


Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук
(ОИВТ РАН)

Принято на Ученом совете
ОИВТ РАН

Протокол № 5 от 21.06.2022

«**Утверждаю**»
Директор ОИВТ РАН
академик Петров О.Ф.
« 21 июня 2022 год



РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

дисциплины «**Физико-химические процессы в газоразрядной плазме**»

направление подготовки: **03.06.01 Физика и астрономия**
(специальность – 1.3.9 Физика плазмы)

Квалификация

Исследователь. Преподаватель-исследователь

Москва- 2022

1. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИСЦИПЛИНЫ

Целью освоения дисциплины «Физико-химические процессы в газоразрядной плазме» является изучение способов создания газовых разрядов, экспериментальных и теоретических методов исследования физико-химических процессов, как в равновесной, и в неравновесной плазме, и применение полученных знаний при создании и применении газоразрядных технологий.

Задачами данного курса являются:

- изучение методов создания равновесной и неравновесной плазмы с заданными параметрами с помощью газовых разрядов различных типов;
- ознакомление с научными основами применения газоразрядной плазмы в технологических процессах и в исследовательских целях;
- ознакомление с физико-техническими требованиями к методам создания плазмы для практических применений, изучение основных принципов использования физико-химических процессов для диагностики плазмы и при развитии технологий;
- формирование у аспирантов способности использовать полученные знания при применении современных плазменных технологий, умение планировать исследования плазмы в широком диапазоне температур и давлений.

2. МЕСТО ДИСЦИПЛИНЫ В СТРУКТУРЕ ООП АСПИРАНТУРЫ

Дисциплина «Физико-химические процессы в газоразрядной плазме» относится к вариативной части цикла Б1.В.ОД.1 кода УЦ ООП и принадлежит к типу «b» по характеру освоения, т.е. должна быть освоена аспирантом обязательно, но не обязательно в период обучения, отмеченный в базовом учебном плане. убрать?

3. УРОВЕНЬ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

Подготовка научных и научно-педагогических кадров в аспирантуре.

4. ГОД И СЕМЕСТР ОБУЧЕНИЯ (если есть)

Второй год, третий и четвертый семестры обучения.

5. ОБЪЁМ УЧЕБНОЙ НАГРУЗКИ И ВИДЫ ОТЧЁТНОСТИ.

Вариативная часть, в т.ч.:	<u>6</u> зач. ед.
лекции	<u>43</u> часов
Семинары и практические занятия	<u>65</u> часов
лабораторные работы	<u>нет</u> часов
индивидуальные занятия с преподавателем	<u>нет</u> часов
Самостоятельные занятия	<u>108</u> часов
ВСЕГО	6 зач. ед., 216 часов

6. КОНКРЕТНЫЕ ЗНАНИЯ, УМЕНИЯ И НАВЫКИ, ФОРМИРУЕМЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОСВОЕНИЯ ДИСЦИПЛИНЫ

В результате освоения дисциплины «Физико-химические процессы в газоразрядной плазме» обучающийся должен:

1. Знать:

- основные элементарные процессы в плазме;
- процессы взаимодействия постоянного и переменного электрических полей с электронами плазмы;
- основные требования к физико-химическим процессам в плазме при их практическом использовании;
- основы диагностики газоразрядной плазмы;
- основные типы газовых разрядов, получаемых в лабораторных условиях;
- способы получения равновесной и неравновесной плазмы;
- особенности электрического пробоя в электрических полях различной частоты;
- методы определения параметров плазмы из электрических характеристик газовых разрядов;
- теоретические методы расчета параметров газоразрядной плазмы;
- практические требования к газовым разрядам и принципы использования их в технологиях.

2. Уметь:

- определять какие физико-химические процессы существенны при использовании газового разряда в приложениях;
- пользоваться своими знаниями для выбора параметров газовых разрядов в исследовательских, прикладных и технологических задачах;
- уметь выбирать методы диагностики при исследовании плазмы газовых разрядов;
- делать правильные выводы из сопоставления результатов теории и эксперимента;
- производить численные оценки параметров газоразрядной плазмы по порядку величины;
- видеть в задачах использования плазмы основные физико-химические процессы, определяющие эффективность газовых разрядов;
- осваивать теоретические подходы к исследованию плазмы и новые экспериментальные методики;
- работать на современном, в том числе и уникальном экспериментальном оборудовании;
- эффективно использовать информационные технологии и компьютерную технику для достижения необходимых теоретических и экспериментальных результатов.

3. Владеть:

- навыками работы с литературой по плазме и газовому разряду;
- навыками самостоятельной работы в лаборатории, в библиотеке и Интернете;
- культурой постановки и проведения эксперимента при использовании газового разряда;
- навыками выбора методов диагностики газоразрядных процессов;
- навыками грамотной обработки результатов экспериментов и сопоставления с теоретическими и литературными данными;
- практикой исследования и решения теоретических и прикладных задач;
- навыками оценки параметров плазмы и скорости основных физико-химических процессов в газовом разряде.

7. СТРУКТУРА И СОДЕРЖАНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

Структура дисциплины

Перечень разделов дисциплины и распределение времени по темам:

№ темы и название	Количество часов
1. Процессы на электродах газовых разрядов	16
2. Электрический пробой газа	38
3. Газоразрядные методы генерации плазмы	36
4. Излучательные процессы в газоразрядной плазме	20
5. Физические основы методов диагностики газоразрядной плазмы	18
6. Плазмохимические процессы в плазме	26
7. Газоразрядные лазеры	28
8. Частицы в плазме	16
9. Неустойчивости газоразрядной плазмы	18
ВСЕГО (часов)	216

Вид занятий

Лекции:

№ п.п.	Темы	Трудоёмкость (количество часов)
1	Работа выхода электронов из твердого тела. Эффект Шоттки. Эмиссия электронов из твердых тел (автоэлектронная, термоавтоэлектронная). Взрывная эмиссия.	1
2	Взаимодействие частиц с поверхностью твердых тел. Вторичная эмиссия под действием ионов (потенциальная и кинетическая). Катодное распыление частиц твердого тела.	1
3	Пробой газа. Ионизация и пробой в постоянном поле. Таунсендовский механизм пробоя. Коэффициент Таунсенда. Электронная лавина. Искажение поля пространственным разрядом. Размножение зарядов через вторичную эмиссию. Потенциал зажигания. Кривые Пашена. Постановка задачи о пробое на основе кинетического уравнения.	2
4	Стримерный пробой. Условия перехода от одиночной лавины к стримеру. Модель самоподдерживающегося стримера.	2
5	Пробой при высоком перенапряжении. Эффект непрерывного ускорения электронов. Волны ионизации. Пробой в электротрицательных газах. Газовые изоляторы (элегаз).	2
6	Пробой в СВЧ-поле. Набор энергии электронов в переменном электрическом поле. СВЧ-пробой при низких и высоких давлениях. Оптический пробой. Многофотонная ионизация. Постановка задачи о пробое на основе кинетического уравнения.	2
7	Дуговые разряды. Положительный столб дуги постоянного тока. Каналовая модель. Распределение температуры и плотности тока. Температура плазмы и ВАХ столба дуги высокого давления.	2
8	Тлеющий разряд. Общая структура и внешний вид. Катодный слой. Положительный столб. Теория Шоттки. Электронная	2

