

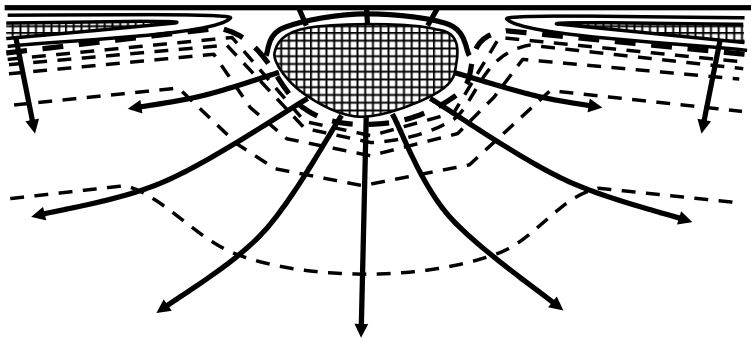
**Г.И. ГАРИБОВ
Г.М. САДЫХЗАДЕ**

Г.И. ГАРИБОВ, Г.М. САДЫХЗАДЕ

**ГАЗОРАЗРЯДНАЯ
ПЛАЗМА В УЧЕБНОЙ
ЛАБОРАТОРИИ**

**ГАЗОРАЗРЯДНАЯ
ПЛАЗМА В УЧЕБНОЙ
ЛАБОРАТОРИИ**

(Учебное пособие)



Утверждено приказом №....
от..... 2004 года Министерст-
ва образования Азербайджан-
ской Республики

БАКУ - 2005

БАКУ - 2005

РЕЦЕНЗЕНТЫ:

- Заведующий кафедрой физики полупроводников БГУ, доктор физ.-мат. наук проф. **КЯЗИМЗАДЕ А.Г.**
– Профессор кафедры строения вещества БГУ, доктор физ.-мат. наук **АБДУЛВАГАБОВА С.Г.**

НАУЧНЫЙ РЕДАКТОР

кандидат физ.-мат. наук, доц. **ДЖАББАРОВ ДЖ.Г.**

Гарибов Г.И., Садыхзаде Г.М. Газоразрядная плазма в учебной лаборатории. Учебное пособие для студентов высших учебных заведений. Баку, изд. Бакинского Университета, 2005, 155 стр.

Книга представляет собой руководство к практическим занятиям по физике газового разряда и плазмы в учебных лабораториях физического факультета Бакинского Государственного университета. Лабораторные работы, представленные в книге, составляют экспериментальную основу многих разделов теоретических курсов физики газового разряда и плазмы, и прошли апробацию в течении длительного срока.

Книга предназначена в качестве учебного пособия для студентов физического факультета БГУ. Она также может служить учебным пособием для студентов других факультетов БГУ и университетов, в программу обучения которых входят газовый разряд, физика плазмы, электроника, радиофизика, лазерная техника, электронные и ионные приборы и т.п. В книге найдут полезный материал и преподаватели при организации учебных лабораторий по физике газового разряда и плазмы.

©Издательство Бакинского университета, 2005

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Экспериментальная проверка закона Пашена	7
1. Введение	7
2. Теория	7
3. Экспериментальная установка и методика измерений.....	19
4. Упражнения	20
5. Литература.....	20
Изучение катодной области тлеющего разряда	24
1. Введение	24
2. Физические процессы в тлеющем разряде	24
3. Теория катодной области тлеющего разряда.....	33
4. Экспериментальная установка и методика измерений.....	44
5. Упражнения	47
6. Литература.....	48
Изучение анодной области газового разряда	49
1. Введение	49
2. Механизмы образования положительного и отрицательного анодных падений.....	52
3. Зависимость анодного падения от конфигурации анодной области.....	54
4. Анодные пятна	55
5. Методики измерений анодного падения потенциала и экспериментальная установка.....	58
6. Упражнения.....	63
7. Литература.....	64
Зондовый метод диагностики плазмы	65
1. Введение	65
2. Теория	71
3. Методика анализа зондовых характеристик.....	76
4. Экспериментальная установка для зондовых измерений.....	81
5. Упражнения	85
6. Литература.....	86

Бегущие страты	87
1. Введение	87
2. Наблюдения	88
3. Условия возникновения.....	90
4. Почему страты движутся.....	95
5. Электрическая схема и методика измерений	97
6. Упражнения	101
7. Литература.....	102
Изучение контракции газового разряда	103
1. Введение	103
2. Физическая природа контракции.....	104
3. Механизмы контракции.....	109
3.1. Термическая неоднородность газа	110
3.2. Нетермический механизм контракции разряда.....	111
4. Рекомбинационные процессы в положительном столбе газового разряда	113
5. Экспериментальная установка и методика измерений	115
6. Упражнения	118
7. Литература.....	119
Влияние магнитного поля на параметры плазмы	120
1. Введение	120
2. Теория	121
3. Зондовые измерения при наличии магнитного поля	129
4. Экспериментальная установка и методика измерений.....	133
5. Упражнения	137
6. Литература.....	138
Винтовая неустойчивость положительного столба газового разряда в продольном магнитном поле	139
1. Введение	139
2. Теория	140
3. Экспериментальная установка и методика измерений.....	150
4. Упражнения	153
5. Литература.....	154

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемая вниманию читателей книга представляет собой руководство к практическим занятиям, проводимым по физике газового разряда и плазмы в учебных лабораториях физического факультета Бакинского Государственного университета. На факультете студентам читаются теоретические курсы по многим направлениям газовой электроники и физики плазмы. Лабораторные работы, включенные в книгу, составляют экспериментальную основу многих разделов этих курсов, знакомят студентов практически фундаментальными явлениями физики газового разряда и плазмы, с практическими газоразрядными устройствами и методикой экспериментального исследования в этой области науки.

Книга написана на основе многолетнего опыта чтения лекций и проведения лабораторных занятий авторами по газовому разряду, физике плазмы и различным областям физической электроники на физическом факультете БГУ.

Описание каждой работы состоит из следующих разделов: введение, теоретическая часть, экспериментальная установка и методика измерений, упражнения и литература. В первом разделе дается краткая качественная характеристика явления, её научного и практического интереса и формулируется экспериментальная цель работы. В теоретическом разделе описания приводятся сведения по теории изучаемого явления. В экспериментальной части работы дается описание экспериментальной установки и методика проведения опытов.

