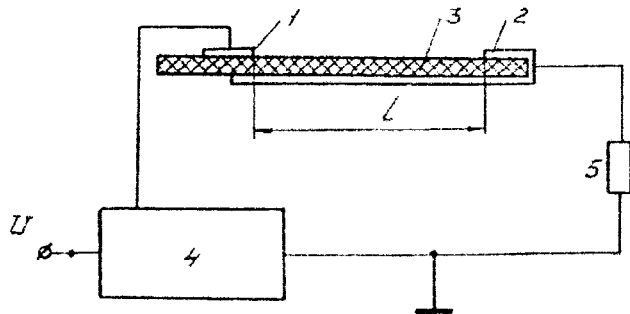


Рис. 5. Схема возбуждения КР с диэлектрическим барьером: 1 – коронирующий электрод; 2 – заземлённый электрод; 3 – диэлектрический барьер; 4 – высоковольтный источник питания; 5 – балластное сопротивление; l – зона разряда

Однако при постоянном напряжении заряды, осевшие на диэлектрик, уменьшают напряжённость поля разряда, препятствуя прохождению тока, тем самым “запирая” разряд. Кроме того, существуют проблемы, связанные с малым ресурсом используемых диэлектрических барьеров, а также с низкой ремонтпригодностью электродной системы.

4. УКР с движущимся барьером

Для устранения этих недостатков применяется электродная система с движущимся диэлектрическим барьером. Существует большое число возможных вариантов конструкций с движущимся барьером. Рассмотрим одну из них.

На рис. 6 приведён общий вид устройства для возбуждения УКР с движущимся диэлектрическим барьером, которое было создано на кафедре АСЭУ и на конструкцию которого был получен патент [14]. Устройство состоит из источника высокого напряжения 1, коронирующего электрода 2 ножевого типа, фольгового электрода-токосъёмника 3 и цилиндрической оболочки, состоящей из диэлектрического цилиндра 4 со сплошным фольговым экраном 5 и диэлектрической плёнки 6. С помощью металлических спиц 7 и экрана 5

цилиндрическая оболочка закреплена на оси вращения 8, образуя ротор. Ось 8 через скользящий контакт 9 имеет связь с землёй. Отсутствие силовой нагрузки на плёнку, размещение плёнки на жёстком силовом каркасе цилиндра 4 с фольговым экраном 5, сокращение воздействия теплового и электрического полей за счёт вращения цилиндра 4 позволяют уменьшить толщину подложки до 40 мкм. При вращении цилиндра 4 со скоростью на уровне 1000 об/мин подаётся высокое напряжение U от источника питания 1 на коротрон 2. При $U \geq U_k$, где U_k – напряжение зажигания разряда, в промежутке h возникает УКР, внешний вид которого представлен на рис. 7.

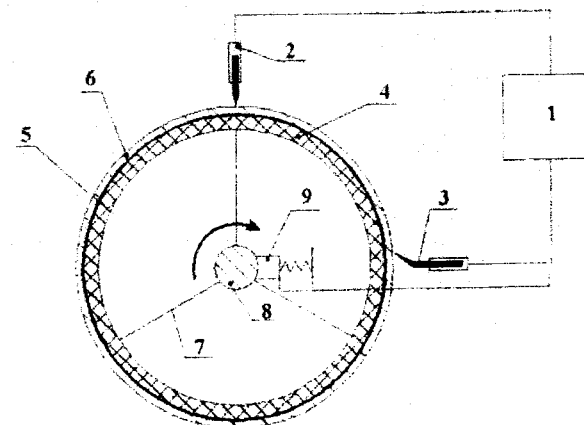


Рис. 6. Схема возбуждения КР в промежутке с подвижным диэлектрическим барьером: 1 – источник питания; 2 – коротрон; 3 – электрод-токосъёмник; 4 – каркас цилиндра; 5 – фольговый экран; 6 – диэлектрическая плёнка; 7 – металлическая спица; 8 – ось; 9 – скользящий контакт; h – рабочий промежуток



Рис. 7. Внешний вид УКР с подвижным диэлектрическим барьером
а – $U = -12$ кВ, $V = 5$ м/с; б – $U = -16$ кВ, $V = 5$ м/с

В чём-то похожая схема была предложена ещё в 1930 г. голландским физиком Ван-де-Граафом для получения очень высоких напряжений ($\leq 10^7 \text{В}$). Принцип устройства его генератора показан на рис. 8.

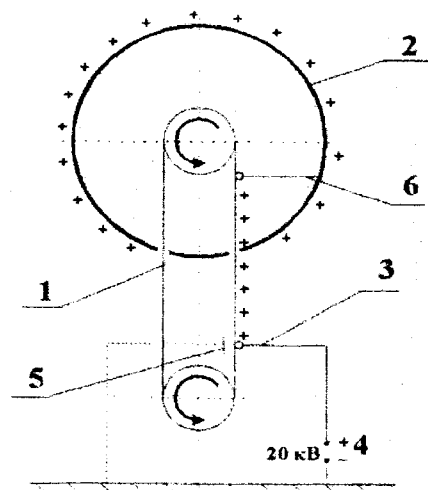


Рис. 8. Генератор Ван-де-Граафа: 1 – бесконечная лента; 2 – металлический шар; 3 – кисточка-электрод; 4 – источник питания; 5 – заземлённая пластина; 6 – токосъёмная кисточка

Бесконечная лента 1 из какого-либо изолирующего материала, например шёлка или прорезиненной ткани, движется при помощи мотора на двух роликах и одним своим концом заходит внутрь полога, изолированного от земли металлического шара 2. Вне шара лента при помощи кисточки-электрода 3 заряжается от источника 4 до напряжения $\leq 20 \text{ кВ}$ относительно земли. С обратной стороны ленты напротив кисточки 3 помещена заземлённая пластина 5. Внутри шара 2 заряженные участки ленты касаются кисточки 6 и полностью отдают шару свой заряд, который перераспределяется по внешней поверхности шара.

Благодаря этому ничто не препятствует непрерывному переносу заряда в шар. Таким образом можно получить напряжение в несколько миллионов вольт. Подобные машины применяли в опытах по расщеплению атомных ядер.

5. Практическая часть

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 9.

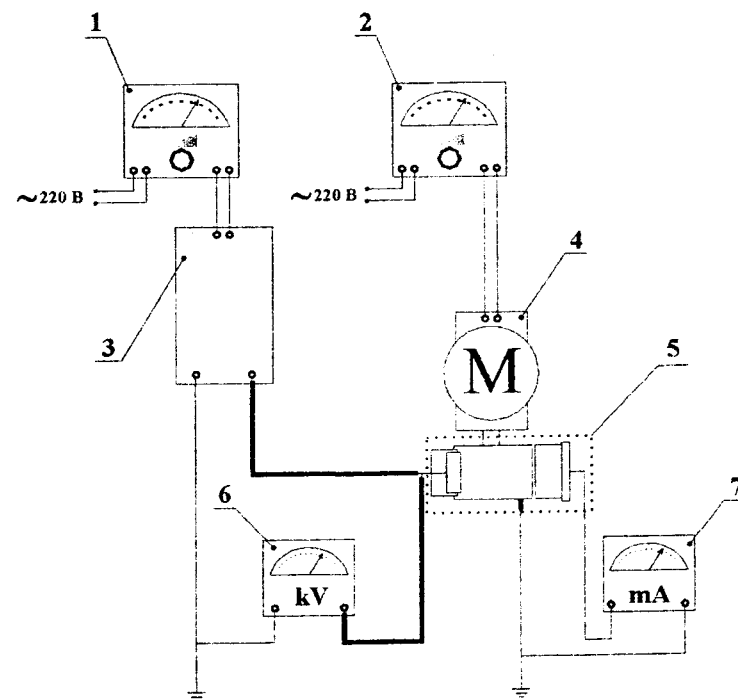


Рис. 9. Экспериментальная установка: 1, 2 – латр; 3 – высоковольтный трансформатор; 4 – электродвигатель; 5 – электродная система УКР; 6 – киловольтметр; 7 – миллиамперметр

Основными элементами установки являются: 1,2 – латр; 3 – высоковольтный трансформатор; 4 – электродвигатель; 5 – электродная система, обеспечивающая возбуждение и поддержание КР; 6 – киловольтметр; 7 – миллиамперметр. В состав электродной системы входят (рис. 10): металлический ротор 1, покрытый диэлектрической плёнкой 2; коронирующий электрод 3 ножевого типа; электрод-токосъёмник 4; скользящий контакт 5; рабочий промежуток h .

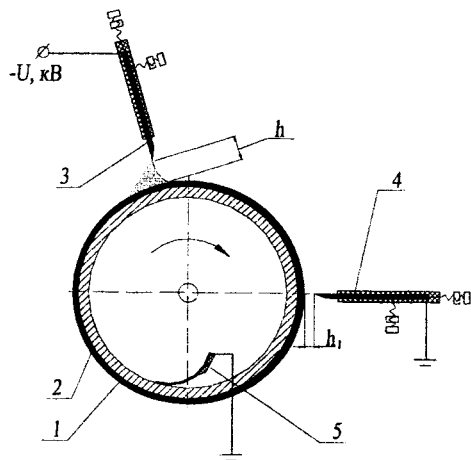


Рис. 10. Электродная система: 1 – токопроводящий ротор; 2 – диэлектрическая плёнка; 3 – коронирующий электрод; 4 – электрод-токосъёмник; 5 – скользящий контакт; h – рабочий промежуток; $h_1 \leq 0,1h$

6. Работа установки

Напряжение от сети 220 В через латр 2 (см. рис. 9) подаётся на электродвигатель 4, чем обеспечивается раскрутка ротора 1 до 1000 об/мин. Затем включается в сеть 220 В латр 1 при исходном положении движка-регулятора напряжения. Медленно поворачивая движок латра 1, подается напряжение на высоковольтный трансформатор 3. С трансформатора 3 высокое напряжение подаётся на коронирующий электрод. При достижении $U \geq U_k$ на диэлектрической плёнке 2 (см. рис. 10) вращающегося ротора 1 загорается КР, который развивается в направлении электрода-токосъёмника 4.

Режимы горения разряда можно варьировать с помощью латра 1, изменяя тем самым подаваемое напряжение на коронирующий электрод, и латра 2, который необходим для изменения скорости вращения ротора 1.

Задание 1

ИЗМЕРЕНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК (ВАХ)

ВАХ газовых разрядов являются основными параметрами, характеризующими процессы, которые происходят при развитии разряда. Знание ВАХ разряда упрощает расчёт поля короны, а сама характеристика необходима для оценки эффективности использования коронирующих систем в электрогазодинамических устройствах, позволяя также рассчитать мощность, потребляемую КР.

Изменяя напряжение на электроде 3 (рис. 10) с помощью латра 1, необходимо, снимая показания с киловольтметра 6 и миллиамперметра 7, построить ВАХ коронного разряда. Измерения необходимо производить как при увеличении, так и при уменьшении напряжения, подаваемого от латра 1. Зафиксируйте напряжения, при которых разряд зажигается и гаснет. Постройте ВАХ при трёх разных скоростях вращения ротора 1.

Задание 2

ПОЛУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СИЛЫ ТОКА I ОТ СКОРОСТИ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ПОДВИЖНОГО ЭЛЕКТРОДА

Как уже говорилось, в газовом промежутке между рабочей кромкой коронирующего электрода и поверхностью движущегося диэлектрика формируется УКР, величина тока I в котором ограничивается скоростью движения диэлектрика V , поверхностной плотностью нанесённых зарядов σ и шириной коронирующего электрода l :

$$I = \sigma \times V \times l. \quad (1)$$

Необходимо, изменяя скорость вращения токопроводящего ротора 1 (см. рис. 10) и снимая показания с миллиамперметра 7, построить

зависимость $I = f(V)$. Для каждой точки необходимо произвести не менее трёх измерений, не изменяя положение движка латра 1.