	температура. Влияние нагрева газа на ВАХ. Пауза свечения тлеющего разряда после возбуждения наносекундным импульсом.	
9	Коронный разряд. Распределение поля в короне в простейших случаях. Перенос тока за пределами области размножения и ВАХ. Начальные напряжения короны. Особенности короны в электроотрицательных газах. Потери на корону в высоковольтных линиях. Прерывистая корона. Газовый разряд как способ очистки выбросов в энергетике.	2
10	ВЧ – разряд емкостного типа. Режимы работы. ВЧ-разряд индуктивного типа. Баланс энергии. Модель металлического цилиндра. Температура плазмы. СВЧ – разряд. Непрерывный оптический разряд. Обеспечение стационарного состояния плазмы в условиях поглощения лазерного излучения. Связь параметров плазмы с вкладываемой мощностью.	2
11	Типы радиационных переходов. Связь между коэфф. поглощения, вынужденного и спонтанного испускания. Тормозное излучение электронов. Рекомбинационное излучение. Поглощение в непрерывном спектре.	2
12	Сечение фотоионизации. Излучение спектральных линий. Уширение линий. Естественная ширина и форма линии. Столкновительное уширение. Тепловое движение атомов. Эффект Штарка. Сдвиг границы серии. Селективное поглощение.	2
13	Спектральные методы. СВЧ – диагностика плазмы. Зондовые методы. Лазерная диагностика.	2
14	Распространение электромагнитных волн через плазму. Использование плазмы для отражения и поглощения электромагнитного излучения	1
15	Синтез озона в барьерном разряде. Эффективность диссоциации кислорода электронным ударом. Конверсия атомарного кислорода в озон. Интегральная модель озонатора. Синтез озона в криогенном наносекундном разряде.	2
16	Неравновесные плазмохимические процессы. Принципиальная схема очистки дымовых газов от окислов азота и серы радиационно-плазмохимическими методами. Получение и прямые каналы использования активных радикалов. Факторы, определяющие энергетическую эффективность. Применение стримерной короны для очистки продуктов сгорания.	2
17	Упрощенная кинетическая схема при газоразрядной очистке газов от токсичных примесей. Диссоциация CO_2 в неравновесной плазме. Физическая кинетика диссоциации CO_2 через колебательное возбуждение основного электронного состояния.	2
18	Газоразрядные CO_2 -лазеры. Оптимальный состав газа. Связь параметров разряда с выходными характеристиками. Допустимые энергозатраты. Методы повышения выходной мощности непрерывных CO_2 -лазеров. Системы с прокачкой газа. Электроионизационные лазеры.	2
19	Лазеры на самоограниченных переходах. Перспективные рабочие тела, азотный лазер, лазер на парах меди. Кинетические схемы.	2

20	Экимерные лазеры. Физические процессы и кинетическая модель. Оптимальные составы рабочего тела и методы возбуждения.	2
21	Диффузионная зарядка частицы. Зарядка частиц в электрическом поле. Максимальная величина заряда частицы.	2
22	Дрейф заряженных частиц в поле. Эффективность электростатического фильтра на основе коронного разряда.	1
23	Неустойчивости тлеющего разряда. Контракция положительного столба. Неустойчивость плазмы. Общий феноменологический подход. Дестабилизирующие факторы: ступенчатая ионизация, нагрев газа, метастабильные состояния.	2
24	Ионизационная перегревная неустойчивость положительного столба тлеющего разряда. Факторы стабилизации: электронный пучок, импульсный разряд.	1
ВСЕГО (часов)		43 часов

Практические занятия:

№ темы и название	Количество часов
1. Процессы на электродах газовых разрядов	4
2. Электрический пробой газа	12
3. Газоразрядные методы генерации плазмы	12
4. Излучательные процессы в газоразрядной плазме	6
5. Физические основы методов диагностики газоразрядной плазмы	5
6. Плазмохимические процессы в плазме	9
7. Газоразрядные лазеры	9
8. Частицы в плазме	5
9. Неустойчивости газоразрядной плазмы	3
ВСЕГО (часов)	65

Самостоятельная работа:

№ п.п.	Темы	Трудоёмкость (количество часов)
1	- изучение теоретического курса – выполняется самостоятельно каждым аспирантом по итогам каждой из лекций, результаты контролируются преподавателем на лекционных занятиях, используются конспект (электронный) лекций, учебники, рекомендуемые данной программой, методические пособия.	24 часов
2	- решение задач по заданию преподавателя – решаются задачи, выданные преподавателем по итогам	66 часов

	лекционных занятий и сдаются в конце семестра, используются конспект (электронный) лекций, учебники, рекомендуемые данной программой, а также сборники задач, включая электронные, учебно-методические пособия.	
3	Подготовка к экзамену	18 часа
ВСЕГО (часов)		108 часов

Содержание дисциплины

№ п/п	Название модулей	Разделы и темы лекционных занятий	Содержание	Объем	
				Аудиторная работа (часы)	Самостоятельная работа (часы)
1	I ПРОЦЕССЫ НА ЭЛЕКТРОДАХ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ	Эмиссия электронов из твердых тел	Работа выхода электронов из твердого тела. Эффект Шоттки. Эмиссия электронов из твердых тел (автоэлектронная, термоавтоэлектронная). Взрывная эмиссия.	3	5
2		Вторичная эмиссия	Взаимодействие частиц с поверхностью твердых тел. Вторичная эмиссия под действием ионов (потенциальная и кинетическая). Катодное распыление частиц твердого тела.	3	5
3	II ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ГАЗА	Общие сведения о пробое в газе	Пробой газа. Ионизация и пробой в постоянном поле. Таунсендовский механизм пробоя. Коэффициент Таунсенда. Электронная лавина. Искажение поля пространственным разрядом. Размножение зарядов через вторичную эмиссию. Потенциал зажигания. Кривые Пашена. Постановка задачи о пробое на основе кинетического уравнения.	5	3
4		Стримерный пробой	Стримерный пробой. Условия перехода от одиночной лавины к стримеру. Модель самоподдерживающегося стримера.	5	3
5		Пробой при высоком перенапряжении	Пробой при высоком перенапряжении. Эффект непрерывного ускорения электронов. Волны ионизации. Пробой в электротрицательных газах. Газовые изоляторы (элегаз).	5	6

6		СВЧ-пробой	Пробой в СВЧ-поле. Набор энергии электронов в переменном электрическом поле. СВЧ-пробой при низких и высоких давлениях. Оптический пробой. Многофотонная ионизация. Постановка задачи о пробое на основе кинетического уравнения.	5	6
7	III ГАЗОРАЗРЯДНЫЕ МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ И ПЛАЗМЫ	Дуговые разряды	Дуговые разряды. Положительный столб дуги постоянного тока. Каналовая модель. Распределение температуры и плотности тока. Температура плазмы и ВАХ столба дуги высокого давления.	5	4
8		Тлеющий разряд	Тлеющий разряд. Общая структура и внешний вид. Катодный слой. Положительный столб. Теория Шоттки. Электронная температура. Влияние нагрева газа на ВАХ. Пауза свечения тлеющего разряда после возбуждения наносекундным импульсом.	5	4
9		Коронный разряд	Коронный разряд. Распределение поля в короне в простейших случаях. Перенос тока за пределами области размножения и ВАХ. Начальные напряжения короны. Особенности короны в электроотрицательных газах. Потери на корону в высоковольтных линиях. Прерывистая корона. Газовый разряд как способ очистки выбросов в энергетике.	5	4
10		ВЧ-разряд и СВЧ-разряд	ВЧ – разряд емкостного типа. Режимы работы. ВЧ-разряд индуктивного типа. Баланс энергии. Модель металлического цилиндра. Температура плазмы. СВЧ – разряд. Непрерывный оптический разряд. Обеспечение стационарного состояния плазмы в условиях поглощения лазерного излучения. Связь параметров плазмы с вкладываемой мощностью.	5	4
11	IV ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ	Типы радиационных переходов,	Типы радиационных переходов. Связь между коэфф. поглощения, вынужденного и спонтанного испускания. Тормозное	5	5