Конкретные значения внешних параметров разряда (род газа, его давление и сила разрядного тока) и диапазоны изменения параметров внешней цепи указываются в разделе «Упражнения». В конце каждой работы приводится список литературы, где читатель может найти необходимые теоретические подробности изучаемого явления.

Книга состоит из восьми лабораторных работ, охватывающих различные области физики газового разряда и плазмы. В первой работе определяется зависимость между напряжением зажигания самостоятельного разряда в газах от давления и расстояния между электродами. В следующей работе изучаются физические

процессы, происходящие в катодной области тлеющего разряда и определяется катодное падение потенциала. В работе, посвященной анодной области газового разряда, исследуется влияние формы и размеров анода на величину и знак анодного падения потенциала.

Среди различных методов диагностики плазмы важное место занимает метод электрических зондов Ленгмюра. Основное преимущество метода зондов заключается в том, что он дает возможность определить локальные параметры плазмы и является наиболее распространенным методом диагностики. Измерение зондовой характеристики и методика её обработки для определения основных параметров плазмы составляет содержание четвертой лабораторной работы.

Следующие две работы посвящены изучению наиболее часто встречающихся в газовых разрядах явлений стратификации и контракции. В работе «Бегущие страты» изучаются условия расщепления разряда и измеряются частота и длина волны бегущих страт в зависимости от параметров разряда. В работе «Контракция газового разряда» определяются условия перехода разряда из диффузионного режима горения к контрагированному и определяется критическое значение силы разрядного тока, соответствующее этому переходу.

Последние две работы в книге посвящены исследованию газоразрядной плазмы в однородном продольном магнитном поле. В первой из этого ряда работе изучается зависимость параметров плазмы от магнитного поля в области слабых магнитных полей, когда выполняется закон классической амбиполярной диффузии, а во второй работе исследуются винтовая неустойчивость и явление аномальной диффузии плазмы, наблюдаемые при сильных магнитных полях.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ЗАКОНА ПАШЕНА

1. Введение

Для работы ионных приборов большое значение имеет напряжение зажигания самостоятельного разряда U_3 . В большинстве практических случаев стараются уменьшить U_3 , но возможны и случаи, где нужно предупредить зажигания. Поэтому изучение влияния на напряжение зажигания различных факторов имеет большое значение. Для определения условий зажигания самостоятельного разряда очень важным с практической точки зрения является закон Пашена. Он связывает напряжение зажигания U_3 с такими параметрами разряда, как давление p и расстояние между электродами d . Экспериментально установлено, что напряжение зажигания разряда зависит не от каждого из них по отдельности, а от произведения pd . Они влияют на U_3 равнозначно и как бы составляют одну переменную величину pd . Опыт показывает, что если произведение pd остается постоянным, то напряжение зажигания U_3 не меняется. Кривые, выражающие зависимость напряжения зажигания самостоятельного разряда U_3 от произведения pd называют кривыми Пашена.

Целью настоящей лабораторной работы является измерение напряжения зажигания самостоятельного разряда в трубке с плоскими параллельными электродами. В работе кривые Пашена снимаются для разряда в воздухе или в аргоне.

2. Теория

Первая количественная теория газового разряда была предложена Таунсендом в начале XX века. Она называется

теорией электронных лавин. Эта теория приложима к тем типам электрических разрядов в газах или к тем областям газового разряда, где направленное движение электронов под действием электрического поля преобладает над их беспорядочным движением. Для описания процесса ионизации Таунсенд ввел три коэффициента. Первый из них является коэффициентом объемной ионизации газа электронами и обозначается через α . Коэффициент α показывает число свободных электронов и равное ему число положительных ионов, производимых одним электроном путем соударений с атомами газа при движении этого электрона на 1 см в направлении от катода к аноду. Второй коэффициент β характеризует объемную ионизацию, производимую положительными ионами и определяется аналогично коэффициенту α . Третий коэффициент γ характеризует поверхностную ионизацию на катоде. Коэффициент γ показывает сколько, в среднем, электронов выделяется из катода на каждый положительный ион, попадающий на катод.

Механизм разряда теория электронных лавин описывает следующим образом. Для осуществления разряда необходимо образование свободных электронов под действием внешнего ионизатора. Образование этого свободного электрона может происходить как в объеме газа, так и на поверхности катода. Для окончательных результатов теории безразлично, с каким из видов ионизации мы имеем дело. Но для определенности мы предположим, что электроны под действием внешнего ионизатора выделяются с поверхности катода.

Пусть под действием внешнего ионизатора с 1 см^2 поверхности катода за 1 сек. выделяется n_0 электронов. Если предположить, что отсутствуют причины, вызывающие потери заряженных частиц, то в цепи будет идти только лишь самостоятельный начальный ток плотности $j_0 = en_0$, где e — элементарный заряд. При большом напряжении на электро-

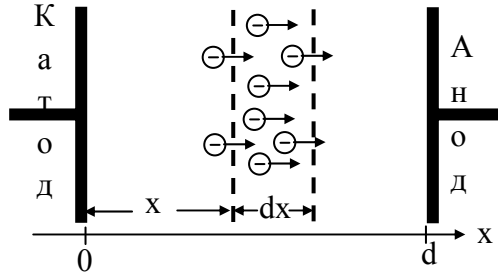


Рис. 1. К выводу закона нарастания лавины электронов

дах первичные электроны,двигающиеся к аноду, ускоряются настолько, что на пути ионизируют атомы газа. При этом появляются новые свободные электроны и положительные ионы. Эти электроны тоже двигаются к аноду и тоже ионизируют атомы газа. Таким образом, число электронов,двигающихся к аноду, постепенно увеличивается по мере удаления от катода. Явление сильного увеличения числа электронов,двигающихся к аноду, носит название лавины электронов. Найдем закон нарастания числа электронов в лавине.