Контрольные вопросы:

1. Сформулируйте условия образования УКР.
2. Какие виды КР вы знаете?
3. Опишите процессы, протекающие при возбуждении КР.
4. Почему напряжение зажигания и напряжение погасания разряда имеют разную величину?
5. Какие способы увеличения энерговклада в КР вы знаете?
6. Проанализируйте полученные ВАХ при разных скоростях вращения диэлектрика.
7. Импульсы Тричела – определение, условие возникновения.
8. Области применения КР.
9. Объясните причину погасания УКР при отсоединении электрода-токосъёмника (см. рис. 10).
10. Объясните принцип действия электростатического двигателя на базе УКР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т.2 / Под ред. В.Е. Фортова. – М.: Наука, 2000. – С. 273-279.
2. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975. – 272с.
3. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. – М.: Гостехиздат, 1947. – 431 с.
4. Баранов В.И., Петросов В.А. Накопление отрицательных ионов в прикатодном слое вакуумного диода в присутствии электроотрицательных газов // ТВТ. – 1988. – Т.26, №3. – С. 445-449.
5. Слышалов В.И., Хмылёв Ю.И. Нейтрализация зарядов статического электричества на движущихся технологических материалах // Электричество. – 1973. – №11. – С. 57-63.
6. Гренишин С.Г. Электрофотографический процесс. – М.: Наука, 1970. – 375 с.
7. Ахвледиани З.Г., Бархударов Э.Г. и др. Разложение и трансформация фреоновой компоненты газовой смеси высокого давления

лазерной искрой и скользящим поверхностным разрядом // Низкотемпературная плазма. – 1996. – Т.22, №5. – С. 470-477.

8. Пат. 2069168 МКИ C01 B13/11. Электроразрядный генератор для обработки воздуха / Журавлёв О.А. – №93009974/26. Оpubл. 20.11.96. Бюл. №32.

9. Аристова Н.А, Пискарёв И.М. Вспышечный коронный электрический разряд для очистки сточных вод // Информационный центр “Озон”. – 2000. Вып. №13. – С. 23-34.

10. А.С. №644020 СССР, М. Кл. H02 1/08. Электростатический двигатель/ Молотов П.Е., Зайцев Б.В., Кузнецов П.В. и др. (СССР). – №2527751/24-25; Заявл. 21. 09.77; Оpubл. 25.01.79. Бюл. №3.

11. Бахтаев Ш.А. Коронный разряд на микропроводах. – Алма-Ата: Наука, 1984. – 208 с.

12. Плазмолистовой CO₂-лазер / С.И. Андреев, И.М. Белоусова и др. // Квант. электроника. 1976. – Т.3, №8. – С. 31721-1725.

13. А.С. №1603672 СССР, МКИ B29C71/04//B29/L7:00. Способ обработки поверхности полимерной плёнки / Верещагин И.П., Догадин Г.С., Жуков В.А. и др. – №4435276/23-05. Оpubл. 02.06.88.

14. Патент 2030046 МКИ H01 S 3/0977. Устройство возбуждения объёмного разряда в плотных газах / Журавлёв О.А. – 4842699/25. Оpubл. 28.02.95. Бюл. №6.

Работа № 5

ПОСТРОЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ ЗНАКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ СКОРОСТИ (ЛДИС)

Цель работы: изучение доплеровского метода измерения скорости и ознакомление с принципами построения оптических схем.

1. Краткие теоретические сведения

Наиболее развитым разделом лазерной диагностики потоков является лазерная анемометрия – совокупность оптических методов, предназначенных для исследования скоростной структуры аэро- и гидродинамических потоков с помощью лазеров. Одним из основных методов лазерной анемометрии является доплеровский метод измерения локальных скоростей в потоках. Различают дифференциальные схемы ЛДИС и схемы, построенные по методу фотосмещения (фотодетектирования).

В дифференциальных схемах ЛДИС определяется разность доплеровских сдвигов частоты и фотоприемник работает в режиме прямого фотодетектирования.

Эта разность частот не зависит от направления наблюдения, следовательно, возможно создание односторонних схем, которые позволяют исследовать потоки на больших расстояниях от прибора.

В методе фотосмещения на фотоприемник направляются две волны: одна сигнальная, параметры которой необходимо определить, и опорная волна от местного источника когерентного излучения. Так как фотоприемник является квадратичным детектором, то выходной ток его содержит переменную составляющую с частотой изменения, равной разности частот опорной и сигнальной волн.

Однако схемы оптических доплеровских локаторов (ОДЛ), в которых выделение информации о скорости осуществляется методом фотосмещения или прямого фотодетектирования, не позволяют определить направление движения потока, т.к. фотоприемник регистрирует частоту изменения мощности, равную модулю скалярного произведения вектора скорости на вектор чувствительности, т.е.

$$v_D = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \left| \vec{k} \times \vec{v} \right|,$$

где $\vec{k}$ – вектор чувствительности доплеровского измерителя скорости;

$\vec{v}$ – вектор скорости потока.

Для определения направления вектора скорости движения потока необходимо сдвинуть частоту одного из пучков на Ω_0 . Тогда регистрируемая частота доплеровского сигнала v_c будет:

$$v_c = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \left| \Omega_0 - \vec{k} \cdot \vec{v} \right|,$$

где $\Omega_0 = \omega_1 - \omega_2$, $\vec{k} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2$.

При скорости потока $\vec{v} = 0$ частота доплеровского сигнала будет равна сдвигу частоты $\frac{\Omega_0}{2 \cdot \pi}$. Путем соответствующего подбора Ω_0 можно добиться того, что регистрируемая частота v_c будет зависеть от направления движения потока (рис. 1)

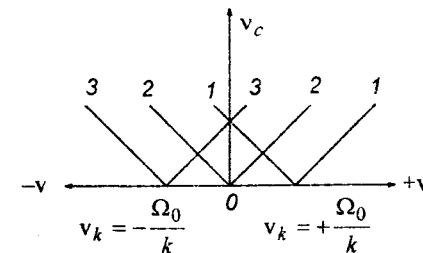


Рис. 1. Зависимость доплеровской частоты от направления движения потока: 1 – $\Omega_0 > 0$; 2 – $\Omega_0 = 0$; 3 – $\Omega_0 < 0$

Если $\Omega_0 > 0$, то увеличение проекции вектора скорости от $-\infty$ до $v_k = \frac{\Omega_0}{k}$ приводит к монотонному уменьшению частоты сигнала v_0 от ∞ до 0. Дальнейшее увеличение скорости опять ведет к увеличению частоты доплеровского сигнала. Если $\Omega_0 < 0$, то увеличение скорости от значения $v_k = \frac{\Omega_0}{k}$ приводит к монотонному увеличению v_d .

Таким образом, соответствующим выбором сдвига частоты Ω_0 можно снять неопределенность в определении направления скорости. Если проекция вектора скорости изменяется в пределах от $-v_1$ до v_2 , то значения сдвига частоты должны удовлетворять следующим неравенствам: $\Omega_0 > v_2 \cdot k$, либо $\Omega_0 < -v_1 \cdot k$.

Для сдвига частоты используются все виды однополосной модуляции: ультразвуковые ячейки, вращающиеся дифракционные решетки, эффект Зеемана, многоцветные лазеры и др.

Простейшим видом модулятора является движущаяся дифракционная решетка. Из-за эффекта Доплера дифрагированный свет имеет другую частоту, чем падающий на нее. Дифракционные порядки, расположенные по направлению движения, имеют меньшую частоту, чем частота падающего света, а дифракционные порядки, расположенные навстречу движению, — большую.

При этом целесообразно использование составляющих, симметрично сдвинутых по частоте относительно исходной частоты, возникающих в симметричных порядках дифракции, как правило, в плюс первом и минус первом.

Движение дифракционной решетки в одном направлении может быть обеспечено при ее установке на вращающемся диске. Одно из решений состоит в нанесении дифракционных полос на образующую цилиндра. В этой схеме используются первые порядки дифракции отраженного лазерного излучения (рис. 2, а). Была также разработана дифракционная решетка с радиальными полосами, образующими фазовые скачки (рис. 2, б), которые создавались методом травления.

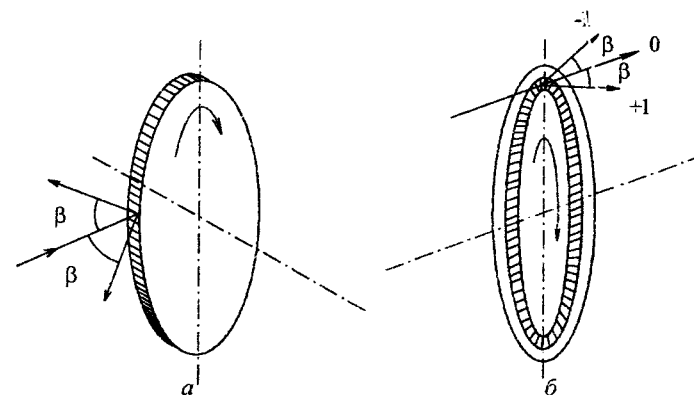


Рис. 2. Вращающиеся дифракционные решетки

Для дифракционной решетки положение главных максимумов определяется из условия

$$\sin \beta_k = \frac{k_d \cdot \lambda}{a},$$

где k_d — порядок дифрагированных пучков ($k_d = \pm 0, 1, 2, \dots$);

a — период дифракционной решетки.

2. Схема ОДЛ, чувствительная к направлению движения потока

Схема построена на использовании отражения света от движущейся призмы 2 (рис. 3).

Лазерный пучок расщепителем 4 делится на два пучка. Эти пучки отражаются от призмы полного внутреннего отражения 2, 6 и зеркалами 3, 5 и линзами 7, 8 направляются в исследуемую точку 0 потока, которая выделяется объективом 9 и диафрагмой 10.

Призма 2 закрепляется на салазках и может передвигаться в направлении падающих пучков, при этом частота второго пучка будет изменяться: если призма движется вверх, то его частота меньше частоты первого пучка на

$$\Omega_0 = \frac{2 \cdot v_{пр}}{c} \cdot v_0,$$

где $v_{пр}$ — скорость движения призмы 2.

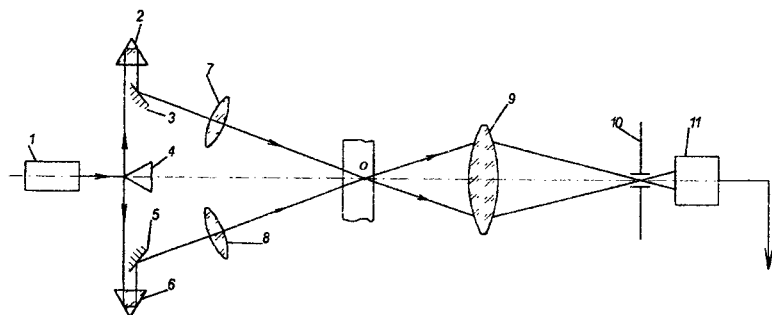


Рис. 3. Схема ОДЛ, чувствительная к направлению движения потока: 1 – лазер; 2, 6 – трехгранные призмы; 3, 5 – зеркала; 4 – расщепитель пучка; 7, 8 – фокусирующие линзы; 9 – приемный объектив; 10 – диафрагма; 11 – фотоприемник

Направление скорости потока определяется по изменению частоты, регистрируемой фотоприемником при включении переключения призмы. Такая схема пригодна для исследования стационарных потоков с малыми скоростями. Практически удается достичь сдвига частоты в диапазоне 10 Гц–10 кГц.

Основным преимуществом схемы является ее большая светосила.

3. Схема ОДЛ с вращающейся дифракционной решеткой

Наиболее простым способом изменения частоты лазерного пучка является дифракция света на движущейся дифракционной решетке или прохождении его через полуволновые пластинки, расположенные перпендикулярно направлению падающего света. При дифракции света на движущейся амплитудной решетке получаются три пучка с различными частотами.

В дифференциальной схеме, приведенной на рис. 4, для сдвига частоты использована вращающаяся дифракционная решетка (рис. 5).

Если лазерный пучок падает на дифракционную решетку под углом 90° , то частота пучка первого дифракционного порядка (+1) с доплеровским сдвигом выражается следующим образом:

$$\nu_{+1} = \nu_0 + \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot (\vec{k}_p - \vec{k}_0) \cdot \vec{v}_{\text{реш}} = \nu_0 + \frac{v_{\text{реш}}}{\lambda_0} \sin \beta_1,$$

где ν_0 – частота падающего луча;

$\vec{k}_p$ и $\vec{k}_0$ – волновые векторы рассеянного и падающего излучения;

$\vec{v}_{\text{реш}}$ – линейная скорость вращающейся дифракционной решетки;

β_1 – угол между пучками (+1) и 0-го дифракционных порядков.