	В ГАЗОРАЗРЯ ДНОЙ ПЛАЗМЕ	испускание и поглощение	излучение электронов. Рекомбинационное излучение. Поглощение в непрерывном спектре.		
12		Уширение спектральных линий	Сечение фотоионизации. Излучение спектральных линий. Уширение линий. Естественная ширина и форма линии. Столкновительное уширение. Тепловое движение атомов. Эффект Штарка. Сдвиг границы серии. Селективное поглощение.	5	5
13	V ФИЗИЧЕСК ИЕ ОСНОВЫ МЕТОДОВ ДИАГНОСТ ИКИ ГАЗОРАЗРЯ ДНОЙ ПЛАЗМЫ	Диагностика плазмы	Спектральные методы. СВЧ – диагностика плазмы. Зондовые методы. Лазерная диагностика.	5	5
14		Электромагнитные волны в плазме	Распространение электромагнитных волн через плазму. Использование плазмы для отражения и поглощения электромагнитного излучения	3	5
15	VI ПЛАЗМОХИ МИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ	Синтез озона в разряде	Синтез озона в барьерном разряде. Эффективность диссоциации кислорода электронным ударом. Конверсия атомарного кислорода в озон. Интегральная модель озонатора. Синтез озона в криогенном наносекундном разряде.	5	4
16		Очистка газов от окислов	Неравновесные плазмохимические процессы. Принципиальная схема очистки дымовых газов от окислов азота и серы радиационно-плазмохимическими методами. Получение и прямые каналы использования активных радикалов. Факторы, определяющие энергетическую эффективность. Применение стримерной короны для очистки продуктов сгорания.	5	4
17		Газоразрядная очистка газов от токсичных примесей	Упрощенная кинетическая схема при газоразрядной очистке газов от токсичных примесей. Диссоциация CO_2 в неравновесной плазме. Физическая кинетика диссоциации CO_2 через колебательное возбуждение основного электронного состояния.	5	3

Типовые контрольные задания или иные материалы, необходимые для оценки результатов обучения

Тестовое задание

№ вопроса п/п	Вопрос	Вариант ответа	Верный вариант ответа
1.	Какова размерность ионизационного коэффициента Таунсенда α ?	Сек ⁻¹	см ⁻¹
2	Условие стримерного пробоя газового промежутка с расстоянием d .	$\alpha d = 1$	$\alpha d = 16-18$
3	Каков механизм эмиссии электронов с катода в тлеющем разряде	Автоэлектронная эмиссия	Вторичная эмиссия при потенциальном вырывании электронов ионами
4	Какова типичная температура электронов в тлеющем разряде в положительном столбе?	10-15 эВ	1-5 эВ
5	Какой коэффициент диффузии больше: коэффициент амбиполярной диффузии ионов или коэффициент свободной диффузии ионов?	Коэффициент свободной диффузии ионов.	Коэффициент амбиполярной диффузии ионов.
6	Увеличивается или уменьшается инкремент ионизационной неустойчивости в тлеющем разряде с повышением давления?	Остается постоянным	Увеличивается
7	Падающая или возрастающая ВАХ дугового разряда?	Возрастающая	Падающая
8	Что такое эффект Шоттки	Ограничение тока эмиссии электронов из твердого тела благодаря объемному заряду	Уменьшение работы выхода электронов из твердого тела, благодаря электрическому полю
9	Минимальная энергетическая цена образования озона в газовом разряде	10 эВ	4,5 эВ

10.	Как зависит заряд частицы от диаметра частицы при диффузионной зарядке ионами?	Определяется квадратам диаметра частицы	Пропорционален диаметру частицы.
11.	Уменьшают или увеличивают напряжение зажигания короны заряженные частицы в газе	Уменьшают	Увеличивают
12.	Какова характерная длина пробега фотонов при поглощении в непрерывном спектре в газоразрядной плазме?	Менее 1 см	Более 1 м
13.	Каков характер спектральной линии при ее доплеровском уширении?	Лоренцовый контур	Гауссовый контур
14.	Какое сечение больше: сечение ионизации атома электронным ударом или сечение фотоионизации	Они равны	Сечение ионизации электронным ударом
15.	Что определяет уравнение Бибермана Холстейна?	Длину пробега резонансных фотонов	Концентрацию атомов в возбужденном состоянии
16.	Чем определяется максимальное значение электрического поля в стримере?	Прикладываемым напряжением.	Составом газа.
17.	Каков разряд более эффективен для удаления оксидов азота и серы из продуктов сгорания?	Дуговой разряд	Стримерная корона
18.	Что такое реактивная теплопроводность плазмы?	Перенос тепла за счет излучения	Перенос тепла за счет диссоциации или ионизации атомов и молекул газа.
19.	При каком условии минимальное значение электрического поля для СВЧ пробоя?	Частота поля намного больше частоты ухода электронов из объема.	Частота поля равна частоте столкновения электронов с атомами и молекулами
20.	Характерная скорость дрейфа заряженных	1 м/сек	5 см/сек

	частиц в электрофилт্রে.		
21.	Где больше величина катодного падения напряжения: в тлеющем разряде или в дуговом.	Они равны	В тлеющем.
22.	Зависит ли коэффициент поглощения на заданном спектральном переходе от давления газа и когда?.	Не зависит	Зависит, когда давление приводит к уширению спектральных линий

10.2.2. Перечень контрольных вопросов для сдачи экзамена:

1. Одиночная электронная лавина. Искажение внешнего поля объемным зарядом.
2. Таунсендовский механизм пробоя. Коэффициент Таунсенда.
3. Кривые Пашена.
4. Закон нарастания тока при таунсендовском механизме пробоя.
5. Стримерный механизм пробоя.
6. Самораспространение стримера. Модель Даусона и Вина.
7. СВЧ-пробой. Набор энергии электрона в переменном электрическом поле, влияние столкновений.
8. Теория СВЧ пробоя при низких и высоких давлениях.
9. Оптический пробой. Влияние давления газа и длины волны лазерного излучения. Пробой воздуха при атмосферном давлении.
10. Оптический пробой при низких давлениях. Многофотонная ионизация.
11. Вторичная эмиссия. Потенциальное вырывание электронов.
12. Тлеющий разряд. Общая структура.
13. Напряженность электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда. Правила подобия.
14. Тлеющий разряд. Баланс энергии электронов и связь температуры электронов с величиной поля.
15. Тлеющий разряд. Температура электронов в тлеющем разряде, связь с давлением и радиусом трубки.
16. Катодный слой тлеющего разряда. Нормальная плотность тока.
17. Влияние нагрева газа на ВАХ тлеющего разряда.
18. Стабилизирующие и дестабилизирующие процессы в тлеющем разряде.
19. Характерные времена процессов в тлеющем разряде.
20. Факторы неравновесности плазмы: отрыв температуры электронов, выход излучения из плазмы.
21. Факторы неравновесности плазмы: амбиполярная диффузия, нарушение ионизационного равновесия.
22. Пауза свечения тлеющего разряда после возбуждения плазмы высоковольтным импульсом.
23. Ионизационно-перегревная неустойчивость положительного столба тлеющего разряда. Расчет инкремента неустойчивости.
24. Ионизационно-перегревная неустойчивость положительного столба тлеющего разряда в молекулярном газе.
25. Стабилизация разряда электронным пучком и высоковольтными импульсами.