Рассмотрим плоскую параллельную систему электродов и ось x направим перпендикулярно к поверхности электродов. Рассмотрим ионизацию, производимую электронами в слое газа толщиной dx , расположенном на расстоянии x от катода (рис. 1). Пусть в этот слой через 1 см^2 поверхности со стороны катода в единицу времени влетает n электронов. Так как каждый из электронов на пути в 1 см производит α ионизаций, то на пути dx каждый электрон производит αdx электронов, а все n влетевших в слой электронов производят $n\alpha dx$ ионизаций. Так как в каждом акте ионизации появляется один положительный ион и один свободный электрон, то на пути dx число электронов лавины n увеличивается на величину

$$dn = n\alpha dx$$

Разделяя переменные и интегрируя, а также принимая во внимание, что при $x=0$ число электронов $n=n_0$, получаем закон нарастания лавины в виде:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha x} \quad (1)$$

При расстоянии между катодом и анодом, равном d , на анод приходит $n = n_0 \cdot e^{\alpha d}$ электронов. Число ионизаций, производимых всеми электронами лавины, а следовательно, и число положительных ионов, образованных электронами лавины, равно

$$n_0 \cdot e^{\alpha d} - n_0 = n_0 \cdot (e^{\alpha d} - 1). \quad (2)$$

В большинстве случаев объемная ионизация, производимая положительными ионами, очень мала по сравнению с объемной ионизацией, производимой электронами и с ионизацией, производимой на катоде γ -процессами. Поэтому мы пренебрежём объёмной ионизацией положительными ионами, т.е. положим, что $\beta=0$. Ионизацию соударениями положительных ионов нужно учитывать только в случае очень сильных электрических полей.

Все $n_0(e^{\alpha d} - 1)$ положительных ионов, образованных лавиной электронов, ударяются о катод и выбивают из катода $\gamma \cdot n_0(e^{\alpha d} - 1)$ новых электронов. Таким образом, из катода будут выходить уже не n_0 электронов, вызванных внешним ионизатором, а большее число. Обозначим через n_1 общее число электронов, вылетающих с единицы поверхности катода в единицу времени. Это число складывается из n_0 электронов, вылетающих из катода под действием внешнего ионизатора и из $\gamma \cdot n_1(e^{\alpha d} - 1)$ электронов, выбиваемых положительными ионами. Поэтому

$$n_1 = n_0 + n_1 \cdot \gamma \cdot (e^{\alpha d} - 1), \quad (3)$$

с другой стороны, если с катода выходит n_1 электронов, тогда по формуле (1) находим, что анода достигает

$$n_a = n_1 \cdot e^{\alpha d} \quad (4)$$

электронов. Найдем из (3) n_1 и подставим в (4), тогда получим:

$$n_a = n_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (5)$$

На аноде весь разрядный ток переносится электронами. Поэтому, умножив выражение (5) на элементарный заряд e , найдем плотность тока в несамостоятельном разряде:

$$j = en_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} = j_0 \cdot \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (6)$$

В стационарном самостоятельном разряде не требуется выхода электронов из катода под действием внешнего ионизатора. Поэтому в стационарном самостоятельном разряде значение n_0 надо принять равным нулю и после сокращения формулы (3) на n_1 приходим к соотношению:

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (7)$$

Соотношение (7) представляет собой условие существования самостоятельного лавинного разряда. Коэффициенты α и γ зависят от напряженности электрического поля E , а следовательно, при заданной конфигурации электродов, от

разности потенциалов между катодом и анодом U . При прочих равных условиях, с ростом U коэффициенты α и γ растут, и увеличивается $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$. То значение U , при котором $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$ становится равным единице, называется напряжением зажигания (или потенциалом зажигания) самостоятельного разряда. С этой точки зрения соотношение (7) называют условием перехода разряда из несамостоятельного в самостоятельный.

Установим связь коэффициентов α и γ с напряженностью электрического поля. Для простоты предположим, что беспорядочным тепловым движением заряженных частиц можно пренебречь по сравнению с их направленным движением под действием электрического поля. В этом случае электроны двигаются от одного соударения до следующего по прямой линии. Среднюю длину свободного пробега обозначим через λ_e . Число соударений электрона с молекулами газа на 1 см пути равно $N = 1/\lambda_e$. Из этих столкновений к ионизации приведут только те, при которых скорость электрона в конце пробега будет равна или больше скорости, соответствующей потенциалу ионизации газа U_i . Тогда для того, чтобы получить скорость, соответствующую потенциалу ионизации U_i , электрон должен пробежать свободный путь λ'_e , удовлетворяющий соотношению:

$$E \cdot \lambda'_e = U_i. \quad (8)$$

Вероятность того, что длина свободного пробега окажется больше λ'_e , определяется выражением $e^{-\frac{\lambda'_e}{\lambda_e}}$. Так как на 1 см пути электрон испытывает N соударений, то число свободных пробегов, длина которых больше λ'_e , будет

равно $N \cdot e^{-\frac{\lambda'_e}{\lambda_e}}$. Для подсчёта числа ионизаций, производимых электроном на пути 1 см (т.е. для подсчета коэффициента α) необходимо величину $N \cdot e^{-\frac{\lambda'_e}{\lambda_e}}$ умножить на вероятность ионизации, так как не каждое столкновение приводит к ионизации. Но мы опять же для простоты предположим, что при $\lambda_e > \lambda'_e$ каждое соударение приводит к ионизации. Кроме того, пренебрежем столкновениями, приводящими к возбуждению, и предположим, что при каждом неупругом соударении происходит ионизация атомов газа. Тогда можем написать:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{\lambda'_e}{\lambda_e}}. \quad (9)$$

Из выражения (8) найдем $\lambda'_e = \frac{U_i}{E}$, подставим в (9) и учтем, что $\lambda_e = \frac{1}{N}$:

$$\alpha = N \cdot e^{-\frac{N \cdot U_i}{E}} \quad (10)$$

Обозначим число столкновений на единице пути и при давлении, равном единице, через N_0 . Соответствующую величину при давлении p обозначим через N . Так как число столкновений пропорционально давлению, то можем написать $N = N_0 p$. Это значение N подставим в формулу (10):

$$\alpha = N_0 \cdot p \cdot e^{-\frac{N_0 p U_i}{E}} \quad (11)$$

или

$$\frac{\alpha}{p} = N_0 \cdot e^{-\frac{N_0 U_i}{E/p}}. \quad (12)$$

Несмотря на то, что при выводе этой формулы мы сделали ряд упрощений, она, в основном, правильно отражает наблюдаемый на опыте ход зависимости α/p от E/p . На практике обычно пользуются эмпирической формулой:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{-\frac{B}{E/p}}, \quad (12')$$

в которой A и B определяемые из опыта постоянные, различные для разных газов. Из выражения (12) видно, что отношение α/p не зависит в отдельности от E и p , а является функцией отношения E/p . Напишем эту зависимость в виде

$$\frac{\alpha}{p} = f(E/p) \quad (13)$$

здесь f -некоторая функция.