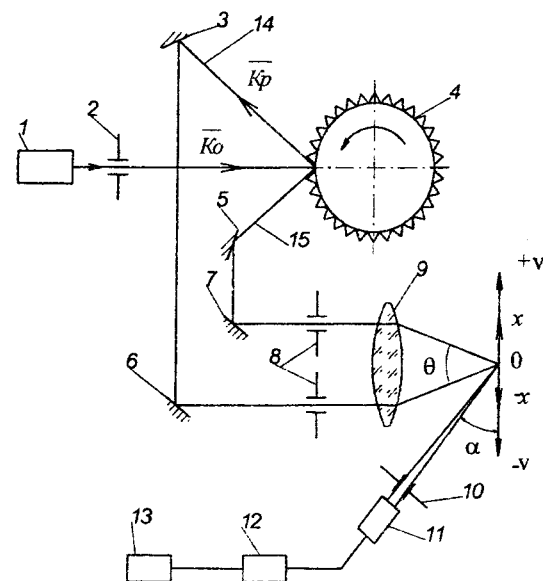


Рис. 4. Дифференциальная схема оптического доплеровского лоатора (ОДЛ) для измерения скорости с помощью вращающейся дифракционной решетки: 1 – лазер; 2, 10 – диафрагма; 3, 5, 7 – зеркала; 4 – диск с репликой дифракционной решетки; 8 – маска с отверстием; 9 – фокусирующая линза; 11 – фотоприемник; 12 – усилитель; 13 – анализатор спектра; 14 – (-1)-й порядок дифракции; 15 – (+1)-й порядок дифракции

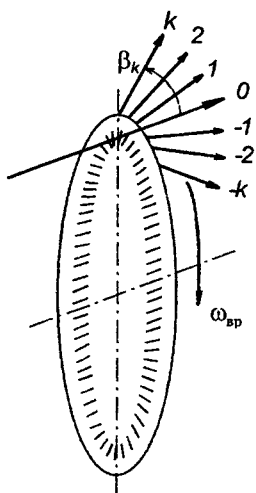


Рис. 5. Прохождение световых пучков через дифракционную радиальную вращающуюся решетку: $\omega_{вр}$ – скорость вращения; β_k – угол между неотклоненным и отклоненным лучами (угол дифракции пучка)

Частота пучка первого дифракционного (-1) порядка выражается следующим образом:

$$\nu_{-1} = \nu_0 - \frac{v_{реш}}{\lambda_0} \sin \beta_{-1}$$

Если пучки (-1)-го и (+1)-го порядков фокусируются на движущейся со скоростью v частице в точке 0 (см. рис 4), то доплеровский сдвиг, измеряемый фотоприемником, вычисляется по формуле:

$$\nu_D = \nu_{+1} - \nu_{-1} + \left(\frac{v}{\lambda_{+1}} - \frac{v}{\lambda_{-1}} \right) \cos \alpha + \left(\frac{v}{\lambda_{+1}} + \frac{v}{\lambda_{-1}} \right) \sin \frac{\theta}{2} \approx \nu_a + \frac{2 \cdot v}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2},$$

где $\nu_a = \nu_{+1} - \nu_{-1}$, $\frac{v}{\lambda_{+1}} \approx \frac{v}{\lambda_{-1}} \approx \frac{v}{\lambda_0}$;

v – скорость в направлении оси $+x$, лежащей в плоскости двух падающих пучков, которые пересекаются в точке 0, и перпендикулярной биссектрисе угла θ .

Для скорости v в направлении $-x$ соответствующий сдвиг вычисляется по формуле:

$$\nu_D = \nu_a + \left(\frac{v}{\lambda_{+1}} - \frac{v}{\lambda_{-1}} \right) \cos \alpha - \left(\frac{v}{\lambda_{+1}} + \frac{v}{\lambda_{-1}} \right) \sin \frac{\theta}{2} \approx \nu_a - \frac{2 \cdot v}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Согласно приведенным формулам доплеровский сдвиг частоты (ДСЧ) зависит от направления скорости и не зависит от угла α и пространственного положения фотоприемника. Таким образом, ДСЧ сохраняет преимущества дифференциальной схемы.

Использование дифракции света на движущейся амплитудной решетке эффективно и при гетеродинировании с опорным пучком. Однако в дифференциальной схеме получает большее отношение сигнал/шум и меньшее приборное уширение частоты.

Изменяя пространственное положение двух падающих пучков, аналогичным образом изменяют компоненты вектора скорости в направлении y и z дифракционной решетки. Сдвиг частоты ν_a можно регулировать изменением угловой скорости вращающейся решетки.

Вследствие ДСЧ частота каждого из пучков будет отличаться от частоты падающего пучка. Падающий на вращающуюся дифракционную решетку свет может быть сфокусированным или нефокусированным в зависимости от используемого передающего оптического тракта. В первом случае распределение интенсивности света выходящих пучков будет отличаться от гауссова распределения, форма световых пятен будет эллипсоидальной и наклонной относительно направления падающего пучка. Поэтому размеры измерительного объема значительно труднее подсчитать, чем во втором случае. При использовании дифракционной решетки необходимо обеспечить механическую стабильность системы, постоянство скорости вращения $\omega_{вр}$ и высокое качество изготовления решетки.

Вращающаяся дифракционная решетка обычно используется для сдвига частоты не более чем 3 МГц. Так как угол между дифрагированными пучками в решетке строго задан, то ее можно использовать и в качестве расщепителя пучка.

Для сдвига частоты пучка применяются цилиндрические и радиальные отражающие решетки, но они имеют сравнительно низкую эффективность, а также вращающиеся рассеивающие пластинки. Хотя эффективность последних ниже, чем дифракционных, они могут быть полезны для схем с опорным лучом.

На рис. 6 приведены модификации схемы с вращающейся дифракционной решеткой, причем схема на рис. 6, б может работать и на обратном рассеянии.

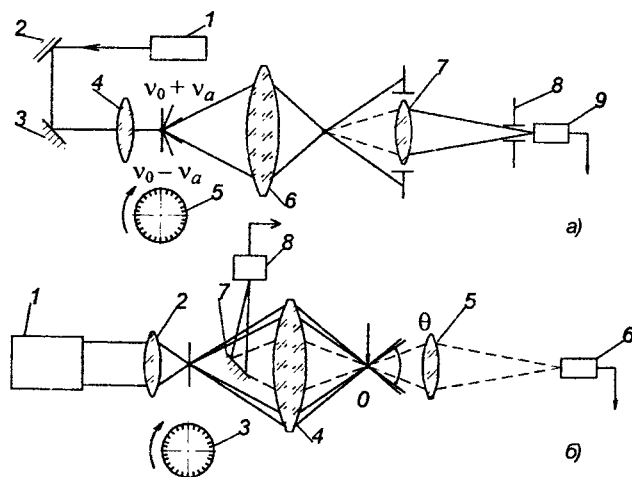


Рис. 6. Дифференциальная схема ОДЛ на основе дифракционной решетки для работы на прямом (а) и обратном (б) рассеянии: а) 1 – лазер; 2, 3 – зеркала; 4 – линза; 5 – вращающаяся дифракционная решетка; 6 – фокусирующая линза; 7 – приемный объектив; 8 – полевая диафрагма; 9 – фотоприемник; б) 1 – лазер; 2 – линза; 3 – вращающаяся дифракционная решетка; 4 – фокусирующая линза; 5 – приемный объектив; 6, 8 – фотоприемники; 7 – зеркало

По сравнению со схемой на рис. 4 они обладают значительно меньшей светосилой.

Преимуществом схем является возможность получения непрерывного сдвига частоты, что позволяет использовать их для исследования как стационарных, так и нестационарных потоков. С помощью схем, показанных на рис. 6, были проведены измерения средних скоростей и пульсаций скорости в различных сечениях потока с разной степенью турбулентности.

Итак, при изучении течений, когда знак скорости потока непрерывно изменяется, причем положительные и отрицательные значения могут чередоваться, можно получить ошибочные данные измерений с помощью ОДЛ, если при оценке конечных результатов не учитывать знак измеряемой компоненты скорости.

Знак скорости можно определить при несимметричной деформации огибающей доплеровского сигнала с помощью соответствующих амплитудных фильтров в приемной части оптической схемы или формированием в рассеивающем объеме интерференциального поля с несимметричным распределением интенсивности в направлении измеряемой компоненты скорости.

Также знак скорости можно определить, используя оптические схемы с поляризационными элементами, когда в рассеивающем объеме создаются два сдвинутых по фазе на $\pi/2$ интерференционных поля. Знак скорости определяется фазочувствительным анализатором разности фаз доплеровских сигналов с выхода фотоприемников

Наиболее перспективным способом определения знака чувствительных ОДЛ является образование бегущей интерференционной картины сдвигом частоты одного или нескольких световых пучков. Для сдвига частоты используется вращающаяся дифракционная решетка. Эти схемы могут использоваться для исследования стационарных или нестационарных течений.

4. Контрольные вопросы

1. Привести схему ОДЛ, чувствительную к направлению движения потока.
2. Привести схему ОДЛ с вращающейся дифракционной решеткой, работающей на отражение.
3. Какие типы дифракционных решеток вам известны?
4. Как зависит доплеровская частота от направления движения потока?
5. Привести схему ОДЛ с вращающейся дифракционной решеткой, работающей на просвет на прямом рассеянии?
6. Привести схему ОДЛ с вращающейся дифракционной решеткой, работающей на просвет на обратном рассеянии?
7. Перечислить недостатки, связанные с применением в схемах ОДЛ дифракционных решеток.
8. Назовите альтернативные способы выделения в схемах ОДЛ направления движения объекта.
9. Объясните вид графиков, приведенных на рис. 1.

10. Укажите ограничения, накладываемые на схему ОДЛ с дифракционной решеткой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубнищев Ю. Н., Ринкевичус Б. С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. – М.: Наука, 1982.-304с.
2. Лазерная анемометрия, дистанционная спектроскопия и интерферометрия. Справочник / В. П. Клочков, Л.Ф. Козлов, И.В. Патыкевич. – Киев: Наук. думка, 1985.-759с.
3. Молебный В. В. Оптико-локационные системы. Основы функционального построения. – М.: Машиностроение, 1981.-181с.
4. Ринкевичус Б.С. Лазерная анемометрия. – М.: Энергия, 1978. - 160 с.

ЛАЗЕРНЫЕ ЭКОМОНИТОРИНГОВЫЕ И БИМЕДИЦИНСКИЕ СИСТЕМЫ

Работа № 6

ИЗУЧЕНИЕ МЕТОДА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Цель работы: изучение комбинационного рассеяния света и определение собственных частот колебаний молекулы.

Оборудование: спектрограф ИСП-51, осветительное устройство, генератор дуги, спектропроектор ПС-18, компаратор ИЗА-2, кювета с исследуемым веществом, атлас спектральных линий, фотоэлектрическая приставка ФЭП-1, спектральная лампа.

При прохождении света через вещество рассеяние света отмечается только на неоднородностях среды, оно становится существенным, когда эти неоднородности по своим размерам приближаются к длине волны падающего света. Одним из видов неоднородностей в чистом веществе могут быть флуктуации плотности, возникающие вследствие теплового движения молекул. Рассеяние, происходящее на флуктуациях плотности, называется молекулярным или релеевским рассеянием. Характерная особенность молекулярного рассеяния заключается в том, что оно происходит без изменения частоты рассеиваемого света, рассеянный свет в этом случае является когерентным.

Существует и другой вид рассеяния, при котором частота света изменяется: в спектре рассеянного света наряду с линией, присущей спектру источника света, наблюдаются дополнительные линии, смещенные по отношению к линиям излучения источника, т. е. появляются такие частоты, которых не было в падающем свете. Это явление называется комбинационным рассеянием света или эффектом Рамана (одновременно с Раманом оно открыто Ландсбергом и Мандельштамом в 1928 г.). Смещенные линии называются линиями комбинационного рассеяния. Важнейшей особенностью комбинацион-

ного рассеяния является то, что число и положение линий комбинационного рассеяния характеризуют структуру молекул рассеивающего вещества. Оказывается, разности между частотой возбуждающего облучения и частотами линий комбинационного рассеяния равны частотам инфракрасных полос поглощения этих рассеивающих веществ.