26. Дуговой разряд. Уравнение баланса энергии для цилиндрического канала.
27. Реактивная теплопроводность плазмы.
28. Дуговой разряд. Каналовая модель.
29. Температура плазмы в дуге. ВАХ столба дуги.
30. ВЧ – разряд емкостного типа. Режимы работы.
31. ВЧ-разряд индуктивного типа.
32. Непрерывный оптический разряд.
33. Постановка задачи о пробое на основе кинетического уравнения.
34. Расчет частоты ионизации при учете неупругих потерь на основе кинетического уравнения.
35. Эмиссия электронов из твердых тел (автоэлектронная, термоавтоэлектронная).
36. Эмиссия электронов из твердых тел (эффект Шоттки, термоэлектронная эмиссия)
37. Синтез озона в барьерном разряде. Эффективность диссоциации кислорода электронным ударом.
38. Синтез озона в барьерном разряде. Конверсия атомарного кислорода в озон.
39. Синтез озона в барьерном разряде. Интегральная модель озонатора.
40. Диффузионная зарядка частиц в плазме.
41. Предельный заряд частицы.
42. Зарядка частиц в электрическом поле.
43. Коронный разряд. Напряжение зажигания.
44. ВАХ короны.
45. Влияние заряда частиц на ВАХ короны.
46. Дрейф заряженных частиц в поле. Эффективность электростатического фильтра.
47. Обратная корона. Гистерезис ВАХ короны.
48. Применение неравновесной плазмы для очистки газов от оксидов азота и серы. Принципы очистки. Энергетические затраты.
49. Применение газоразрядной плазмы для очистки газов. Упрощенная кинетическая модель.
50. Применение стримерной короны для очистки газов.
51. Диссоциация CO_2 в неравновесной плазме.
52. Математическая модель стримера.
53. Правила подобия для стримера.
54. Типы радиационных переходов.
55. Связь между коэффициентами поглощения, вынужденного и спонтанного испускания для тормозного излучения.
56. Тормозное излучение электронов при столкновении с атомами и ионами.
57. Рекомбинационное излучение
58. Поглощение излучения в непрерывном спектре.
59. Сечение фотоионизации.
60. Излучение спектральных линий.
61. Механизмы уширения спектральных линий. Сдвиг границы серии.
62. Коэффициент поглощения на заданном спектральном переходе.
63. Уравнение Бибермана-Холстейна
64. Выход резонансного излучения из газового объема.
65. Газоразрядные CO_2 -лазеры.
66. Лазеры на самоограниченных переходах.
67. Распространение электромагнитных волн через плазму. Использование плазмы для отражения и поглощения электромагнитного излучения

1. Одиночная электронная лавина. Искажение внешнего поля объемным зарядом.

Общее число электронов и ионов, как положительных и отрицательных, возрастает по мере движения лавины по оси x согласно уравнениям: $dN_e/dx = (\alpha - a)N_e$, $dN_+/dx = \alpha N_e$,

$$dN_-/dx = \alpha N_e, \quad N_e = \exp[(\alpha - a)x], \quad N_+ = \frac{\alpha}{\alpha - a}(N_e - 1), \quad N_- = \frac{a}{\alpha - a}(N_e - 1)$$

где α и a коэффициенты ионизации и прилипания. Все новые электроны летят к аноду с скоростью $V_d = \mu_e E_0$. Диффузия приводит к расширению электронного облака по мере распространения лавины вокруг центральной точки $x_0 = V_d t$, $r = 0$. Концентрация электронов $n_e(x, r, t)$ при задается уравнением $n_e = (4\pi D_e t)^{-3/2} \exp[-\frac{(x - V_d t)^2 + r^2}{4D_e t} + (\alpha - a)V_d t]$.

Радиус лавины увеличивается в времени по характерному закону диффузии

$$r_D = \sqrt{4D_e t} = \sqrt{4 \frac{D_e x_0}{\mu_e E_0}} = \sqrt{\frac{8\epsilon x_0}{3eE_0}}, \quad \text{где } \bar{\epsilon} \text{ средняя электронов, } E_0 \text{ - создаваемое поле.}$$

Ионы остаются практически фиксированными в пространстве по мере движения лавины к аноду и их

концентрация меняется по закону $n_+(x, r, t) = \int_0^t \alpha V_d n_e(x, r, t') dt'$ Соответственно искажение

внешнего поля объемным зарядом электронов можно оценить из уравнения $E = eR^{-2} \exp[\alpha(E_0)x] \approx E_0$, где R - радиус лавины в фиксированный момент времени, x - длина распространения лавины.

2. Таунсендовский механизм пробоя. Коэффициент Таунсенда

Пусть $i = i_0 = eN$ - фототок на катоде в плоском промежутке. Если нет вторичной эмиссии на аноде будет ток $i = i_0 \exp(\alpha d)$, где α - коэффициент Таунсенда. Каждый электрон в объеме производит $\exp(\alpha d) - 1$ ионов, которые приходят на катод. То есть мы имеем на катоде ток $i = i_0 + i_0(\exp(\alpha d) - 1)$ в стационарных условиях. Если возникает вторичная эмиссия на катоде, то каждый из $(\exp(\alpha d) - 1)$ ионов рождает γ_i электронов. Тогда ток электронов на катоде

$i_1 = i_0 + \gamma_i i_0 [\exp(\alpha d) - 1]$, а ток на аноде будет определяться формулой

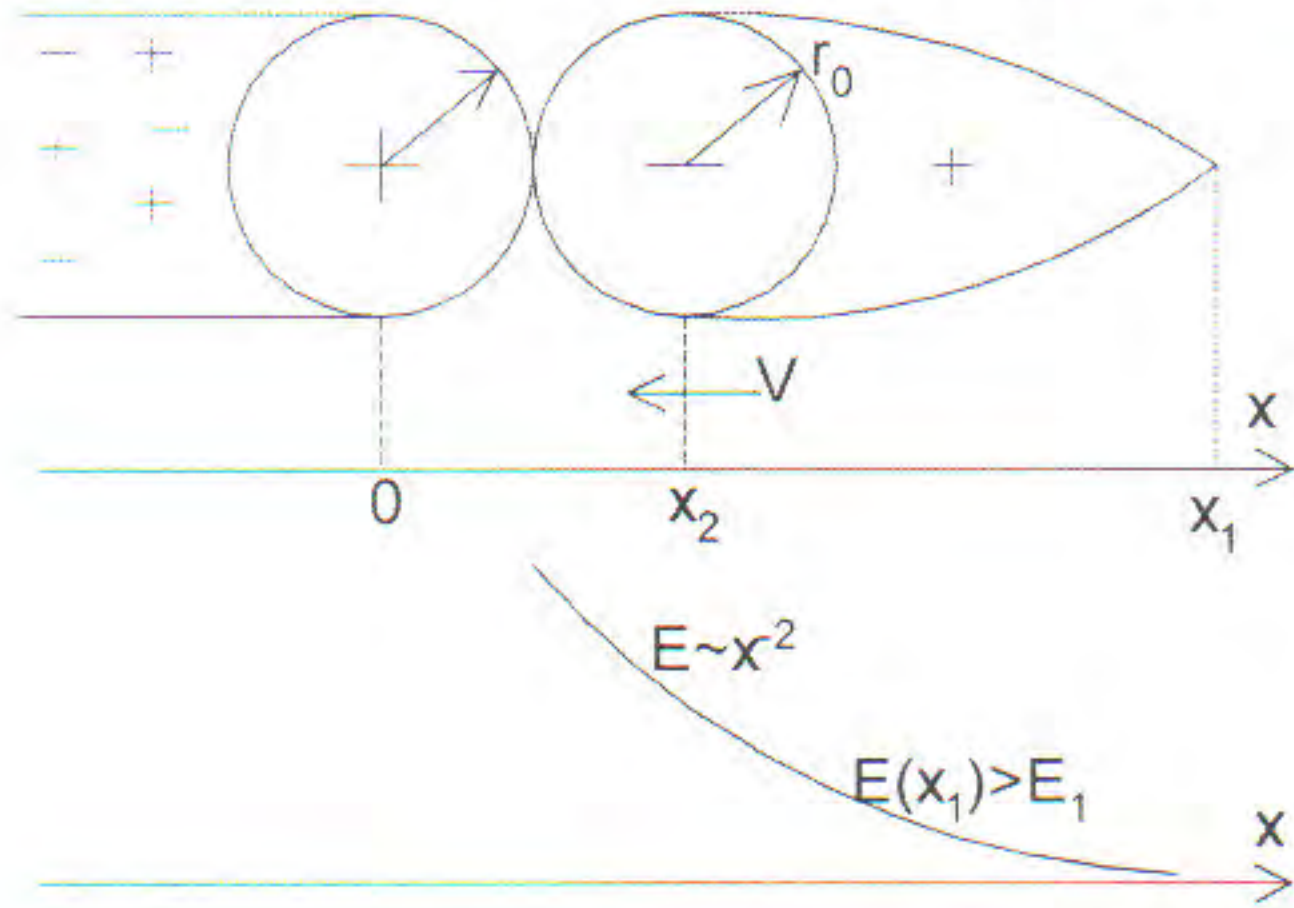
$$i = i_1 e^{\alpha d} = i_0 e^{\alpha d} / [1 - \gamma_i (e^{\alpha d} - 1)]$$