Коэффициент γ является функцией энергии, приобретаемой положительным ионом на каждом свободном пробеге перед катодом. А эта энергия пропорциональна отношению E/p , так как $\lambda \sim 1/p$. Тогда можем написать:

$$\gamma = f_1(E/p) \quad (14)$$

где f_1 -некоторая функция. Используя формулы (13) и (14), условие возникновения самостоятельного разряда $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$ можем написать в следующем виде:

$$f_1\left(\frac{U}{pd}\right) \cdot \left[e^{f\left(\frac{U}{pd}\right) \cdot pd} - 1 \right] = 1. \quad (15)$$

Здесь мы учли, что $E=U/d$ (плоскопараллельные электроды). Напомним еще раз, что то значение напряжения U , при котором выполняется равенство (15), называется напряжением зажигания самостоятельного разряда U_3 .

Формула (15) показывает, что величина U , является функцией произведения pd , а не отдельно p и d . Из формулы (15) следует закон Пашена, который формулируется следующим образом:

Если в двух разрядных трубках с плоскими электродами и тем же газом, произведение из давления p на расстояние между электродами d одно и то же, то и напряжение зажигания в обоих случаях одно и то же.

Этот закон был установлен Пашеном экспериментально еще до появления теории Таусенда. Согласно закону Пашена, если произведение pd остается постоянным, то напряжение зажигания не меняется, т.е. $U_3=f(pd)$. Подобная зависимость этих величин связана со следующим обстоятельством. Энергия, которую электрон получает от поля E на длине одного свободного пробега λ выражается произведением $E\lambda$, а число молекул заданного объема между двумя электродами пропорционально pd . Если $E\lambda$, (или E/p) и pd поддерживать постоянным, то фиксируется разное количество электронов в разрядном промежутке. Графики зависимостей напряжения зажигания самостоятельного разряда U_3 от произведения pd называют кривыми Пашена или характеристиками зажигания (рис. 2).

Из уравнения (7) и уравнения (12') при данном расстоянии между электродами d и данном давлении газа p можно вычислить напряжение зажигания самостоятельного разряда U_3 . Для этого уравнение (7) перепишем в виде $e^{\alpha d} = 1 + 1/\gamma$ и прологарифмируем:

$$\alpha d = \ln(1 + 1/\gamma). \quad (16)$$

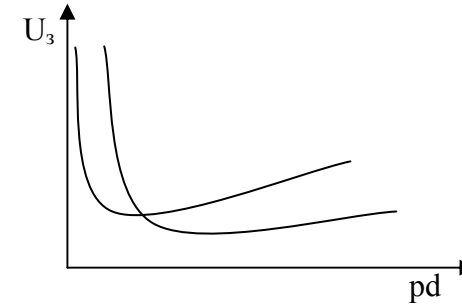


Рис. 2. Кривые Пашена

Заменяя E в уравнении (12') через $\frac{U_3}{d}$ и подставляя эту величину в уравнение (16), получим:

$$A \cdot 3 \cdot e^{\frac{Bpd}{U_3}} = \frac{1}{d} \ln(1 + 1/\gamma). \quad (17)$$

Из этого выражения найдем напряжение зажигания U_3 ,

$$U_3 = B \cdot \frac{pd}{\ln \left[\frac{A \cdot p \cdot d}{\ln(1 + 1/\gamma)} \right]} = B \cdot \frac{pd}{\text{const} + \ln(pd)}. \quad (18)$$

Из формулы (18) следует, что при определенном значении произведения pd потенциал зажигания разряда достигает максимума. На самом деле, приравнявая нулю первую производную выражения (18), находим

$$(p \cdot d)_{\min} = \frac{2,718 \cdot \ln(1 + 1/\gamma)}{A}. \quad (19)$$

Подставив значение $(pd)_{\min}$ в формулу (18) для минимума потенциала зажигания, получаем:

$$U_{3\min} = 2,718 \cdot \frac{B}{A} \cdot \ln(1 + 1/\gamma). \quad (20)$$

Появление минимума потенциала зажигания можно легко понять, если представить себе меняющимся давление газа при постоянном расстоянии между электродами $d = \text{const}$. При переходе от больших давлений к малым увеличивается длина свободного пробега электрона в газе. Поэтому на расстоянии каждого свободного пробега электрон в среднем проходит большую разность потенциалов и вероятность ионизации увеличивается. С другой стороны, при меньшем давлении уменьшается число столкновений электрона с атомами газа на пути в 1 см, следовательно уменьшается вероятность ионизации. Таким образом, при уменьшении давления на процесс ионизации действуют две причины: одна из них увеличивает коэффициент α , а другая уменьшает. При переходе от больших давлений до давления, соответствующего минимуму потенциала зажигания, преобладает увеличение энергии, которой электрон обладает при каждом соударении. При дальнейшем уменьшении давления преобладает уменьшение числа столкновений.

Теперь предположим, что $p = \text{const}$, а меняется расстояние между электродами d . С уменьшением d , с одной стороны, увеличивается $E = U/d$. Это влечет за собой возрастание коэффициента α . С другой стороны, с уменьшением d уменьшается пространство, находящееся в распоряжении лавины для ее развития. Одновременное действие этих двух причин приводит к наличию минимума у кривой зависимости $U_3 = f(pd)$.

Закон Пашена нарушается при сильном уменьшении

давления газа и расстояния d между электродами, когда средняя длина свободного пробега электронов и ионов становится большой по сравнению с d . Например, при расстоянии между электродами в 1 см нарушение закона Пашена заметно при давлении газа порядка 10^{-6} мм.рт.ст. При этих условиях уменьшение давления газа уже не дает роста потенциала зажигания, а уменьшение расстояния между электродами приводит к снижению потенциала зажигания U_3 . Одна из причин такого явления состоит в том, что при этих условиях эмиссия электронов из катода определяется уже не γ -процессами, а в основном, автоэлектронной эмиссией. Нарушение закона наблюдается и при высоких давлениях газа порядка одной атмосферы или нескольких атмосфер, когда разряд развивается в форме искры.