1. Классическая теория комбинационного рассеяния света

В классической теории комбинационное рассеяние света получило следующее объяснение. Если атом или молекулу поместить в электрическое поле напряженности $\vec{E}$, то под действием электрического поля система поляризуется и в ней индуцируется электрический дипольный момент $\vec{p}$. Центр тяжести положительных зарядов передвинется на небольшое расстояние в одном направлении, а центр тяжести отрицательных зарядов – в противоположном направлении. Этот индуцированный электрический дипольный момент – важная характеристика молекулы. С точки зрения классической теории при рассеянии индуцированный дипольный момент создается под действием переменного электрического поля падающей электромагнитной волны:

$$E = E_0 \sin 2\pi\nu_0 t, \quad (1)$$

где E_0 – амплитуда напряженности поля световой волны; ν_0 – частота падающего света.

В первом приближении для простейших атомов высокосимметричных молекул (обладающих кубической симметрией) индуцированный дипольный момент $\vec{p}$ совпадет по направлению с напряженностью поля E и пропорционален ей по величине:

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}, \quad (2)$$

где α – поляризуемость, зависящая только от строения и свойств молекулы (в простейшем случае – это скалярная величина, а в общем случае – тензор второго ранга). Таким образом, индуцированный дипольный момент, подобно переменному электрическому полю падающей световой волны, периодически изменяется с частотой ν_0 по закону

$$p = \alpha E_0 \sin 2\pi\nu_0 t. \quad (3)$$

Эти вынужденные колебания молекулярного диполя и служат причиной обычного релеевского рассеяния света. Из электродинамики известно, что диполь, осциллирующий с частотой ν_0 , является источником монохроматического излучения этой же частоты, причем интенсивность рассеянного света определяется выражением

$$I_{\nu_0} = \frac{2}{3c^3} \left| \frac{d^2 \vec{p}}{dt^2} \right|^2 = \frac{16\pi^4 \nu_0^4}{3c^3} \alpha_0^2 E_0^2. \quad (4)$$

Сложнее обстоит дело, если поляризуемость рассеивающей среды непостоянна. Такие изменения поляризуемости молекулы обусловлены некоторым участием ядер в колебаниях диполя. Например, из-за взаимной силовой связи электронов и ядер вынужденные колебания электронов с частотой ν_0 , в свою очередь, вызывают колебания ядер. Но колебания ядер вследствие большого различия масс электронов и ядер происходят значительно медленнее. Это приводит к изменению поляризуемости молекулы, т. е. изменяет частоту рассеянного света.

В первом приближении изменение поляризуемости во времени можно представить в виде

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha^0 \sin 2\pi\nu t, \quad (5)$$

где α_0 – поляризуемость неколеблющейся молекулы; α^0 – амплитуда изменения поляризуемости при колебаниях, причем выполняется условие $\alpha_0 \gg \alpha^0$. Тогда индуцированный дипольный момент молекулы составляет

$$p = \alpha_0 E_0 \sin 2\pi\nu_0 t + \alpha^0 E_0 \sin 2\pi\nu_0 t \sin 2\pi\nu t. \quad (6)$$

Второй член соответствует колебаниям с частотой ν_0 , амплитуда которого меняется с частотой ν . После несложных преобразований выражение (6) можно представить в виде

$$p = \alpha_0 E_0 \sin 2\pi\nu_0 t + \frac{1}{2} \alpha^0 E_0 [\cos 2\pi(\nu_0 - \nu)t - \cos 2\pi(\nu_0 + \nu)t]. \quad (7)$$

Таким образом, если принимать во внимание изменение поляризуемости α при колебаниях молекулы, то индуцированный дипольный момент P наряду с членом P_{v_0} , изменяющимся с частотой v_0 и обуславливающим когерентное релеевское рассеяние, содержит и дипольные члены P_{v_0-v} и P_{v_0+v} , изменяющиеся с частотами $(v-v_0)$ и $(v+v_0)$. Эти члены определяют некогерентное комбинационное рассеяние света с частотами $(v-v_0)$ и $(v+v_0)$.

Линии с частотами $v_p^c = (v-v_0)$, смещенные в сторону больших длин волн, называются стоксовыми линиями; комбинационные линии с частотами $v_p^a = (v+v_0)$, смещенные в сторону меньших длин волн, — антистоксовыми. Следовательно, согласно классической теории, в спектре рассеянного света с каждой стороны несмещенной линии симметрично находятся смещенные линии на расстоянии v (рис. 1), интенсивности которых

$$I_{v_0 \pm v} = \frac{4\pi^4}{3c^3} (v_0 \mp v)^4 \alpha^2 E_0^2. \quad (8)$$

Знак минус соответствует частоте $(v-v_0)$, а знак плюс — частоте $(v+v_0)$. Смещенные стоксовы и антистоксовы линии отвечают как раз собственным частотам колебаний молекул v . Той же частоте соответствует полоса поглощения в инфракрасной области спектра.

Следует отметить, что наряду с линиями комбинационного рассеяния, отвечающими определенным частотам колебаний молекул рассеивающего вещества, при достаточно большой дис-

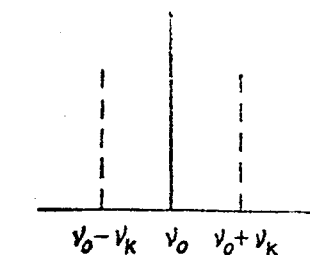


Рис. 1. Структура линии комбинационного рассеяния

персии в спектре рассеянного света наблюдаются также и линии, соответствующие вращательным квантам молекулы. Таким образом, благодаря эффекту комбинационного рассеяния света изучение структуры вращательных термов молекулы из далекой инфракрасной области переносится в фотографическую область спектра.

Выводы классической теории показывают, что интенсивности стоксовых и антистоксовых компонент спектра должны быть одинаковыми, поскольку в равной мере возможна как модуляция с увеличением частоты, так и модуляция с ее уменьшением. Однако количественные данные эксперимента не согласуются с этими выводами классической теории комбинационного рассеяния: опыт показывает, что стоксовы линии (красные сателлиты) интенсивнее антистоксовых (фиолетовых сателлитов). Следовательно, классическая теория не может дать объяснение соотношению интенсивностей стоксовых и антистоксовых компонент. С опытом не согласуется также и ожидаемый по этой теории сплошной характер спектра комбинационного рассеяния, обусловленного вращением молекулярного диполя в электрическом поле световой волны. На самом деле этот спектр имеет дискретную линейчатую структуру.

2. Квантовая теория комбинационного рассеяния

Количественно-правильное описание явления комбинационного рассеяния света дает лишь квантовая теория.

Поток квантов падающего света определенной энергии E_0 взаимодействует с молекулой вещества. Вынужденным колебаниям молекулярного диполя классической теории в квантовой теории соответствуют переходы электронов на некоторые (виртуальные) энергетические уровни молекулы с последующим переходом на один из нижних уровней. При этом, если конечный уровень совпадает с исходным, то получаем релеевское рассеяние света, в противном случае — комбинационное рассеяние.

Обозначая условно энергию высших энергетических уровней молекул, участвующих в рассеянии, через E_x , энергию исходного уровня — через E_0 и конечного — через E , процесс рассеяния света условно можно разбить на две стадии:

$$h\nu_0 = E_x - E_0 \quad \text{и} \quad h\nu = E_x - E, \quad (9)$$

откуда

$$v_0 - v = \frac{E - E_0}{h}. \quad (10)$$

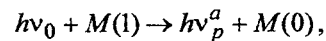
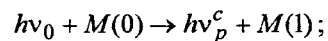
Если $E = E_0$, имеем релеевское рассеяние; если $E \neq E_0$, получаем комбинационное рассеяние.

Энергия конечного уровня может быть больше или меньше энергии исходного уровня. Последнее отвечает системе, которая до взаимодействия находилась в возбужденном состоянии. Соответственно в спектре рассеянного света появляются линии с частотами $(\nu_0 - \nu)$ и $(\nu_0 + \nu)$.

Для гармонического осциллятора существует следующее правило отбора: $\Delta \nu = \pm 1$, где ν – колебательное квантовое число. Это означает, что существуют лишь переходы только в соседнее колебательное состояние:

$$\nu = G(\nu + 1) - G(\nu). \quad (11)$$

Процесс комбинационного рассеяния можно формально представить следующей схемой:



где $M(0)$ – молекула рассеивающего вещества, находящаяся на нулевом колебательном уровне с $\nu = 0$; $M(1)$ – молекула рассеивающего вещества, обладающая одним колебательным квантом с $\nu = 1$. Индексы “с” и “а” относятся соответственно к стоксовой и антистоксовой компонентам. В первом случае часть энергии $h\nu$ падающего кванта $h\nu_0$ поглощается молекулой, т. е. за счет падающего кванта возникает “колеблющаяся” молекула с энергией $h\nu$ и рассеянный квант света $h\nu_p^c$ с частотой $\nu_p^c = (\nu_0 - \nu_k)$ (рис. 2, а).

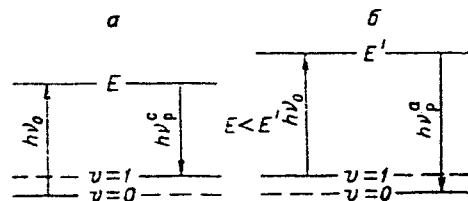


Рис. 2. Схема энергетических уровней и переходов для стоксовой (а) и антистоксовой (б) компонент

Так как при комнатной температуре T вещества определенное количество молекул N , определяемое формулой Больцмана, находится в возбужденном состоянии:

$$N = N_0 e^{-\frac{h\nu}{kT}}, \quad (12)$$

то часть молекул передает избыток своей энергии квантам света возбуждающего пучка. Во втором случае, таким образом, взаимодействие первичного кванта $h\nu_0$ и колеблющейся молекулы с энергией $h\nu$ дает молекулу в нулевом колебательном состоянии и рассеянный квант света с большей энергией $h\nu_p^a = h(\nu_0 + \nu_k)$ частоты $\nu_p^a = \nu_0 + \nu_k$ (рис. 2, б).

Отношение интенсивностей антистоксового компонента к стоксовому в спектре рассеянного света представляется выражением

$$\frac{I_{\nu_0+\nu}}{I_{\nu_0-\nu}} = \left(\frac{\nu_0+\nu}{\nu_0-\nu} \right)^4 e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (13)$$

Как правило, $\frac{\nu_0+\nu}{\nu_0-\nu} \approx 1$, поэтому

$$\frac{I_{\nu_0+\nu}}{I_{\nu_0-\nu}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (14)$$

При обычных условиях эксперимента большинство молекул находится на самом нижнем энергетическом уровне с $\nu = 0$, и лишь

очень малая их часть имеет состояние с $\nu = 1$, поэтому $e^{-\frac{h\nu}{kT}} \ll 1$. Таким образом, интенсивность стоксовой линии всегда должна быть больше интенсивности антистоксовой линии. Этот вывод и подтверждается опытным путем.

Частота линий комбинационного рассеяния, их число, относительная интенсивность и поляризация дают много сведений о структуре молекул: о характере отдельных колебаний, пространственном распределении атомов и порядке величин сил, действующих между атомами и молекулами. Поэтому комбинационное рассеяние

света — один из мощных методов исследования молекулярных свойств различных веществ в газообразном и конденсированном состояниях.

3. Описание установки

Работа выполняется на спектрографе ИСП-51, оптическая схема которого приведена на рис. 3.