Условия $\alpha d = \ln(\frac{1}{\gamma_i} + 1)$ и $\gamma_i (e^{\alpha d} - 1) = 1$ определяют условие возникновения самостоятельного

разряда и являются критерием пробоя плоского промежутка с расстоянием между электродами d в однородном электрическом поле $E = V/d$. Процесс при этом в разрядном промежутке обеспечивает воспроизводство электронов, без посторонней помощи. Один электрон, испускаемый катодом, производит $\gamma_i (e^{\alpha d} - 1)$ ионов, которые, попав на катод, выбивает каждый γ_i электронов. Один первичный электрон замещается одним вторичным электрона при условии $(\gamma_i (e^{\alpha d} - 1) = 1)$.

Переход к самостоятельному разряду может быть интерпретировано как начало пробоя, согласно Таунсенду.

5. Самораспространение стримера. Модель Даусона и Вина.



Пусть фотоэлектрон, что инициирует развитие лавины, образуется на расстоянии x_1 от центра положительной сферы в головной части стримера в направлении движения. Электронная лавина развивается в поле $E = eN_+ / x^2$, где N_+ число ионов в головке стримера. Число электронов образующихся в точке x_2 равно

$N_e = \exp \int_{x_1}^{x_2} \alpha dx$. Пусть радиус лавины r_d увеличивается по диффузионному закону

$$dr_d^2 / dt \approx 4D_e, \quad r_d(x_2) = \left\{ \int_{x_1}^{x_2} 4 \frac{D_e / \mu_e}{E(x)} dx \right\}^{1/2}.$$

Чтобы процесс движения стримера был непрерывным и устойчивым необходимы условия: $x_2 = r_0 + r_d$, число зарядов в головке стримера и лавины были одинаковы, и чтобы их радиусы совпадали: $N_e = N_+$, $r_d = r_0$. Необходимо также чтобы поле в точке x_1 $E(x_1) > 30$ kV/cm. Самоподдерживающийся процесс в воздухе возможен, если длина $x_1 = 2 \times 10^{-2}$ см, число ионов в стримера $N_+ \approx 10^8$, радиус стримера $r_0 \approx 2.7 \times 10^{-3}$ см.

7. СВЧ-пробой. Набор энергии элетктрона в переменном электрическом поле, влияние столкновений.

Характерная частота СВЧ поля $10^9 - 10^{11}$ Гц, длина волны $\lambda = 1 - 100$ см. Пробой в воздухе происходит при $E_0 = 500$ В/см когда $f = 3$ ГГц, а $\omega = 1.9 \cdot 10^9$ рад/с и давление $p = 1$ торр

Сделаем оценку энергии электронов, не учитывая их столкновения, проведя интегрирование уравнения движения:

$$m \frac{dV}{dt} = -eE_0 \sin \omega t$$

$$V = \frac{eE_0}{m\omega} \cos \omega t + V_0$$

$$r = \frac{eE_0}{m\omega^2} \sin \omega t + V_0 t$$

Колебательная энергия электронов вычисляется согласно выражению $\epsilon_{vibr} = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega^2}$. Оценка для

пробивного поля дает энергию электронов 0,33 эВ. Это значительно ниже потенциала ионизации. Необходимо учитывать столкновения электронов с молекулами и атомами В этом случае уравнения движения записывается в векторном виде..

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -m v_m \vec{V} - e \vec{E}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$$

$$\vec{V} = -i \frac{e \vec{E}}{m(\omega + i\nu_m)} + \vec{V}_0$$

Изменение энергии электронов в этом случае будет определяться работой поля:

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_E = -e \langle \vec{E} \vec{V} \rangle = \frac{e^2 E_0^2 \nu_m}{2m(\omega^2 + \nu_m^2)}$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение по периоду колебаний. Изменение энергии электронов при потерях

энергии при упругих столкновениях выглядит следующим образом: $\frac{d\varepsilon}{dt} = \left[\frac{e^2 E^2}{m(\omega^2 + \nu_m^2)} - 2 \frac{m}{M} \varepsilon \right] \nu_m$

17. Влияние нагрева газа на ВАХ тлеющего разряда.

Примем для простоты, что система находится при постоянном давлении. При постоянном

давлении плотность газа ниже в регионах с более высокой температурой. Так частота

ионизации является сильной функцией E/N , необходимо уменьшать электрическое поле при

нагреве газа, чтобы соблюсти баланс между ионизацией и диффузией электронов на стенки.

То есть если $p = NkT = const$ то $E/N \sim ET = const$. При таких условиях, например при преобладании

молекулярной теплопроводности, вольт-амперная характеристика становится падающей

согласно уравнению $j/j_0 = (E_0/E)^{3/2} (E_0/E - 1)$, где E_0 поле в разряде при протекании

минимального тока (когда $j \rightarrow 0$), а параметр $j_0 = N_0 c_{pl} T_0 \nu_{T,F} / E_0$ определяется плотностью газа, теплоемкостью, температурой при минимальном нагреве, частотой вывода тепла.

21. Факторы неравновесности плазмы: амбиполярная диффузия, нарушение ионизационного равновесия.

Если ионизации атома происходит электронным ударом $e + A \rightarrow e + A^+ + e$ и удаления электронов из

объема контролируется путем диффузии к стенкам нарушается ионизационное равновесие.

Когда плазма изначально создается внутри разрядной, более подвижные электроны первыми

достигают поверхности и создают отрицательный заряд. Отрицательный заряд на стене

становится достаточно большим, чтобы увеличить поток ионов из плазмы. Когда потоки

электронов и ионов к изолированной стенке равны, плазма достигает устойчивое состояние.

Коэффициент диффузии, описывающий это состояние, называется коэффициентом амбиполярной диффузии, его можно найти следующим образом. Поток электронов и ионов по

нормали к поверхности задается выражениями

$$\Gamma_e = -n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e$$

$$\Gamma_i = +n_i \mu_i E - D_i \nabla n_i$$

где $\mu_{e,i}$ подвижность электронов и ионов. $D_{e,i}$ — диффузионные коэффициенты. В стационарном состоянии $\Gamma_e = \Gamma_i$ а условие квазинейтральности означает $n_e = n_i$. Амбиполярное поле тогда дается

выражением $E = \frac{D_i - D_e}{\mu_i - \mu_e} \frac{\nabla n}{n}$. Подставляя это амбиполярное электрическое поле в уравнение для

потоков, получаем выражение $\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma = -\frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i} \nabla n = -D_a \nabla n$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии и определяемый выражением

$D_a \equiv -\frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i}$. Рассмотрим уравнение непрерывности частиц в цилиндрически-

симметричной плазме, в такой плазме мы имеем $\nabla \cdot \Gamma = \frac{\partial n(r,t)}{\partial t}$ (*) Можно показать, что распад

плотности заряженных частиц идет по экспоненциальному закону $n(r,t) = n(r)e^{-t/\tau}$. Тогда мы

имеем из уравнения непрерывности $\nabla \cdot [D_a \nabla n(r)] = -\frac{n(r)}{\tau}$. Где τ характерное время распада

плазмы. Если коэффициент диффузии не зависит от координаты мы имеем $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial n}{\partial r}) + \frac{n}{\tau D_a} = 0$.