Закон Пашена является частным случаем более общего закона подобия газовых разрядов. Закон подобия объединяет свойства разрядов с одинаковым материалом электродов и одинаковым родом наполняющего газа, но с различными геометрическими размерами. К геометрическим размерам причисляются также свободные пробеги, а следовательно, и плотности газа. Закон подобия гласит, что в двух геометрически подобных разрядах при одинаковых напряжениях на электродах силы тока должны быть равны. Геометрическое подобие разрядных промежутков означает, что все линейные размеры этих разрядных промежутков, размеры их электродов, стенок сосудов и т.д. в одном разрядном промежутке в некоторое число раз больше, чем в другом разрядном промежутке. Причем эти соотношения между линейными размерами должны иметь место и для свободных пробегов как заряженных, так и не заряженных частиц. Закон подобия позволяет получить ряд соотношений пересчета, помогающих предсказать поведение системы, которая слишком мала или велика для экспериментального изучения, если известны свойства удобной и гео-

метрически подобной системы. Такие сведения необходимы, например, при конструировании крупных термоядерных установок, предназначенных для исследований по управляемым термоядерным реакциям.

3. Экспериментальная установка и методика измерений

Кривые Пашена (характеристика зажигания) снимаются в воздухе или в аргоне при различных давлениях газа.

Экспериментальная установка представляет собой обычную вакуумную систему, к которой припаяна разрядная трубка. При измерениях в аргоне (или в другом инертном газе) для заполнения разрядной трубки газом определенного давления, вначале необходимо откачать до высокого вакуума ($\sim 10^{-5}$ мм.рт.ст.) установку, включая разрядную трубку. Откачка осуществляется форвакуумным и паромасляным диффузионным насосами. Для этого сначала включают форвакуумный насос и откачивают систему до вакуума порядка 10^{-2} мм.рт.ст. Затем открывают кран водяного охлаждения диффузионного насоса и включают печку насоса в электрическую сеть. Через 25-30 минут после включения диффузионный насос начинает создавать разрежение. При достижении в системе вакуума $\sim 10^{-5}$ мм.рт.ст с помощью крана насосы отделяют от вакуумной системы и, используя системы кранов разрядную трубку наполняют исследуемым газом требуемого давления. Давление газа в вакуумной системе измеряется термоманометрами ($1 \div 10^{-3}$ мм.рт.ст.) и ионизационными ($10^{-3} \div 10^{-5}$ мм.рт.ст.) манометрами. После наполнения разрядной трубки газом до необходимого давления, приступают непосредственно к измерениям напряжения зажигания разряда.

Если в качестве рабочего газа используется воздух, то нет необходимости создания высокого вакуума. Поэтому в

этом случае разрежение в вакуумной системе создается только форвакуумным насосом. При измерениях, как в аргоне, так и в воздухе давление газа следует изменять от 1 мм.рт.ст. до $5 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.

Измерение напряжения зажигания производится в разрядной трубке, чертеж которой показан на рисунке 3. Трубка снабжена плоскими параллельными электродами, изготовленными из нержавеющей стали. Один из электродов впаивают в разрядную трубку неподвижно. А другой электрод является подвижным и при помощи магнита может быть установлен на любом расстоянии от другого электрода (от 0,5 см до 20 см). Форма электродов трубки имеет одну особенность, на которой мы остановимся несколько подробнее.

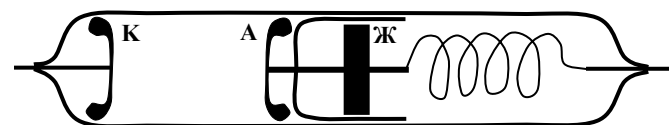


Рис. 3. Разрядная трубка.

А – подвижный электрод, К – неподвижный электрод, Ж – железный штабик, используемый для того, чтобы с помощью магнита извне можно было регулировать расстояние между катодом и анодом.

При исследовании напряжения зажигания разряда наиболее простым в теоретическом отношении является случай параллельных плоских электродов с однородным полем между ними. Однако каковы бы не были размеры плоских электродов, экспериментальному исследованию мешают краевые эффекты. Дело в том, что около краев плоских электродов напряженность электрического поля больше, чем соответствует однородному полю бесконечно большого плоского конденсатора. Поэтому прежде, чем

возникнет разряд в однородном поле между серединами электродов, происходит пробой между их краями. Для предотвращения этого воспользоваться известным методом охранных колец нельзя, так как разряд будет происходить между краями охранных колец, и газ между основными электродами окажется преждевременно ионизированным. Поэтому при изучении напряжении зажигания необходимо использовать такие электроды, на краях которых напряженность не превышает значение однородного поля в их середине. Исходя из геометрической конфигурации электрического поля плоского конденсатора конечных размеров, Роговский предложил особую форму электродов, при которой напряженность поля в любой точке поверхности электрода меньше, чем в их середине. Электроды Роговского представляют собой два противопоставленных друг другу одинаковых тела вращения. Форма электродов Роговского и их диаметр зависят от расстояния между ними. При изготовлении их на достаточно большом расстоянии от середины можно не следовать в профиле электрода кривой Роговского, а закруглить электроды дальше.

Электроды разрядной трубки, используемые в настоящей лабораторной работе, изготовлены в форме электродов Роговского. Это позволяет значительно уменьшить вероятность пробоя разрядного промежутка на краях электродов.

Электрическая схема измерений приведена на рисунке 4. Разрядная трубка ГТ питается от источника постоянного тока Б с напряжением 2-3 кВ. Для ограничения силы тока, в цепь последовательно с разрядной трубкой включено балластное сопротивление $R=10000$ Ом. Возникновение разряда в трубке обнаруживается по отклонению стрелки чувствительного гальванометра мА. Напряжение между электродами разрядной трубки измеряется вольтметром V.

Замыкание и размыкание цепи производится с помощью ключа К. Напряжение, подаваемое на трубку, регулируется

потенциометром, имеющимся непосредственно на самом источнике напряжения Б. Изменение расстояния между электродами производится извне с помощью постоянного магнита. Кривые Пашена снимаются следующим образом.

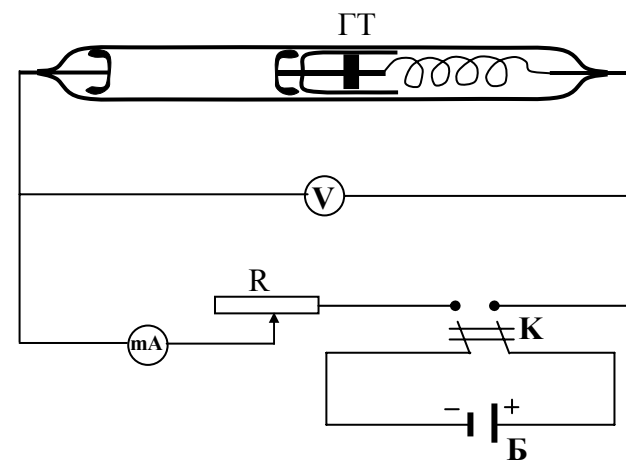


Рис. 4. Электрическая схема измерений

ГТ – газоразрядная трубка, V – вольтметр, Б – источник постоянного напряжения на 2-3 кВ, R – ограничительное сопротивление ($\sim 10\,000$ Ом), mA – миллиамперметр, К – ключ.