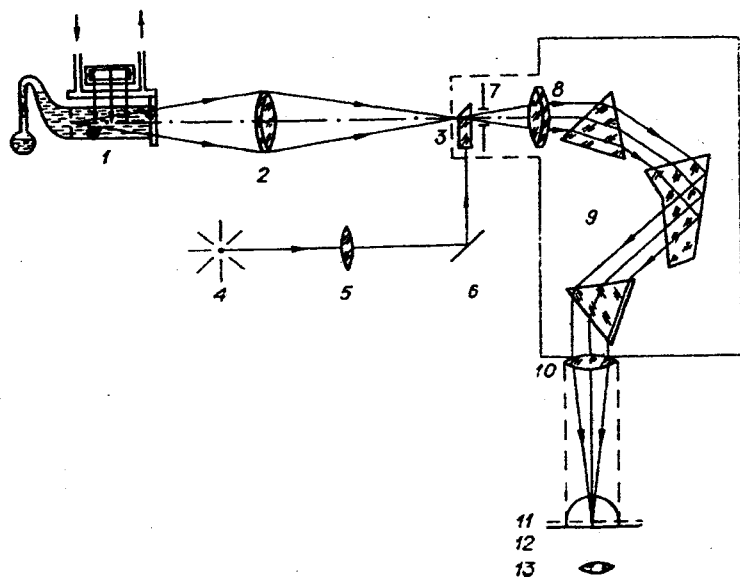


Рис. 3. Оптическая схема фотографической установки: 1 — кювета с исследуемым веществом; 2, 5 — конденсорные линзы; 3 — призма сравнения; 4 — источник линейчатого спектра; 6 — поворотное зеркало; 7 — входная щель спектрографа; 8 — объектив коллиматора; 9 — диспергирующие призмы; 10 — объектив камеры; 11 — заслонка; 12 — фотокассета; 13 — лупа

Источником света служит ртутно-кварцевая лампа ПРК-2. Специальная кювета роговидной формы, наполненная хорошо очищенным от разного рода загрязнений и перегнанным веществом, помещается в осветитель, представляющий собой цилиндрическое зеркало с эллиптическим сечением. В одном из фокусов эллипса находится ртутная лампа, в другом — кювета с исследуемым веществом. Рого-

видная форма кюветы выбрана для того, чтобы отвести прямые возбуждающие лучи в защитную зачерненную часть и тем самым избежать попадания их в спектрограф (рис. 4). Как известно, оба фокуса эллипса являются сопряженными. Поэтому все лучи, выходящие из источника 1 (см. рис. 3) и лежащие в плоскости сечения, после отражения от стенок цилиндра пройдут через кювету К (см. рис. 4). Чтобы предохранять исследуемое вещество от нагревания, осветитель имеет водяную рубашку, по которой циркулирует вода (тепловой фильтр). Свет, рассеянный исследуемым веществом, собирается линзой 2 (см. рис. 3) на входной щели спектрографа. Для выделения возбуждающей линии ртути с длиной волны $\lambda = 4358 \text{ \AA}$ используется жидкостный светофильтр следующего состава: 2%-й спиртовой раствор паранитротолуола с красителем 5ЖДН.

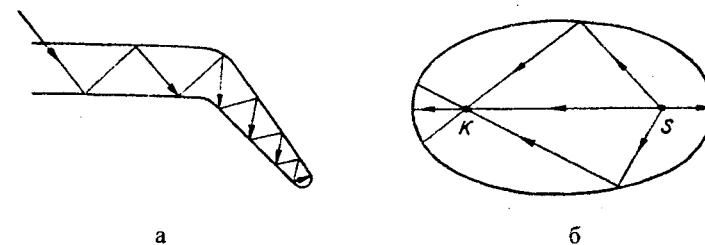


Рис. 4. Принцип действия кюветы (а) и осветителя с эллиптическим зеркалом (б)

Для получения спектра железа свет дуги с железными электродами через призму сравнения направляется в спектрограф. Спектр железа снимается рядом со спектром исследуемого вещества, при этом оба спектра снимаются без перемещения кассеты. На щель 7 спектрографа надевается диафрагма Гартмана. Призма сравнения 3 вставляется в рабочее положение простым подъемом или опусканием ручки. При фотографировании спектра железа следует обратить внимание на резкость и интенсивность спектральных линий, что получается при достаточно узкой ширине щели и умеренной экспозиции. Для измерения положений линий служит компаратор ИЗА-2.

На рис. 5 показана оптическая схема установки для фотоэлектрической записи линий комбинационного рассеяния на базе спектрографа ИСП-51 и фотоэлектрической приставки ФЭП-1.

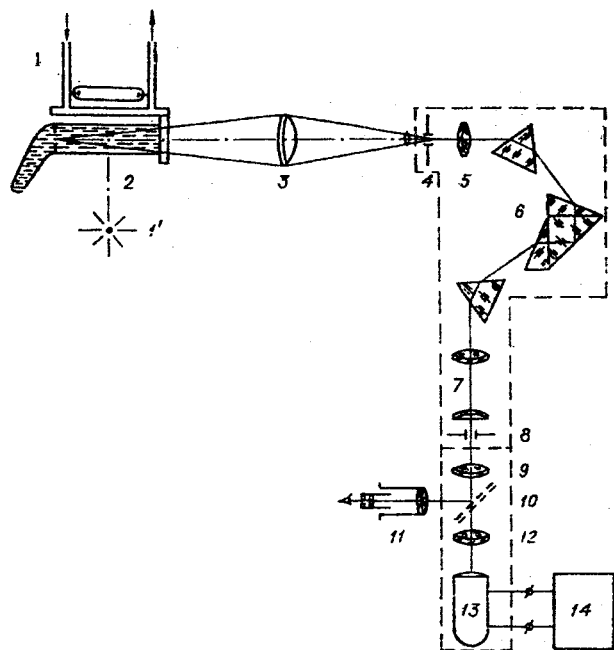


Рис. 5. Оптическая схема фотоэлектрической установки: 1, 1' – осветители; 2 – кювета с исследуемым веществом; 3, 9, 12 – осветительные линзы; 4 – входная щель; 5 – объектив коллиматора; 6 – диспергирующие призмы; 7 – объектив камеры; 8 – выходная щель; 10 – поворотное зеркало; 11 – микроскоп; 13 – фотоумножитель; 14 – блок питания фотоумножителя и самопишущий потенциометр

Свет от спектральной лампы типа ПРК-2, испытавший рассеяние на исследуемом веществе 2, собирается конденсорной линзой 3 на входной щели 4 спектрографа и далее падает на объектив коллиматора 5. Призменная система 6 разлагает падающий свет в спектр, который наблюдается в фокальной плоскости, где расположена

выходная щель 8, через микроскоп небольшого увеличения 11. Фотоумножитель 13 и самопишущий потенциометр 14 применяются для получения спектрограммы наблюдаемого спектра комбинационного рассеяния. Источник линейчатого спектра 1' используется для градуировки спектрометра по длинам волн. Таким источником в данной работе служат электронная лампа или газоразрядная трубка ЛГ-55, наполненные смесью инертных газов (гелий-неон). Подробно с устройством оптической установки следует ознакомиться по заводскому описанию.

4. Порядок выполнения работы

Согласно рис. 3 собирают установку для фотографирования спектра комбинационного рассеяния. При этом надо иметь в виду, что в данной работе включать ртутную лампу без водяного охлаждения категорически запрещается. Поэтому в первую очередь включают водяное охлаждение. Затем с разрешения дежурного лаборанта включают ртутную лампу. Вынимают кювету с исследуемым веществом из осветителя, закрывают заднюю стенку отверстия для кюветы крышкой с отражателем из белой бумаги и, передвигая лампу и конденсорную линзу по рельсу, добиваются яркого и четкого изображения кружка диафрагмы, находящегося на выходе из отверстия осветителя, на входной щели спектрографа. Устанавливают ширину входной щели на 0,035 мм, открывают шторку кассеты и экспонируют спектр толуола в течение 1,5 ч. Устанавливают ширину входной щели на 0,01 мм и, зажигая дугу с железными электродами, фотографируют спектр железа. Время экспозиции 10-15 с (подробно условия фотографирования указаны на рабочем месте).

На спектропроекторе ПС-18 по атласу спектральных линий железа находят длины волн линий железа, лежащие в той же области, что и линии комбинационного рассеяния, и нумеруют их с указанием численных значений длин волн (см. таблицу).

На компараторе ИЗА-2 измеряют расстояния от положения возбуждающей линии ртути до линии комбинационного рассеяния и до пронумерованных линий железа. По результатам измерений строится дисперсионная кривая прибора.

Таблица

Частота опорных линий (реперов) железного спектра

Длина волн, Å	Частота, см ⁻¹	Разность частот, см ⁻¹ , для λ = 4358 Å	Длина волн, Å	Частота, см ⁻¹	Разность частот, см ⁻¹ , для λ = 4358 Å
4358,505	22937,2	0,8	4691,414	21309,6	1628,4
4369,774	22878,1	59,9	4707,281	21237,8	1700,2
4388,411	22780,9	157,1	4727,407	21147,3	1790,7
4404,752	22696,4	241,6	4736,780	21105,5	1832,5
4427,312	22580,7	357,3	4757,582	21013,2	1924,8
4447,722	22477,1	460,9	4786,810	20884,9	2053,1
4466,554	22382,4	555,6	4859,748	20571,5	2366,5
4494,568	22242,9	695,1	4878,218	20493,6	2444,4
4525,146	22092,6	845,4	4903,317	20388,7	2549,3
4547,851	21982,3	955,7	4920,505	20317,6	2620,5
4556,125	21942,3	995,7	4946,400	20211,1	2726,9
4568,777	21881,6	1056,4	4966,096	20130,9	2807,1
4581,522	21820,7	1117,3	4978,606	20080,4	2857,6
4602,944	21719,1	1218,8	4994,133	20017,9	2920,1
4619,298	21642,3	1295,7	5012,071	19946,3	2991,7
4632,918	21578,6	1359,4	5027,136	19886,5	3051,5
4647,437	21511,2	1426,8	5049,825	19797,2	3140,8
4667,459	21419,0	1519,0	5067,786	19723,1	3214,9

Используя градуировочную кривую и положение линий комбинационного рассеяния, находят их длины волн. Для большей точности определения длины волны этих линий следует пользоваться формулой линейной интерполяции

$$\lambda = \lambda_i + \frac{\lambda_k - \lambda_i}{d_k - d_i} (d - d_i),$$

где λ_i , λ_k , d_i и d_k – длины волн и отсчеты на компараторе для двух линий сравнения, между которыми находится измеряемая линия λ ; d – отсчет на компараторе для искомой линии. В спектроскопии частоты часто выражаются в волновых числах, измеряемых в обратных сантиметрах (см⁻¹), что соответствует

$$\tilde{\nu} = \frac{\nu}{c}, \text{ т.е. } \frac{1}{\lambda}.$$

Собирают установку для фотоэлектрической регистрации спектра комбинационного рассеяния согласно рис. 5. Устанавливают спектральную лампу 1 на место или впереди кюветодержателя и юстируют ее таким образом, чтобы излучение, проходя конденсорную линзу, попадало на входную щель спектрографа. Спектр излучения наблюдается через микроскоп 11.

Установив необходимые скорости поворота призменного столика и лентопротяжного механизма, включают моторы и записывают спектр лампы по всей ширине развертки барабана длин волн спектрографа. При этом запись следует производить в прямом и обратном направлениях вращения призменного столика. Рекомендуемые условия записи с указанием ширины входной и выходной щелей установки нуля и усиления приведены на рабочем месте. При градуировке использование реперных линий обязательно.

По полученной записи спектра строят градуировочную кривую спектрографа, откладывая по оси абсцисс деления барабана, а по оси ординат – длины волн спектральных линий гелия, аргона и неона.

По описанной выше методике юстируют осветитель с исследуемым веществом и производят запись спектра комбинационного рассеяния различных прилагаемых веществ – химически чистых и их смесей.

Расшифровывают полученный спектр с указанием длин волн линий комбинационного рассеяния в ангстремах и волновых числах. Используя полученные данные, производят качественный анализ веществ по спектру комбинационного рассеяния (рис. 6).

5. Контрольные вопросы

1. Релеевское рассеяние света с позиции классической теории излучения.
2. Классическая теория комбинационного рассеяния света (КРС).
3. Недостатки классической теории КРС.
4. Квантовый механизм возникновения стоксовых и антистоксовых компонент в спектре КРС.