Если плотность электронов и ионов на оси n_0 и на стенке равна нулю $n(a)=0$, (a — радиус трубки),

то радиальный профиль дается уравнением $n(r,t) = n_0 J_0(\frac{2.405r}{a}) e^{-t/\tau}$, где J_0 функция Бесселя

нулевого порядка и время диффузии $\tau = \frac{a^2}{D_a (2.405)^2}$. Если $\tau \ll t_r$ (t_r — характерное время жизни

электронов при рекомбинации) у нас нет равновесной плазмы, так как интенсивность ионизации не равна интенсивности обратного процесса ионизации процессом обратным

23. Ионизационно-перегревная неустойчивость положительного столба тлеющего разряда. Расчет инкремента неустойчивости.

Механизм ионизационно-перегревной неустойчивости находит свое отражение в следующей замкнутой цепи причинно-следственных связей, которые могут быть запущены в любой стадии. Например, увеличение концентрации электронов приводит к следующей цепочке событий.

$$\delta n_e \uparrow \rightarrow \delta(jE) \uparrow \rightarrow \delta T \uparrow \rightarrow \delta N \downarrow \rightarrow \delta(E/N) \uparrow \rightarrow \delta T_e \uparrow \rightarrow \delta n_e$$

Важнейшим параметром является температура газа T , которая подчиняется уравнению баланса энергии. Согласно уравнению баланса неустойчивость развивается ($\Omega > 0$) только тогда, когда ток и тепловая мощность превышает определенный порог:

$jE > N c_{pl} T v_{T,F} / \hat{v}_T \approx (0.1 - 0.2) N c_{pl} T v_{T,F}$. В случае, когда при охлаждении преобладает молекулярная теплопроводность, для газоразрядной трубки мы имеем для частоты вывод тепла $v_T \equiv \tau_\chi^{-1} \propto p^{-1}$, и порог $(jE)_{cr}$ не зависит от давления. Так как $E/P \approx const$ пороговый ток уменьшается с давлением: Если преобладает конвективный перенос тепла, величина $(jE)_{cr}$ пропорционально давлению p и критический ток $j_{cr} \propto p^{-1}$.

Значение инкремента оценивается по формуле $\Omega = v_T^0 \hat{v}_T - v_{T,F}$. Когда скорость нагрева превышает пороговое значение, типичная величина инкремента $10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$, то есть тепловая неустойчивость развивается в течение $10^{-4} - 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

25. Стабилизация разряда электронным пучком

Пусть внешний электронный пучок производит S ионов на 1 см^3 в 1 сек в объеме. Тогда уравнение баланса для электронов запишется в виде $S + v_i [T_e(E/N)] n_e = \beta_{eff} n_e^2$, ($N = p/kT$), где второй

член в левой части частота ионизации в разряде, а член в правой части убыль электронов за счет рекомбинации.

Для пучка можно принять $S \sim N$, где N плотность газа. Теперь электронная плотность менее чувствительна к нагреванию; в пределе когда $S \gg \nu_i n_e$ и $n_e \approx \sqrt{S/\beta}$, она даже уменьшается по закону $N^{1/2} \propto T^{-1/2}$. Соответственно происходит стабилизация относительно перегретой неустойчивости так как ионизация пучком уменьшается при нагреве газа, и соответственно, для инкремента ионизационно-перегретой неустойчивости мы получаем

$$\Omega = \nu_T^0 \frac{\nu_i - S/\nu_i n_e}{1 + 2S/\nu_i n_e}$$

Если $S \gg \nu_i n_e$, то есть когда разряд не самостоятельный, пороговые значения тока и энерговклада значительно больше, чем в самоподдерживающемся разряде

26. Дуговой разряд. Уравнение баланса энергии для цилиндрического канала.

Основное уравнение для энергии для равновесной плазмы в дуговом разряде:

$$\rho C_p \frac{dT}{dt} = -\text{div} J + \sigma E^2 - \Phi, \quad J = -\lambda \nabla T$$

где ρ - плотность газа, C_p - теплоемкость, J - тепловой поток, Φ - перенос тепла за счет излучения. При $T < 10000-15000\text{K}$ и при невысоких давлениях членом Φ можно пренебречь.

Рассмотрим цилиндрический столб дуги в продольном поле E . Пусть дуга устойчиво горит в неподвижном газе, который находится в трубке радиуса R с внешним охлаждением. Электрическое поле постоянно тогда в поперечном сечении, так как $\text{rot} E = 0$.

Радиальное распределение проводимости σ , плотности тока $J = \sigma E$ и джоулевых источников тепла $jE = \sigma E^2$ [Вт/см³] определяются только распределением температуры. Предположим, что тока дуги небольшой, температура и степень ионизации не очень высокие, и электрон-атомные столкновения определяют сопротивление плазмы. Тогда $\sigma \sim n_e$ и считая что система в термодинамическом равновесии имеем для проводимости соотношение $\sigma(T) = C \exp(-I/2kT)$, $C(T) \approx \text{const}$.

Энергетический баланс в плазме при таких условиях в цилиндрической геометрии описывается согласно

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} rJ + \sigma(T) E^2 = 0; \quad J = -\lambda \nabla T, \quad \text{где } \lambda \text{ есть теплопроводность плазмы.}$$

Граничные условия для последнего уравнения записываются следующим образом::

При $r=R$, $T=T_w$, где T_w температура стенок трубки, $dT/dr=0$ at $r=0$.

Если температура плазмы много выше T_w , можно принять $T_w=0$. Величина тока дуги в

цилиндрической геометрии будет определяться уравнением: $i = E \int_0^R \sigma 2\pi r dr$

28. Дуговой разряд. Каналовая модель.

Основные положения каналовой модели дугового разряда следующие. Введем эффективный радиус r_0 проводящего канала и будем приближенно считать,

$$r > r_0 \quad \sigma_0 = 0$$

$r < r_0 \quad \sigma = \sigma(T_{\max}), T_{\max} = T(0)$, где σ - проводимость плазмы. В этом приближении ток дуги $i = \sigma_{\max} E \pi r_0^2$, где E - электрическое поле в дуге. А уравнение энергии для дуги

$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} rJ + \sigma(T) E^2 = 0$, интегрируется в промежутке $r_0 < r < R$, где R - радиус трубки, в которой

горит дуга, а J - поток тепла. Если предположить $T(0) \approx T_{\max}$ то после интегрирования получаем

$$\theta_{\max} = \frac{W}{2\pi} \ln \frac{R}{r_0}, \quad W = \frac{i^2}{\pi r_0^2 \sigma_{\max}}, \quad \theta_{\max} = \int_0^{i_{\max}} \lambda dT, \quad (2)$$

где $W=iE$ мощность выделяемая на единицу длины дуги, а θ_{\max} - максимальное значение потенциала теплового потока. Уравнение содержит три неизвестных переменных температуру на оси T_{\max} , радиус канала r_0 , поле E . Ток и радиус трубки являются внешне заданными параметрами.

36. Эмиссия электронов из твердых тел (эффект Шоттки)

Возможность протекания постоянного тока в самостоятельном разряде обеспечивается эмиссией электронов с поверхности катода. Для извлечения электрона из металла необходимо затратить энергию, минимальное значение которой называется *работой выхода*. Она зависит от состояния поверхности, ее чистоты, шероховатости, у монокристаллов меняется от грани к грани в пределах 1 В. Энергию связи электрона в металле $e\phi$ можно трактовать как работу $e^2/4a$ против притягивающей силы изображения e/r^2 , которую нужно затратить при удалении электрона с расстояния a порядка межатомного расстояния на бесконечность. Если имеется внешнее вытягивающее поле E , на электрон действует суммарная сила $F = e^2/4r^2 - eE$. Начиная с расстояния $r = (e/4E)^{1/2}$, где $F = 0$, и дальше внешнее вытягивающее воздействие превышает силу притяжения к поверхности. Значит, чтобы выбраться из тела, электрону нужно преодолеть лишь расстояние $r_{кр}$ и энергию притяжения. Работа выхода уменьшается по сравнению со случаем отсутствия поля на величину $e\Delta\phi = 3.8 \cdot 10^{-4} \{E[\text{В/см}]\}^{1/2}$ эВ. Этот эффект называется эффектом Шоттки.