Разрядная трубка наполняется исследуемым газом до давления, которое является наибольшим из давлений, при которых будут проводиться измерения (например, $p=1$ мм.рт.ст.) и устанавливается определенное расстояние между электродами. Замыкая ключ К и постепенно увеличивая напряжение, подаваемое на трубку, отмечают то показание вольтметра V, при котором стрелка гальванометра дает резкое отклонение, вызванное зажиганием разряда. Показание вольтметра соответствует напряжению зажигания разряда при данном расстоянии между электродами и данном давлении газа. Затем уменьшают напряжение на

трубке и размыкая ключ К гасят разряд. Не меняя расстояние между электродами, отдельными малыми порциями откачивают газ в трубке и после каждой порции откачки измеряют давление и определяют напряжение зажигания.

Уменьшение давления продолжается до тех пор, пока мощность источника напряжения позволяет получать зажигание.

Во второй серии опытов напряжение зажигания измеряется при постоянном давлении газа $p = \text{const}$ и при различных расстояниях между электродами. Изменение расстояния производится от наименьшего возможного значения до наибольшего.

Результаты измерений представляются в виде графика зависимости напряжения зажигания U_3 от произведения pd .

4. Упражнения

1. Измерить напряжение зажигания самостоятельного разряда U_3 в воздухе при расстоянии между электродами $d=5$ см и различных давлениях. Давление газа в трубке менять от 1 мм.рт.ст. до $5 \cdot 10^{-2}$ мм. рт.ст.
2. При давлении $p=0,5$ мм.рт.ст. измерить зависимость напряжения зажигания от расстояния между электродами. Расстояние d менять от 0,5 см до 20 см.
3. Используя полученные данные построить график зависимости U_3 от pd .

5. Литература

1. Капцов Н.А. "Электроника." М., 1960 г.
2. Ворончев Т.А., Соболев В.Д. "Физические основы электровакуумной техники." М., 1967 г.
3. Райзер Ю.Т. "Физика газового разряда". М., 1987 г.

ИЗУЧЕНИЕ КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

1. Введение

В связи с развитием физики плазмы, вызванным перспективами ее практического использования, важной задачей является изучение различных методов создания плазмы с заданными свойствами и параметрами. Одним из самых распространенных лабораторных методов создания плазмы является метод газового разряда, т.е. получение плазмы при пропускании через газ электрического тока. Классической формой газового разряда, на примере которого удобно изучать основные закономерности образования газоразрядной плазмы, является тлеющий разряд.

Тлеющий разряд находит важное практическое применение в различных физических приборах. Сюда, прежде всего относятся широко используемые в радиотехнике и электронике газотроны и тиратроны, а также газоразрядные стабилитроны напряжения. Важнейшими приборами использующими тлеющий разряд, являются различные типы газоразрядных оптических квантовых генераторов. В настоящей лабораторной задаче изучаются процессы в катодных частях тлеющего разряда, ответственные за формирование электрического тока в первоначально нейтральном газе под действием постоянного электрического поля.

2. Физические процессы в тлеющем разряде

Прохождение электрического тока через газ называют газовым разрядом. Газовые разряды бывают самостоятельные и несамостоятельные.

Несамостоятельным разрядом называется электрический разряд, который требует для своего поддержания эмиссии

электронов из катода или образования заряженных частиц в разрядном промежутке под действием внешних факторов (нагревание катода, облучение катода или газа в разрядном промежутке светом, рентгеновским или радиоактивным излучением и др.).

Самостоятельным разрядом называется электрический разряд, не требующий для его поддержания образования зараженных частиц за счет действия внешних факторов. При самостоятельном разряде образование заряженных частиц и их движение в разрядном промежутке осуществляется за счет энергии электрического поля, действующего между катодом и анодом.

Рассмотрим разрядную трубку с двумя холодными электродами, наполненную газом. Включим эту трубку в электрическую цепь с источником высокого постоянного напряжения и балластного сопротивления, позволяющим регулировать ток в цепи. В зависимости от величины тока, протекающего через трубку, в ней возникают различные виды электрического разряда в газе. Они отличаются друг от друга физическими процессами в объеме газа и на электродах, разным характером свечения, разной величиной падения потенциала между электродами.

Приведем примерную кривую зависимости падения потенциала на трубке от силы тока в ней, т.е. вольтамперную характеристику электрического разряда в газе (рисунок 1). Участок OA – соответствует несамостоятельному, так называемому темному или Таунсендовскому разряду, имеющему место при очень малых ($10^{-9} \div 10^{-8}$ А) разрядных токах. АВ – темный или Таунсендовский, самостоятельный разряд; ВС – соответствует переходной форме от темного Таунсендовского разряда к нормальному тлеющему разряду; CD – нормальный тлеющий разряд; EF – переход к дуговому разряду, и наконец FG – дуговой разряд. Таунсендовский разряд охватывает как несамостоятельный раз-

ряд при холодном катоде, так и начальную стадию самостоятельного разряда. От тихого несамостоятельного разряда Таунсендовский разряд отличается тем, что в нем имеет место ионизация газа ударами электронов и развитие электронных лавин. От дальнейших стадий самостоятельного разряда Таунсендовский разряд отличается тем, что благодаря малой плотности тока в нем можно пренебречь искажением электрического поля объемными зарядами. Всякий разряд, какой бы большой силой тока он в своем конечном стационарном состоянии не сопровождался, в момент зажигания является Таунсендовским разрядом. Разряд, постепенно развиваясь переходит из одной стадии в другую, из Таунсендовского в тлеющий, из тлеющего в дуговой. Какой вид устанавливается в конечном стационарном состоянии, зависит главным образом, от сопротивления, введенного во внешнюю цепь разряда.