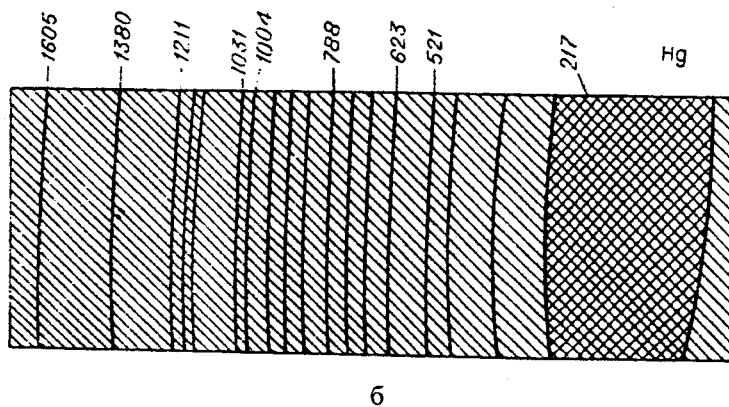
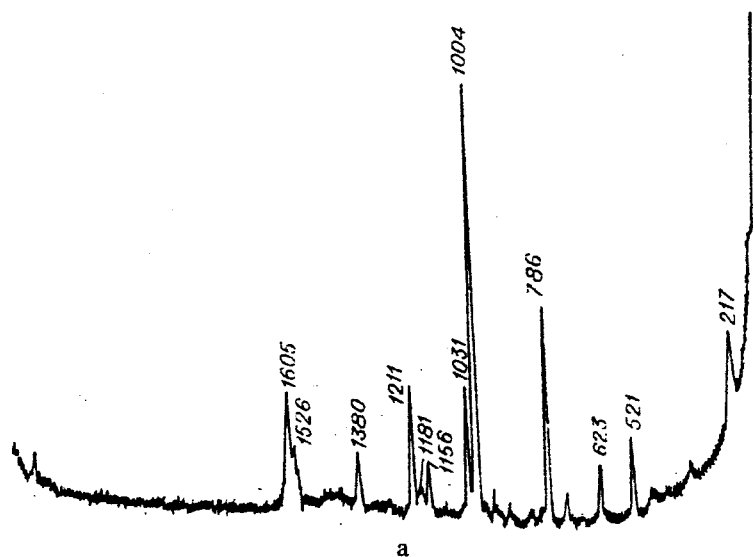


Рис. 6. Спектр комбинационного рассеяния толуола (а)
и его спектрограмма (б)

5. Влияние на спектр КРС изменения давления или температуры газовой среды.
6. Оптическая схема возбуждения спектра КРС.
7. Схематическое изображение спектра КРС.
8. Связь спектров комбинационного рассеяния и инфракрасного поглощения света.
9. Методика определения длины волны в спектре КРС.
10. Какая часть спектра КРС приведена на рис.6 ?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебедева В.В. Техника оптической спектроскопии. -М.: МГУ, 1977. -384 с.
2. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов -М.: Мир, 1986.-504 с.
3. Оптика и атомная физика/Изд. 2-е перераб. и доп. - Новосибирск: Наука, 1983.-383 с.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ СТЕНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ОЗОНА НА ВЫХОДЕ ИЗ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Цель работы: изучение характеристик спектрофотометрического стенда и ознакомление с методикой определения концентрации озона.

Озон (O_3) – химическое соединение, открытое еще в 19-м веке, обладает значительной реакционной способностью, уступая по этому параметру только ядовитому фтору (F_2) [1]. Озон реагирует со многими веществами, способен окислять большинство металлов (включая благородные), активно взаимодействует с углеродсодержащими и полимерными соединениями [2]. Вместе с тем сравнительно низкая токсичность озоносодержащих сред, простота получения озона в электрических разрядах, а также возможности быстрого каталитического разрушения O_3 с переводом в нейтральную форму (O_2) открывают широкие возможности по применению данного окислителя для решения широкого спектра экологических и производственных задач.

В настоящее время происходит широкомасштабное внедрение технологий, связанных с применением O_3 , в различных областях науки и техники. Общеизвестна высокая эффективность применения озона в процессах подготовки питьевой воды, очистки сточных вод и отходящих газов [3], синтезе органических веществ [4], а также в дезинфектологии и озонотерапии [5]. Благодаря высокому сродству к электрону (табл. 1) озон взаимодействует в газообразных и жидких средах со многими канцерогенами, переводя их в нетоксичные соединения. В то же время окислительная способность O_3 пока недостаточно оценена в энергетике, в авиации и на транспорте. Стоит отметить, что еще в книге пионера космонавтики Ю.В. Кондратюка “Завоевание межпланетных пространств” озон рассматривается в качестве перспективного окислителя жидких и металлосодержащих ракетных топлив [6], способного обеспечить повышение полезной нагрузки реактивных летательных аппаратов.

Основные физические константы озона [1,2,7]

Константа	Значение
Молярная масса, г/моль	47,9982
Температура кипения (при 10^5 Па), К	-171,1
Плотность газа (при 273 К), кг/м ³	2,144
Теплоёмкость (при 373 К), Дж/(моль×К)	43,47
Теплота образования (при 298 К), кДж/моль	-144,3
Энергия Гиббса, кДж/моль	135,6
Константы Ван-дер-Ваальса: а, кПа×л ² ×моль ⁻²	359,2
В, л/моль	0,04903
Сродство к электрону, эВ	1,9-2,7
Энергия ионизации, эВ	12,8
Показатель преломления при $\lambda=589,3$ нм (газ)	1,000511
Молярная экстинкция (при $\lambda=254$ нм), см ² /моль	1600-1830

Рассмотренные перспективы применения O_3 говорят о необходимости получения данного химического реагента в промышленных масштабах. Однако эффективность синтеза озона в существующих озонаторах, работающих на кислородосодержащих средах, составляет порядка 3-5% [2]. Низкий КПД генерации O_3 служит причиной высоких энергозатрат и издержек при эксплуатации озонаторного оборудования, что является определенным сдерживающим фактором на пути внедрения озонотехнологий. Такое положение оправдывает исследование режимов генерации озона и разработку на его основе новых высокоэффективных газоразрядных систем и технологий

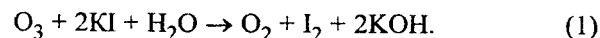
При этом важным вопросом является необходимость контроля концентрации O_3 на выходе из разрабатываемых газоразрядных или плазмохимических генераторов для определения оптимальных режимов их работы. Однако известные методики определения концентрации озона в технологических условиях сталкиваются с рядом трудностей и ограничений. К критериям выбора метода определения концентрации O_3 следует отнести: сочетание широкого диапазона измерения величин с высокой чувствительностью и точностью метода, возможность непрерывного и оперативного получения измеритель-

ной информации, а также отсутствие искажающих факторов, влияющих на конечный результат.

1. Обзор методов определения концентрации озона в газообразных средах

Все методы определения содержания озона в технологических средах можно разделить на три группы: химические, физические, физико-химические. К числу химических методов измерения содержания O_3 относятся способы, где определение заранее неизвестного количества озона в смеси производят по массовому выходу продуктов реакции вещества, взаимодействующего с O_3 [1]. Физико-химические методы основаны на измерении количественных характеристик физических эффектов, возникающих при химическом взаимодействии озона с различными веществами. К числу данных эффектов относятся явления хемилюминесценции [8], термоллиза [2] и т. д. Физические методы определения O_3 основаны на регистрации изменений физических характеристик среды при попадании в нее озона [1-2,7,9].

Для определения суммарных количеств нарабатываемого озона в газоразрядных генераторах в химии наиболее часто используется йодометрический метод, основанный на взаимодействии йодистого калия (KI) с озоном:

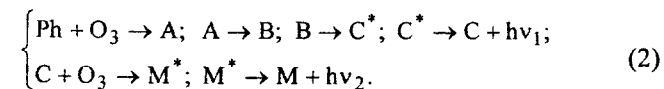


Здесь в качестве показателя наличия O_3 в среде является выделение из раствора KI молекулярного йода (I_2), массовый выход которого непосредственно связан с количеством прореагировавшего озона.

Несмотря на кажущуюся простоту, йодометрический метод часто даёт неверные результаты. Еще одним недостатком йодометрического метода определения содержания O_3 является большая длительность проведения измерения.

К преимуществам физико-химических методов следует отнести высокую чувствительность и точность измерений (до $0,4 \text{ мкг/м}^3$), непрерывность получения информации об измеряемой величине, возможность преобразования получаемых результатов в электрический сигнал. Именно благодаря этим обстоятельствам физико-

химические методы были положены в основу многочисленных газоанализаторов. Удачным примером данного устройства может служить отечественный газоанализатор озона типа ЛЭК 302п (производства ЗАО ОПТЭК, г. Санкт-Петербург). Его принцип действия основан на регистрации хемилюминесцентного излучения от поверхности композиционного датчика, взаимодействующего с озоном:



Здесь Ph – исходная молекула окисляемого вещества;
 C^* , M^* – электронно-возбуждённые молекулы;
A, B, C – промежуточные продукты реакции;
h – постоянная Планка;
 ν_1 , ν_2 – частоты хемилюминесцентного излучения.

В случае газоанализатора ЛЭК 302п максимум регистрируемого фотоприемником излучения приходится на $\lambda \approx 560 \text{ нм}$, а число квантов $h\nu_1$ и $h\nu_2$ пропорционально количеству молекул O_3 в зоне хемилюминесцентной реакции. Однако необходимость контакта озона с поверхностью датчика определяет зависимость показания газоанализатора от состояния рабочей поверхности чувствительного элемента, а также наличия в зоне хемилюминесцентной реакции других газов и примесей. Другой отрицательной стороной приборов, построенных на физико-химических методах, является наличие определенной инерционности в снятии показаний, что обуславливает поступление важной измерительной информации с опозданием. Время запаздывания сигнала зависит от типа датчика прибора и может составлять от 15 сек до 20 мин.

Существенно большей оперативностью обладают физические методы определения содержания озона. Это обосновывает перспективность их использования при проведении как научных исследований, так и создании автоматизированных контрольно-измерительных систем в составе озонотехнологических комплексов. Среди физических методов измерения концентрации O_3 наибольшее распространение находят способы, построенные на принципах

абсорбционной спектроскопии [10], т. е. на определении уровня поглощения газообразной смесью излучения в заданном диапазоне спектра.

Согласно [9] поглощение излучения, прошедшего через слой озонсодержащей среды, описывается экспоненциальным законом Бугера-Ламберта-Бера:

$$J_{\lambda} = J_{\lambda 0} \cdot e^{-D} = J_{\lambda 0} \cdot e^{-\alpha \cdot l} \quad (3)$$

Здесь $J_{\lambda 0}$ и J_{λ} – значения интенсивности света на длине волны λ до и после прохождения поглощающего слоя толщиной l ;

D – оптическая плотность среды;

α – показатель поглощения на длине волны λ .

Использование абсорбционной спектроскопии для регистрации присутствия O_3 определяется наличием интенсивных полос его поглощения в инфракрасной и ультрафиолетовой области спектра (рис. 1). В технике измерение концентрации озона обычно производится на полосе поглощения Хартли с максимумом на $\lambda = 254$ нм [1-2]. Выбор данной волны излучения обусловлен наличием собственных окон прозрачности в данной области спектра у компонентов окружающей воздушной атмосферы (O_2 , N_2 , H_2O) [1-2], а также возможностью применения квантовых приемников излучения, обладающих повышенной чувствительностью к изменениям светового потока [11,12].

В случае однокомпонентного поглощения газовой смеси величина α пропорциональна числу частиц вещества в объеме слоя толщиной l , абсорбирующих кванты излучения с длиной волны λ [13]:

$$\alpha = \left(\frac{P}{P_0} \cdot \frac{T_0}{T} \right) \cdot \sigma_{\lambda} \cdot n, \quad (4)$$

где n – концентрация поглощающих молекул (атомов) в объеме слоя l ;

P , T – давление и температура газа при заданных условиях;

P_0 , T_0 – давление и температура среды при нормальных условиях;

σ_{λ} – элементарное сечение абсорбционного процесса.

С другой стороны, показатель поглощения α можно выразить через количество вещества (в молях), поглощающего на длине волны λ и заключенного в объеме газового слоя l :

$$\alpha = \epsilon_{\mu} \cdot [C_{\mu}], \quad (5)$$

где $[C_{\mu}]$ – количество молей поглощающего компонента (моль/дм³),

ϵ_{μ} – молярный коэффициент экстинкции, значение которого является справочной величиной [1-2,4-5].

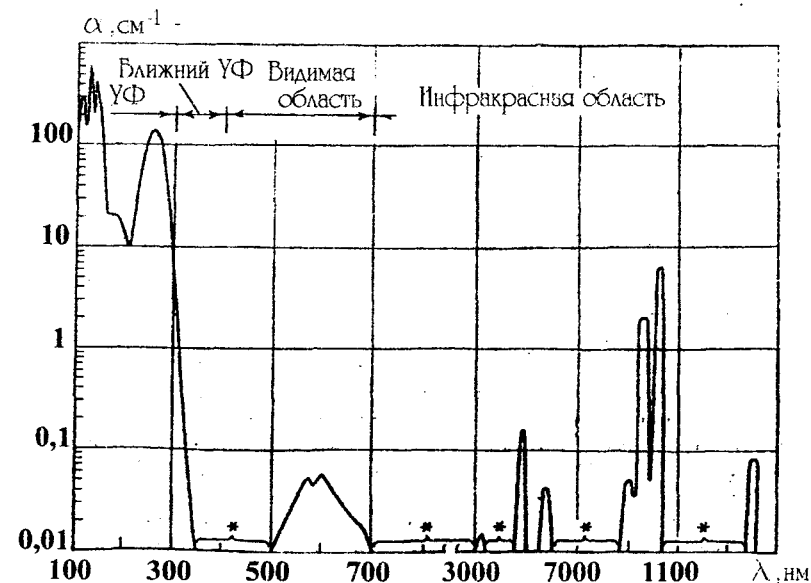


Рис. 1. График изменения коэффициента поглощения излучения озоном α в оптическом диапазоне спектра [1-2]; * – спектральные участки, где коэффициент поглощения меньше $0,01 \text{ см}^{-1}$

В качестве примера в табл. 2 представлены значения молярных экстинкций и минимальные уровни концентраций различных веществ, поглощающих в УФ-области спектра.