39. Синтез озона в барьерном разряде. Интегральная модель озонатора

Для концентрации озона во времени справедливо соотношение $\frac{dc}{dt} = A - Bc$, где c есть концентрация озона. Из уравнения можно получить соотношение $dc = (A - Bc)d(\frac{P}{m})$, где P есть мощность разряда, m есть расхода газа в озонаторе. Интегрируя последнее уравнение получаем $\frac{c}{c_s} = 1 - \exp(-\frac{\eta(0) P}{c_s m})$, где $c_s = A/B$ предельная концентрация синтезируемого озона. Для кпд синтеза озона при минимальных его концентрациях имеем $\eta(0) = \frac{dc}{d(\frac{P}{m})} = A$. Если ввести кпд синтеза для концентрации озона величиной c , то кпд равно $\eta(c) = \frac{c}{(P/m)}$. Для последней величины мы имеем соотношение $\frac{\eta(c)}{\eta(0)} = -\frac{c/c_s}{\ln(1 - \frac{c}{c_s})}$ где величина $\eta(0)$ определяется эффективностью диссоциации кислорода.

40. Диффузионная зарядка частиц.

Диффузионная зарядка частиц ионами определется тепловым движением ионов или электронов. Количество ионов сталкивающихся и прилипающих к сферической частицы определяется уравнением $\frac{dn}{dt} = \frac{\pi}{4} d^2 N V_{rms}$, где N это число ионов вблизи частицы и V_{rms} является

среднеквадратической скоростью ионов. $N = \bar{N} \exp \frac{V}{kT}$ где \bar{N} средняя концентрация ионов и V есть потенциальная энергия на один ион.
 Потенциальная энергия иона того же заряда на расстоянии R от центра частицы с n зарядами следующая $V = -ne^2 / R$.

. Вблизи поверхности концентрация ионов дается уравнением $N = \bar{N} \exp\left(\frac{-2ne^2}{dkT}\right)$.

. Соответственно, изменение числа ионов на частице задается кинетическим уравнением $\frac{dn}{dt} = \frac{\pi}{4} d^2 V_{rms} \bar{N} \exp\left(\frac{-2ne^2}{dkT}\right)$ Если считать, что в нулевой момент времени частица не имела заряд,

то текущий заряд определяется соотношением. $n = \frac{dkT}{2e^2} \ln\left(1 + \frac{\pi d V_{rms} \bar{N} e^2 t}{2kT}\right)$.

41. Предельный заряд частицы

Для получения твердой сферической частицы, этот предел n_m задается уравнением $n_m = \frac{E_s d^2}{4e}$ где

E_s интенсивность поверхности поля, при которой происходит эмиссия ионов или электронов. Для электронов в системе СГСЕ $E_s \approx 3.3 \times 10^4$ statvolts / см, а для эмиссии ионов $E_s \approx 6.67 \times 10^5$ statvolts / см

Для капли жидкости это максимальный заряд не может достигнут за исключением случая чрезвычайно малого размера капель. Для жидких капель предельный заряд определяется пределом Рэля. Это хорошо известно и доказано, что предельный заряд будет достигнут, когда внешняя сила электрического поданного на поверхности капли превышает внутреннюю силу поверхностного натяжения капельки. Число электронов, необходимых для капельной распада было выведено Релеем, и равно $n_r = \frac{1}{e} \sqrt{2\pi\gamma d^3}$, где γ есть коэффициент поверхностного натяжение жидкости.

43. Коронный разряд. Критерий зажигания.

Если приложенное напряжение V меньше зажигания V_c , то в неоднородном промежутке ток от порядка 10^{-14} А может быть обнаружен в цепи. Этот ток формируется ионами, создаваемыми космическими лучами и естественной радиоактивностью. При достижении напряжение зажигания $V = V_c$ мы имеем скачок тока разряда до приблизительно 10^{-6} А. Для отрицательной короны критерий зажигания:

$$\int_0^{x_1} [\alpha(x) - a(x)] dx = \ln(1 + \gamma^{-1}),$$

где α эффективный коэффициент вторичной эмиссии, a – коэффициент прилипания. Интегрирование происходит от поверхности катода к й точке x_1 , где размножение электронов прекращается. Условие распространения стримеров, которое обобщено на неоднородное поле, можно выбрать в качестве критерия воспламенения положительной короны

$$\int_0^{x_1} [\alpha(x) - a(x)] dx \approx 18 - 20.$$

Для порога зажигания в воздухе Пик нашел следующую эмпирическую формулу для критического поля зажигания в воздухе между коаксиальными цилиндрами: $E_c = 31\delta(1 + 0.308/\sqrt{\delta r})$, кВ/см, где E_c – поле на остром электроде, δ представляет собой отношение плотности воздуха к нормальной плотности, соответствующей $p = 760$ Торр, $T = 25^\circ\text{C}$; а R есть радиус внутреннего электрода в см. Формула описывает эксперименты с гладко

отполированной внутреннего электрода, в диапазоне острых радиусов $\sim 10^{-2}$ -1 см, $p \sim 10^{-1}$ -10 атм., в том числе экспериментов в осциллирующих полях частотой до 1 кГц.

44. ВАХ короны

Ток в короне ограничивается пространственным зарядом носителей заряда в пассивной. Рассмотрим промежуток между коаксиальными цилиндрами. Ток на единицу длины цилиндра по всей поверхности произвольного радиуса x вне узкой зоны умножения определяется уравнением $i = 2\pi x n \mu E = const$, где n концентрация заряженных частиц (ионов) and μ их подвижность.

Предположим, что ток, плотность заряда, и искажение внешнего поля пространственным зарядом, не слишком велики. В этом приближении

$$E = V / [x \ln(R/r)],$$

$$n = i / 2\pi \mu E x = i \ln(R/r) / 2\pi \mu V = const$$

Подставляя это в уравнения Пуассона $x^{-1} d(xE) / dx = 4\pi n$ и интегрируя его, мы приходим к следующему приближению. Постоянная интегрирования выбирается так, что xE в пределе малых токов задается выражением $E = V / [x \ln(R/r)]$, и определится через потенциал зажигания V_c :

$$E = \frac{2i \ln(R/r)}{\mu V} \frac{x^2 - r^2}{2x} + \frac{V_c \ln(R/r)}{x}, \quad \int_r^R E dx = V.$$

Интегрируя E по x , при условии, что $x^2 \gg R^2$ в преобладающей части объема, и решая полученное уравнение для i , находим ВАХ короны: $i = \frac{2\mu V(V - V_c)}{R^2 \ln(R/r)}$.

45. Дрейф заряженных частиц в поле. Эффективность электростатического фильтра.

Для простоты предполагается, что коллектор в электрофильтре имеет цилиндрическую форму, с радиусом R , и что аэрозоль равномерно распределяется по всему объему. Если скорость дрейфа заряженных частиц постоянна, то вероятность частицы оказаться на коллекторе ϕ за время Δt есть

$$\phi = \frac{W(2\pi R)}{\pi R^2} \Delta t = \frac{2W}{R} \Delta t$$

а вероятность проскока есть $1 - \phi$.

Для n временных интервалов вероятность не оказаться частице на коллекторе $(1 - \phi)^n$. Когда n стремится к бесконечности в течение периода времени пребывания t , $(1 - \phi)^n$ приближается к значению $\exp(-\phi t)$.