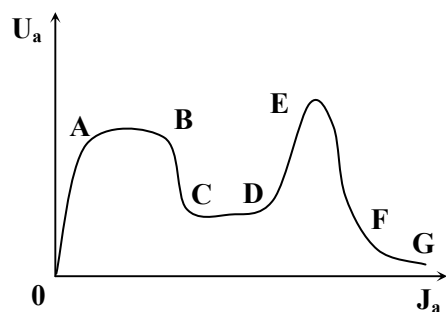


Рис. 1. Вольтамперная характеристика газового разряда.

Среди различных форм разряда важное место занимает тлеющий разряд, поскольку чаще всего он используется в ионных приборах.

Тлеющий разряд – это самостоятельный электрический разряд в газе с холодными электродами, имеющий характерную структуру в виде чередующихся светящихся участ-

ков различного цвета и различной интенсивности свечения. Эта форма разряда наблюдается при токах $10^{-5} \div 1\text{A}$ и при давлениях газа несколько десятков мм рт.ст. и ниже.

Специфической особенностью тлеющего разряда по сравнению с Таунсендовским разрядом является значительная роль электрического поля объемного заряда. Это приводит к неравномерному распределению потенциала в разрядном промежутке и к существенному отличию напряжения горения от напряжения зажигания разряда.

Отличительным признаком тлеющего разряда является распределение потенциала между катодом и анодом, характеризующееся катодным падением потенциала. Изменение потенциала порядка нескольких сотен вольт на протяжении от катода до области разряда, называемой отрицательным тлеющим свечением, называется катодным падением потенциала. Другой отличительный признак тлеющего разряда заключается в том, что выход электронов из катода в тлеющем разряде происходит исключительно за счет γ -процессов.

Характерное для тлеющего разряда распределение потенциала приводит к тому, что внешний вид разряда как бы распадается на несколько частей (рисунок 2):

1. Анодное темное пространство;
2. Катодная светящаяся пленка;
3. Катодное темное пространство;
4. Отрицательное тлеющее свечение;
5. Фарадеево темное пространство;
6. Положительный столб;
7. Анодное темное пространство;
8. Анодное свечение или анодная светящаяся пленка.

В первых четырех частях разряда сосредоточены все процессы, необходимые для поддержания разряда. На рисунке 2 показаны распределение между катодом и анодом интенсивности свечения, потенциала, напряженности электрического поля и объемного заряда.

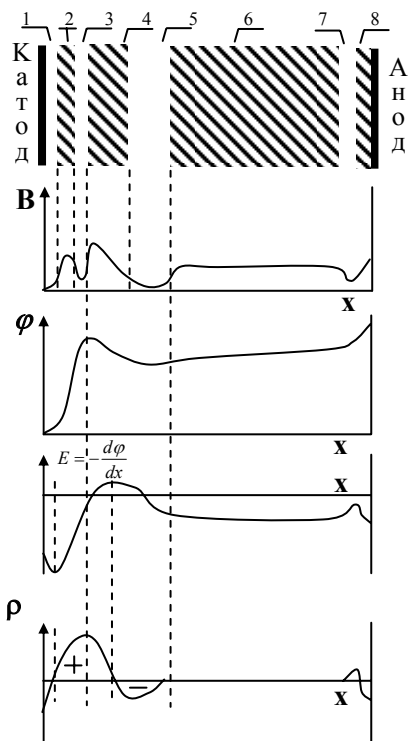


Рис. 2. Тлеющий разряд:

а) световая картина разряда,

б) распределение интенсивности свечения

в) распределение потенциала по длине разрядной трубки,

г) распределение напряженности электрического поля.

д) распределение плотности объемного заряда.

Непосредственно к катоду примыкает Астоново темное пространство. Электроны, эмиттируемые катодом, имеют малые скорости (порядка эВ), которые недостаточны для возбуждения атомов газа. Поэтому вблизи катода во всех газах имеется область, где свечение отсутствует.

Катодная светящаяся пленка возникает там, где энергия электронов делается достаточной для возбуждения атомов газа. Ионизации газа в этой области еще нет, так как вероятность ионизации при этих энергиях еще мала. Излучение катодной светящейся пленки имеет линейчатый спектр.

Электроны, не испытавшие столкновений в те моменты, когда их энергия близка к максимуму функции возбужде-

ния, при дальнейшем движении от катода в значительной степени теряют способность возбуждать атомы газа, так как функция возбуждения имеет резкий максимум. Зато вероятность ионизации сохраняет большое значение на протяжении всего темного катодного пространства. В этой области энергия электрона достаточна для того, чтобы вызвать ионизацию газа. На рисунке 3 показан примерный ход зависимости функции возбуждения и функции ионизации от энергии электрона. Из рисунка видно, что электрон, имеющий энергию W' с большей вероятностью будет вызывать ионизацию атома, чем его возбуждение.

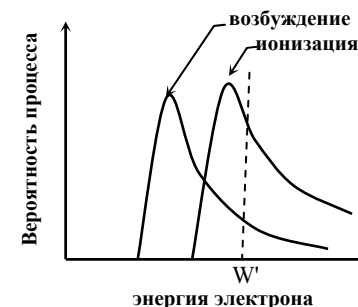


Рис. 3. Примерный ход вероятности возбуждения и вероятности ионизации от энергии электрона

Однако наибольшая эффективность ионизации наблюдается в области перед головкой тлеющего свечения, где электроны уже несколько притормаживаются из-за некоторого понижения здесь потенциала. При торможении энергия электронов приближается к значениям, лежащим ближе к области максимума функции ионизации. Наибольшее число ионов возникает там, где происходит торможение электронов, т.е. на границе между катодным темным пространством и тлеющим свечением.

Скорость движения ионов значительно меньше скорости

движения электронов. Благодаря этому в области катодного тёмного пространства возникает объёмный заряд, образуемый положительными ионами. В тёмном катодном пространстве вероятность возбуждения мала, но не равна нулю. Поэтому оно слабо излучает, но по контрасту с соседними, более светлыми областями, кажется тёмной.