Приведенные в табл. 2 данные свидетельствуют о значительном потенциале метода спектрального анализа при измерении концентрации поглощающего компонента газовой смеси и указывают на возможности создания универсальных газоанализаторов спектрального типа.

Таблица 2

Значения десятичных коэффициентов экстинкций и минимальные концентрации газов, доступные определению методом абсорбционной спектроскопии на $\lambda = 253.7$ нм при длине оптического пути $l = 100$ мм [4]

Соединение	Молярный коэффициент экстинкции, $\text{дм}^3/(\text{моль} \cdot \text{см})$	Минимальная концентрация, $C_{\min} \cdot 10^4$ объемн. %
Озон	1830	0,071
Ртуть	$1,3 \times 10^5$	0,001
Карбонил никеля	2070	0,063
Двуокись азота	62	2,1
Бензол	59	2,2
Хлор	14	9,2
Ацетон	3,7	35

Примечание: В теории спектрального анализа веществ часто встречается запись закона Бугера-Ламберта-Бера, когда за основание степени выбирается 10:

$$J_{\lambda} = J_{\lambda 0} \cdot 10^{-\alpha \cdot l} = J_{\lambda 0} \cdot 10^{-l \cdot \epsilon_{\mu 10} \cdot [C_{\mu}]}, \quad (6)$$

где $\epsilon_{\mu 10}$ – десятичный молярный коэффициент экстинкции, связанный с экспоненциальным коэффициентом ϵ_{μ} соотношением:

$$\epsilon_{\mu} = \epsilon_{\mu 10} \cdot \ln 10 = 2.303 \cdot \epsilon_{\mu 10}. \quad (7)$$

2. Состав и принцип действия спектрофотометрического стенда для измерения концентрации озона

Известно, что основной проблемой разработки газоразрядных генераторов озона является согласование электрических параметров цепей питания озонатора с газоразрядной нагрузкой при обеспечении максимальной производительности по O_3 .

На рис. 2 представлена схема спектрофотометрического стенда, обеспечивающего как контроль вольт-ампер-секундных характеристик газоразрядного генератора, так и определение уровня концентрации озона, вырабатываемого разрядом. Конструкция стенда нацелена на решение указанной выше задачи и учитывает воз-

можность проведения исследований по воздействию озона на материалы и среды.

Укрупнено в состав стенда входят газоразрядный генератор озона, система осциллографического контроля вольт-амперных характеристик (ВАХ) разряда, спектрофотометрическая система определения поглощения O_3 в УФ-диапазоне спектра, и наконец, пневматическая система подвода и отвода рабочего газа.

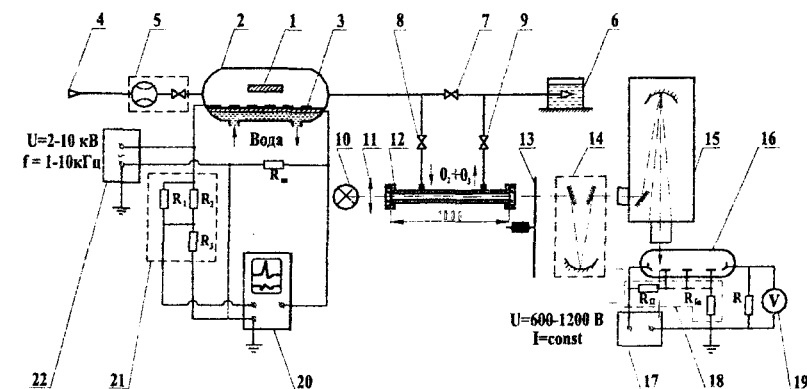


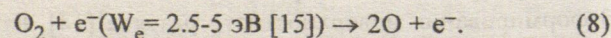
Рис. 2. Схема спектрофотометрического стенда для измерения концентрации озона: 1 – образец; 2 – рабочая камера озонатора; 3 – система электродов озонатора; 4 – напорная воздушная магистраль; 5 – ротаметр РМ-65; 6 – поглотительный резервуар; 7, 8, 9 – краны дренажной магистрали; 10 – лампа ДВС-25; 11 – кварцевая линза $f_{\text{л}} = 100$ мм; 12 – оптическая кювета; 13 – модулятор; 14 – дифракционный монохроматор МУМ-2; 15 – дифракционный спектрограф ДФС-452; 16 – ФЭУ18А; 17 – блок питания ФЭУ ТВ-2; 18 – делитель напряжения ФЭУ; 19 – цифровой вольтметр В7-46/1; 20 – осциллограф С1-96; 21 – омический делитель напряжения; 22 – блок питания озонатора

На рис. 2 образец материала 1 помещается в рабочую камеру озонатора 2, на стенке которой устанавливается электродная система 3 формирования поверхностного разряда [14]. Разрядная камера озонатора 2 с помощью поливинилхлоридных шлангов подсоединяется к напорной воздушной магистрали 4. Рабочий газ магистрали 4

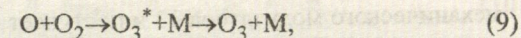
поступает в рабочую камеру генератора озона без осушки через ротаметр. Из камеры 2 насыщенный озон газ попадает в дренажную магистраль, на выходе которой находится резервуар 6 для поглощения отходящего озона, заполненный водой. С помощью кранов 7,8,9 отходящий газ может подаваться как напрямую к резервуару 6, так и через оптическую кювету измерительного тракта спектрофотометра. В состав спектрофотометрической системы входят источник непрерывного УФ-излучения 10, короткофокусная кварцевая линза ($f_{\text{д}}=100$ мм) 11, оптическая кювета 12, механический модулятор 13, дифракционный монохроматор 14, дифракционный спектрограф 15, приемник излучения 16, с блоком питания 17, делителем напряжения 18 и регистратором 19. Съем значений измеряемого сигнала осуществляется вольтметром В7-46/1 (с чувствительностью на уровне 100 нВ) по падению напряжения на резисторе R .

Осциллографический контроль параметров тока и напряжения разряда осуществляется с помощью омического делителя напряжения 21 ($R_1=27$ МОм; $R_2=33$ МОм; $R_3=3$ кОм) и токового шунта $R_{\text{ш}}$, установленного в заземленную цепь питания генератора озона 2. Регистрация ВАХ разряда производится с помощью двухлучевого осциллографа 20, позволяющего одновременно наблюдать напряжение и ток на разрядной нагрузке. Режим работы задается источником питания озонатора 22, имеющим активную мощность порядка 500 мВт.

При подаче от источника 22 возбуждающего напряжения ($U_a=3-10$ кВ) на генератор озона 2 на рабочих кромках высоковольтного электрода системы 3 формируется незавершенный поверхностный разряд (рис.3). Нарботка озона в камере 2 производится за счет взаимодействия плазменного листа с прокачиваемым кислородсодержащим газом. При прохождении газа через зону разряда молекулы кислорода частично диссоциируют под воздействием ускоренных электронов:



Возникающий в реакции (8) атомарный кислород взаимодействует с молекулами кислорода и образует озон [16]:



где M – нейтральная молекула.

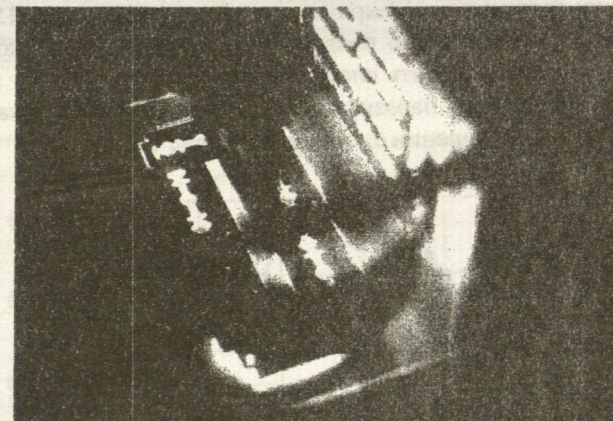


Рис. 3. Свечение поверхностного разряда на рабочих кромках высоковольтных электродов в газоразрядной камере генератора озона

Эффективность генерации O_3 в потоке газа определяется активной мощностью, подаваемой с блока питания 22, и расходом газа через озонатор в пневматической системе, устанавливаемого ротаметром 5.

Регистрация содержания озона в потоке производится на выходе из рабочей камеры генератора 2 с помощью спектрофотометрической системы установки поз. 10-19 (рис. 2). Для этого в дренажной системе экспериментальной установки перекрывается кран 7 и открываются краны 8 и 9. Отходящий из рабочей камеры генератора озона 2 газ попадает в оптическую кювету 12 длиной $l_{\text{кт}} = 1000$ мм.

Свет от спектральной лампы ДВС-25 с $\lambda = 220-390$ нм (рис. 4), проходит через оптическую кювету, имеющую кварцевые окна, выполненные из оптического кварца КУ-2 (ГОСТР 15130-79. Кварц оптический. Технические условия). Далее на выходе из кюветы 12 (см. рис. 2) ослабленное оптическое излучение, в соответствии с рекомендациями [11], модулируется с частотой 100-500 Гц при помощи

механического модулятора 13 и поступает на вход системы из двух спектральных приборов 14, 15 с целью спектральной селекции $\lambda = 253,7$ нм. При сканировании по спектру перемещение диспергирующих элементов монохроматора 14 и спектрографа 15 производится согласованно. Это позволяет при фотометрической регистрации сигнала выделить спектральный диапазон $\Delta\lambda/2 = \pm 7$ нм и полностью устранить паразитную засветку фотоприемника 16 при спектральном разрешении системы на уровне 0,5 нм.

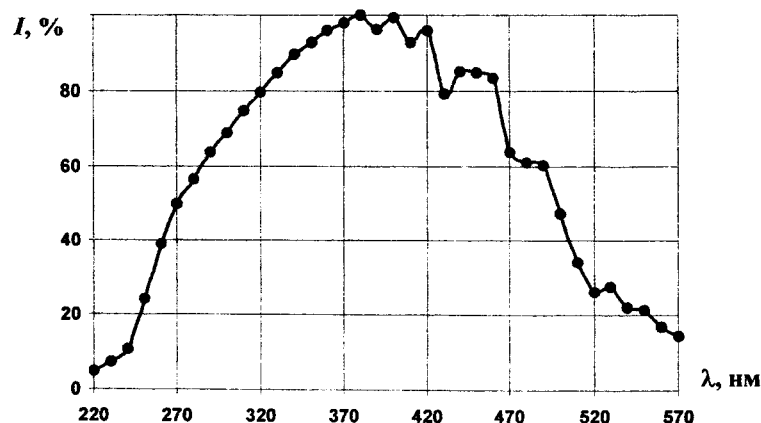


Рис. 4. Спектральная характеристика водородной лампы ДВС-25 (эксперимент)

Регистрация интенсивности отфильтрованного излучения производится с помощью установленного на выходе электронного умножителя 16 типа ФЭУ-18А ($\lambda = 200-600$ нм; $\lambda_{\max} = 380-400$ нм). Спектральная чувствительность данного прибора приведена на рис. 5.

При работе на диоды ФЭУ-18А через делитель омического типа 18 подается напряжение 600-1200 В источника питания 17. Сигнал с анода ФЭУ регистрируется цифровым вольтметром 19. При этом уровень напряжения U , полученный при работе приемника на линейном участке характеристики ФЭУ, связан с интенсивностью излучения на длине волны λ следующим выражением:

$$U = R \cdot I_{\text{ФЭУ}} = S_{\text{отн}\lambda} \cdot J_{\lambda} \cdot F \cdot R, \quad (10)$$

где J_{λ} — интенсивность монохроматического излучения с длиной волны λ , падающего на мишень фотокатода ФЭУ площадью F ;

$I_{\text{ФЭУ}}$ — ток с ФЭУ, протекающий через резистор R ;

$S_{\text{отн}\lambda}$ — токовая монохроматическая чувствительность приемника излучения (А/Вт или А/лм) [12].