Определяя ε как эффективность улавливания частиц, мы получаем $\varepsilon = 1 - \exp(-\frac{2Wt}{R})$. Это

выражение можно выразить через расход газа Q в виде $\varepsilon = 1 - \exp(-\frac{AW}{Q})$, где A – полная площадь коллектора электрофильтра.

46. Влияние заряда частиц на ВАХ короны.

Электрическое поле в короне определяется уравнением $E = \left(\frac{2i}{Z} + \frac{C^2}{r^2}\right)^{1/2}$. Константа C зависит от коронного напряжения и тока, а также на внутренних и наружных диаметров цилиндров. При больших значениях i и r имеем $E = \sqrt{\frac{2i}{Z}}$.

Уравнение для тока коронного разряда $i = \frac{2ZV(V-V_c)}{R^2 \ln(R/r)}$. Если V_0 является напряжением зажигания короны когда присутствуют частицы, то $V_0' = V_0 + \pi\rho_0 R^2$.

Для N_T несферических частиц диаметром d в единице объема, имеющих предельный заряд $\rho_0 = N_T n_s e$. Так как $m = N_T (\pi/6) d^3 \rho$, где m масса частиц в единице объема, ρ плотность частиц, а предельный заряд $n_s e = \chi E_0 d^2 / 4$ то для объемного заряда справедливо $\rho_0 = \frac{3\chi m E_0}{2\pi d \rho}$.

Второй эффект пространственного заряда частиц это эффект взаимного отталкивания частиц, несущих заряды одинакового знака. Это приводит к увеличению поля вблизи коллектора, которые определяется множителем $\sqrt{1 + \frac{3mR}{d\rho}}$, так что электрическое поле определяется

выражением. $E = \sqrt{\frac{2i}{Z}} \sqrt{1 + \frac{3mR}{d\rho}}$. В целом это увеличение напряженности поля не компенсирует уменьшение тока коронного разряда.

52. Математическая модель стримера

Основные уравнения для распространения стримера:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \nabla(n_j V_j) = F_j + S_j - \text{уравнение баланса заряженных частиц}$$

$$V_j = \mu_j E - D_j \nabla \ln(n_j) - \text{уравнение движения}$$

$$\nabla^2 U = -4\pi\rho - \text{уравнение Пуассона}$$

$$E = -\nabla U - \text{уравнение для электрического поля}$$

$\rho = e(n_p - n_n - n_e)$ - уравнение для объемного заряда, где n_e концентрация электронов, n_n концентрация отрицательных ионов, n_p концентрация положительных ионов. Потенциал U определяется приложенным напряжением и распределением объемного заряда

$$U(r) = U_0 + \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dv' \text{ Величина } S \text{ дает влияние процесса фотоионизации и записывается через}$$

частоту ионизации в точке r'

$$S = S_c(r) = \int \chi(r') v_i(r') n_e(r') K(|r-r'|) dv'$$

61. Механизмы уширения спектральных линий.

В реальных условиях линии, как правило, гораздо шире естественных. Тому есть несколько причин: столкновения, тепловое движение, эффект Штарка. При столкновении с какой-нибудь частицей колебания «осциллятора» сбиваются случайным образом. Колебания после столкновения никак не скоррелированы с предыдущими, т. е. фактически цуг синусоидальных колебаний имеет конечную длительность порядка среднего времени между столкновениями атома в газе τ_c . Эффект столкновений в некотором смысле равносителен действию затухания, также ограничивающего длительность колебаний. Удивительно, что линия уширенная столкновениями, имеет лоренцеву форму, а ширина ее складывается из естественной и столкновительной.

Последняя пропорциональна плотности (давлению) и в не чрезмерно разреженном газе превышает естественную.

При высоких температурах газа преобладает доплеровский механизм. Случайный характер теплового движения атомов приводит к оплошному размытию линии. Благодаря максвелловскому распределению по скоростям, линия приобретает гауссову форму

$$P_D(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda_p \pi^{1/2}} \exp\left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_p}\right)^2\right]$$
 с относительной шириной по полувысоте $\Delta\lambda_p = \lambda_0 \left(\frac{2kT}{mc^2}\right)^{1/2}$, где

m — атомная масса. Этой формулой пользуются для оценки температуры газа путем измерения ширины линий

Штарковское уширение связано со снятием вырождения и расщеплением уровней атомов под влиянием статистических полей соседних заряженных частиц. Эффект наиболее силен для атома водорода и некоторых уровней гелия, когда расщепление пропорционально первой степени поля E . В подавляющем большинстве остальных случаев эффект квадратичен по E и слабее, так как фактически речь идет о степени отношения E к внутреннему полю.

Уширение определяют с помощью электрического поля, $E \sim e/r^2 \sim en_e^{3/2}$, где r среднее расстояние между частицами. Для линии водорода H_β что соответствует излучение от уровня с числом $n_2 = 4$ до уровня $n = 2$ полуширина задается формулой

$$0.5 \cdot 10^{-11} n_e^{2/3} \text{ нм}$$

9. МАТЕРИАЛЬНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

Необходимое оборудование для лекций и практических занятий: компьютер и мультимедийное оборудование (проектор), доступ к сети Интернет

10. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ И ИНФОРМАЦИОННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДИСЦИПЛИНЫ

Основная литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009, 734 с.
2. Смирнов Б.М. Свойства газоразрядной плазмы. СПб: Из-во Политехнического университета, 2010. 361 с.
3. Франк-Каменецкий Д.А. - Лекции по физике плазмы. - М.: Интеллект, 2008, 280 с.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматлит, 656 с.
5. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л.- Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. -М.:Наука, 2008 -264 с.
6. Фортов В.Е., Филинов В.С., Ларкин А.С., Эбелинг В. Статистическая физика плотных газов и неидеальной плазмы. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2020.

Дополнительная литература:

1. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2010.
2. Котельников И.А. Лекции по физике плазмы. М.: Бинوم. 384 с.
3. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия. М.: Физматлит, 2011
4. Очкин В.Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2010, 591 с. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/search/?q=%D0%9E%D1%87%D0%BA%D0%B8%D0%BD&x=13&y=4>)
5. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. -Основы физики плазмы - М.:Атомиздат, 1977 - 384с. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/250925/?q=%D0%93%D0%BE%D0%BB%D0%B0%D0%BD%D1%82+>)
6. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа -М.:Наука, 1985. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/5127/?q=%D0%A1%D0%BC%D0%B8%D1%80%D0%BD%D0%BE%D0%B2>).

7. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Физика молнии и молниезащиты - М.: Физматлит, 2001, -319 с. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/8744/?q=%D0%91%D0%B0%D0%B7%D0%B5%D0%BB%D1%8F%D0%BD+>)
8. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. - Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. - М.: Наука, 1982. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/251702/?q=%D0%91%D0%B8%D0%B1%D0%B5%D1%80%D0%BC%D0%B0%D0%BD+>)
9. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. - Физика импульсного пробоя газов. - М.:Наука, 1991 - 224с. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/267837/?q=%D0%9A%D0%BE%D1%80%D0%BE%D0%BB%D0%B5%D0%B2+>)
10. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. - Теория искры - М.: Атомиздат, 1975. (Электронная библиотека МФТИ: <http://lib.mipt.ru/book/267815/?q=%D0%9B%D0%BE%D0%B7%D0%B0%D0%BD%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9+>)

12.3 Электронные ресурсы, включая доступ к базам данных и т.д.

1. Курс лекций «Физика плазмы», <http://www.inp.nsk.su/chairs/plasma/sk/fpl.ru.shtml>

12.4 Перечень информационных технологий, используемых при осуществлении образовательного процесса, включая программное обеспечение, информационные справочные системы (при необходимости): нет

11. Язык преподавания - русский.

Программу составил



Амиров Р.Х., д.ф.-м.н., ст.н.с.

« 14 » июня 2022г.