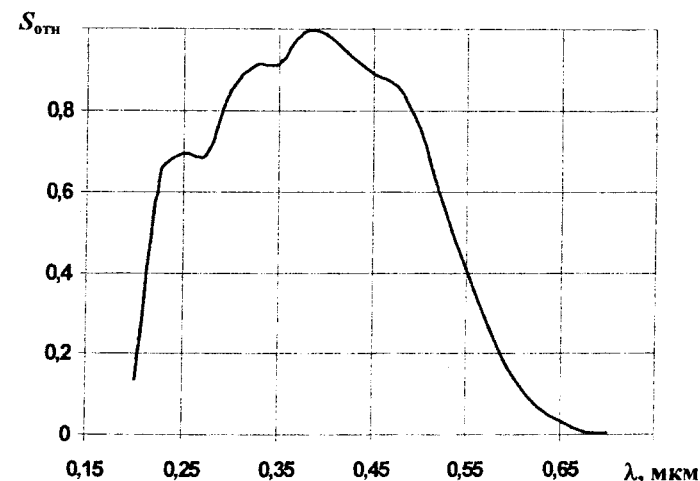


Рис. 5. Спектральная чувствительность ФЭУ-18А [12]

Перед проведением измерений производится тарировка спектрофотометра по светофильтру УФС-1 с известной спектральной характеристикой, приведенной на рис. 6.

Следующим этапом работы является исследование поглощения непосредственно озоновоздушной смеси (рис. 7).

В отсутствии озона в оптической кювете 13 цифровым вольтметром 19 регистрируется максимальный сигнал U_0 . По мере поступления в кювету озоновоздушной смеси интенсивность прошедшего излучения на длине волны $\lambda = 253,7$ нм снижается и регистрируемый сигнал после окончания переходных процессов принимает значение U . Полученные при спектрофотометрической

регистрации величины U_0 и U являются исходными данными для расчета концентрации O_3 в газовой смеси.

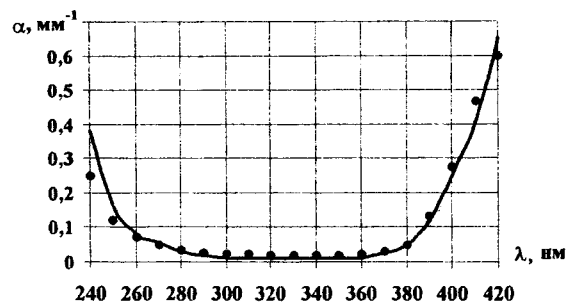


Рис. 6. Коэффициент поглощения светофильтра УФС-1:
• — экспериментальные данные; — — табличные значения

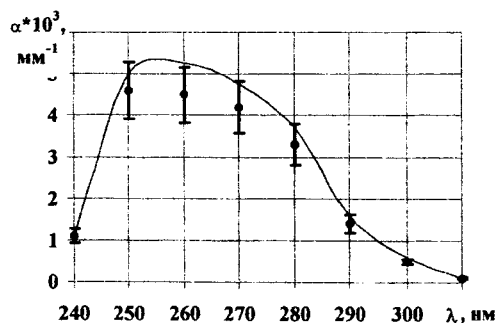


Рис. 7. Спектрограмма поглощения озонородной газовой смеси в УФ-области спектра: • — экспериментальные данные; — — расчетные значения для $[C_{O_3}] = 590 \text{ мг/м}^3$

3. Методика расчета концентрации O_3 по данным спектрофотометрических измерений

Процедура расчета концентрации озона по данным спектрофотометрических измерений базируется на сравнении величины регистрируемого сигнала до и после поступления в оптическую кювету 12 (см. рис. 2) озона.

С учетом выражений (3), (5), (10) расчет концентрации O_3 можно провести по формуле

$$[C_{O_3}] = \frac{\ln J_0 - \ln J}{l_{KB} \times \epsilon_{O_3}} \cong \frac{\ln U_0 - \ln U}{l_{KB} \times \epsilon_{O_3}} \text{ мг/м}^3, \quad (11)$$

где J_0 — интенсивность излучения до поступления в оптическую кювету озона;

J — минимальная интенсивность источника излучения при прокачке;

U_0 — показания вольтметра В7-46/1 до поступления в оптическую кювету озона;

U — минимум показаний вольтметра В7-46/1 при прокачке озонородной смеси;

$l_{KB} = 1 \text{ м}$ — длина оптической кюветы;

$\epsilon_{O_3} = 8,78 \text{ м}^2/\text{г}$ — массовая экстинкция озона при нормальных условиях на $\lambda = 253,7 \text{ нм}$.

Значение ϵ_{O_3} находится из выражения

$$\epsilon_{O_3} = \frac{\epsilon_{\mu_{O_3}}}{\mu_{O_3}}. \quad (12)$$

Здесь $\epsilon_{\mu_{O_3}} = 4214 \text{ дм}^3/(\text{моль} \cdot \text{см})$ — экспоненциальный коэффициент экстинкции, вычисленный в соответствии с данными табл. 2 и формулой (7), $\mu_{O_3} = 48 \text{ г/моль}$ — молярная масса озона (см. табл. 1).

Исходя из формулы (11) можно показать, что при заданной длине оптической кюветы 12 и чувствительности фотоприемника 16 на уровне 1 % минимально определяемая системой концентрация O_3 составляет $1,1 \text{ мг/м}^3$, а максимальное значение при $J/J_0 = 0,001$ оказывается на уровне 523 мг/м^3 .

4. Порядок выполнения работы

1. Изучить инструкцию по эксплуатации спектрофотометрического стенда для измерения концентрации озона, ознакомиться с описанием настоящей лабораторной работы, ответить на контрольные вопросы.

2. В соответствии с инструкцией по эксплуатации подать питание на спектрофотометрический стенд (см. рис. 2), включить цифровой

вольтметр 19 и блок питания приемника излучения (ФЭУ-18А) 17, установить рабочее напряжение 600-700 В. Снять показания уровня шумового сигнала ФЭУ $U_{ш}$ с экрана цифрового вольтметра и занести их в табл. 3.

Таблица 3

Сводная таблица результатов измерения

№ п/п	$U_{ш}$, мВ	U_0 , мВ			$U_{0ср}$, мВ	δU_0 , мВ	U , мВ			$U_{ср}$, мВ	δU , мВ	$\alpha_{пог}$, мм ⁻¹	C_{O_3} , мг/м ³
		1	2	3			1	2	3				

3. В соответствии с инструкцией по эксплуатации привести в действие осветительную систему стенда 10. После загорания лампы ДВС-25 выждать 20 мин, снять защитные крышки с входных окон спектрометра МУМ-2 и спектрографа ДФС-452 (поз. 14 и 15).

4. Измерить рулеткой длину оптической кюветы 12.

5. После 5 мин ожидания произвести три измерения уровня исходного сигнала U_0 и рассчитать среднюю величину сигнала и погрешность его измерения. Полученные результаты занести в табл. 3.

6. В соответствии с инструкцией по эксплуатации включить блок генератора озона 22 и подать максимальное напряжение на разрядную камеру озонатора.

7. После стабилизации изменений в показаниях цифрового вольтметра 19, вызванных поглощением поступающего в оптическую кювету озона, выждать 5 мин и произвести три измерения уровня сигнала U . Рассчитать среднюю величину сигнала U и погрешность его измерения. Полученные результаты занести в табл. 3.

8. Снять напряжение питания с газоразрядной камеры генератора озона и выключить высоковольтный блок питания, наблюдая при этом восстановление уровня прежнего сигнала U_0 .

9. В соответствии с инструкцией по эксплуатации произвести отключение спектрофотометрического стенда.

10. Произвести вычисление величин α и C_{O_3} в соответствии с формулой (11), оформить протокол измерений.

5. Контрольные вопросы

1. Какие из направлений применения газообразного озона для решения технологических и экологических задач можно считать перспективными?

2. Назначение состава и принцип действия спектрофотометрического стенда для измерения концентрации озона и каковы его потенциальные функциональные возможности?

3. Перечислите основные способы получения озона и укажите на каком типе разряда построен газоразрядный генератор озона, входящий в состав спектрофотометрического стенда?

4. Роль дифракционных приборов МУМ-2 и ДФС-452 в измерительном тракте спектрофотометра.

5. Наличие каких источников излучения необходимо для настройки и калибровки спектрофотометра стенда для измерения концентрации озона? Сформулируйте требования, предъявляемые к ФЭУ и спектральной лампе.

6. Какие технические требования необходимо установить для оптических элементов измерительного тракта спектрофотометра и чем они обусловлены?

7. Какие методы определения содержания озона в газообразных технологических средах вы знаете, каковы их достоинства и недостатки?

8. Почему определение содержания озона производится в полосе поглощения Хартли и какие приемники излучения для этого наиболее пригодны?

9. Опишите методику определения концентрации O_3 на выходе из газоразрядного генератора. Чем определяются границы диапазона измеряемой величины?

10. Поясните, как проводилась съемка спектрограммы поглощения озоновоздушной смеси, представленной на рис 7.

11. Какими факторами может быть обусловлена систематическая погрешность проводимых измерений концентрации озона? Пути компенсации систематической погрешности.

12. Почему при проведении абсорбционного спектрофотометрического анализа рекомендуется применять модулированные оптические пучки и каковы должны быть технические характеристики

оптического модулятора, установленного в измерительный тракт спектрофотометра данного стенда?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Филиппов Ю.В., Вобликова В.А., Пантеев В.И. Электросинтез озона. – М.: Изд-во МГУ, 1987. – 237с.
2. Разумовский С.Д. Кислород – элементарные формы и свойства. – М.: Химия, 1979. – 304с.
3. Орлов В.А. Озонирование воды. – М.: Стройиздат, 1984. – 124с.
4. Разумовский С.Д., Зайков Г.Е. Озон и его реакции с органическими соединениями. – М.: Химия, 1974. – 322с.
5. Техника озонотерапии. Методические рекомендации. – Нижний Новгород: НТФ “Вагант”, 1991. – 15с.
6. Пионеры ракетной техники: Кибальчич, Циолковский, Цандер, Кондратюк / Под ред. Б.Н. Воробьева. – М.: Наука, 1964. – 672с.
7. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С. – М.: Энергоиздат, 1991. – 1231с.
8. Перегуд Е.А., Быховская М.С., Гернет Е.В. Быстрые методы определения вредных веществ в воздухе. – М.: Химия, 1970. – 358с.
9. Яворский Б.М., Детлав А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1980. – 512с.
10. Бочкова О.П., Шрейдер Е.Я. Спектральный анализ газовых смесей. – М.: ГИТТЛ, 1955. – 183с.
11. Оптические измерения / А.М. Борбат, И.С. Горбань, Б.А. Охрименко и др. – Киев: Техника, 1967. – 420с.
12. Алексеев М.Д., Баранчиков М.Л. Приемники оптического излучения. Справочник. – М.: Радио и связь, 1987. – 296с.
13. Зайдель А.Н., Шрейдер Е.Я. Спектроскопия вакуумного ультрафиолета. – М.: Наука, 1967. – 472с.
14. Калинин А.В., Козлов М.В., Панюшкин В.В. Экспериментальное исследование характеристик высокочастотного поверхностного разряда // Известия АН: Энергетика. – 1993. № 4. – С. 45-51.
15. Лунин В.В., Попович М.П., Ткаченко С.Н. Физическая химия озона. – М.: МГУ, 1998. – 480с.
16. Самойлович В.Г., Гибалов В.И., Козлов К.В. Физическая химия барьерного разряда. – М.: Изд-во МГУ, 1989. – 176с.

Учебное издание

ЛАЗЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Часть 2

Составители: *Журавлев* Олег Анатольевич,
Захаров Валерий Павлович,
Ивченко Алексей Викторович,
Кислицев Александр Васильевич,
Марков Владимир Петрович

Редактор Л. Я. Чегодаева
Корректор Л. Я. Чегодаева

Подписано в печать 08.04.2004 г. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 6,26. Усл. кр.-отт. 6,36. Уч.-изд. л. 6,75.
Тираж 200 экз. Заказ

Самарский государственный аэрокосмический
университет им. академика С. П. Королева.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.
Самарский научный центр Российской академии наук.
443001 Самара, Студенческий переулок, 3А.

Самарский научный центр Российской академии наук.
443001 Самара, Студенческий переулок, 3А.