Катодное темное пространство резко переходит в область отрицательного тлеющего свечения. Электроны, образовавшиеся при ионизирующих соударениях, перемещаются вместе с первичными электронами в сторону анода, и концентрация их возрастает по мере удаления от катода. Суммарный объёмный заряд $e n_i - e n_e$ уменьшается и напряженность поля делается очень малой. В начале тлеющего свечения поле резко падает до нуля. Измерения показывают, что в области тлеющего свечения могут встречаться отрицательные градиенты потенциала, т.е. потенциал, вместо того, чтобы повышаться по направлению к аноду, на некотором протяжении убывает. Электроны, диффундирующие из головки тлеющего свечения, благодаря меньшей массе забегают вперед по сравнению с положительными ионами и понижают потенциал. Тлеющее свечение характеризуется малой напряженностью поля, высокой концентрацией электронов и ионов и нулевой (или слабо отрицательной) суммарной плотностью объёмного заряда. В отрицательном тлеющем свечении заряженные частицы движутся преимущественно беспорядочно, и газ находится в состоянии плазмы. В спектре излучения отрицательного тлеющего свечения наблюдаются сплошные полосы спектра рекомбинации.

Со стороны катодного темного пространства градиент поля велик. Поэтому с этой стороны тлеющее свечение имеет резкую границу. Но со стороны анода градиент поля не велик и даже может на некотором протяжении менять знак. Зато градиент концентрации здесь, наоборот, очень

велик и электроны и ионы переходят в Фарадееву темную область главным образом путем диффузии. Яркость свечения в сторону анода убывает постепенно и граница тлеющего свечения с Фарадеевой темной областью оказывается размытой.

Электроны и ионы попадают в Фарадеево темное пространство, как уже было сказано, путем диффузии. Скорость их и градиент потенциала в этой области малы. Поэтому не только ионизирующих, но и возбуждающих столкновений здесь почти нет. Некоторое количество ионизаций и возбуждений может получаться только за счет ударов второго рода с метастабильными атомами и путем фотоионизации за счет поглощения излучения соседних областей. В процессе диффузионного движения часть электронов и ионов уходит к стенкам разрядной трубки и там рекомбинирует. В связи с этим в области Фарадеева темного пространства концентрация электронов и ионов в направлении анода падает, уменьшается электропроводность газа, и, следовательно, в нем появляется перепад потенциала. По мере приближения к области положительного столба напряженность электрического поля начинает вновь возрастать. Продольный градиент потенциала не только сообщает электронам и ионам направленную скорость, но и увеличивает энергию их хаотического движения, подогревает электронный газ. По мере приближения к аноду температура электронов понемногу возрастает и наступает граница, пройдя которую электроны вновь оказываются в состоянии возбуждать и ионизировать атомы газа. С этого места начинается положительный столб.

Положительный столб тлеющего разряда, представляет собой плазму с малой (относительно катодного темного пространства) напряженностью электрического 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. При очень низких давлениях, когда длина свободного пробега ионов больше радиуса трубки, частицы движутся к стенкам в режиме «свободного падения» и рекомбинируют на поверхности трубки.

Свечение положительного столба при низких давлениях обычно занимает все сечение разрядной трубки. При превышении некоторого значения давления (или силы разрядного тока) свечение столба резко отходит от стенок, разряд стягивается в узкий шнур и располагается у оси трубки. Такое состояние положительного столба называется шнурованием или контрагированием.

Положительный столб бывает не только в тлеющем разряде, но и в дуге низкого давления с накалимым катодом. Плазма высокочастотного разряда также во многом напоминает положительный столб.

Во многих случаях положительный столб имеет слоистую структуру в виде неподвижных или движущихся вдоль оси трубки слоев, называемых стратами.

Выше мы говорили, что вблизи анода имеется сравнительно узкое темное пространство и анодное свечение. Поясним происхождение этих частей разряда. Свечение положительного столба вызвано, в основном, переходами возбужденных атомов в основное состояние. Но рекомбинация электронов с положительными ионами в свечении столба также играет важную роль. Анод в разряде не эмитирует положительные ионы, а образовавшиеся в газе положительные ионы оттягиваются от анода, продольным электрическим полем. Уход положительных ионов к катоду под действием поля не компенсируется приходом их со

стороны анода. Поэтому около анода нарушается характерный для положительного столба баланс электронов и ионов, заключающийся в взаимной компенсации их зарядов. В этой области возникает избыточный электронный заряд. Интенсивность рекомбинации здесь несколько ослабевает по сравнению с положительным столбом. В результате перед анодом возникает область темного пространства. В области избыточного электронного заряда перед анодом происходит некоторое повышение потенциала. Разность между потенциалом анода и потенциалом той точки разряда, где начинается это повышение потенциала, называется анодным падением потенциала.

Повышение скорости движения электронов под действием этого перепада потенциала является причиной увеличения ионизирующей и возбуждающей способности электронов. Вследствие этого около анода появляется пленка анодного свечения.

Анодные части разряда тесно связаны с расположением и формой анода. Они не являются существенными для поддержания разряда и могут даже отсутствовать.

3. Теория катодной области тлеющего разряда

Выше мы говорили, что одним из основных отличительных признаков тлеющего разряда является особое распределение потенциала по длине разрядной трубки. Оно показывает, что почти все падение потенциала в разряде приходится на область катодного темного пространства. Эту разность потенциалов между катодом и границей тлеющего свечения мы называем катодным падением потенциала U_k .

Основные процессы, необходимые для поддержания тлеющего разряда происходят в его катодной части. Остальные части разряда (Фарадеево темное пространство и положительный столб) не существенны и они могут даже

отсутствовать (при малом расстоянии между электродами или при низком давлении).

Градиент потенциала в положительном столбе не велик и в связи с этим падение потенциала в столбе разряда имеет небольшое значение (при не слишком длинной трубке). Поэтому падение потенциала в разрядной трубке определяется главным образом величиной катодного падения потенциала U_k .

Рассмотрим количественную теорию катодной области тлеющего разряда и установим зависимость U_k от рода газа, его давления и плотности разрядного тока j .

Предположим, что разряд диаметром $2a$ происходит между плоскопараллельными электродами диаметром $2R$, расположенными на расстоянии ℓ друг от друга. Давление газа и параметры внешней цепи выбраны такими, что $2a \leq 2R$, а область катодного падения ℓ_k значительно меньше диаметра разряда ($\ell_k \ll 2a$). Таким образом задача охватывает как случай нормального тлеющего разряда ($2a < 2R$), так и аномального разряда ($2a = 2R$). Основные процессы развиваются в направлении оси Ox (задача одномерная), катод расположен при $x=0$, а анод – при $x=\ell$. Областью катодного падения потенциала мы будем называть область разряда от катода до точки ℓ_k , в которой напряженность поля падает до нуля.

Для построения теории катодной области тлеющего разряда используют экспериментальные результаты о распределении электрического поля в этой части разряда. Типичные результаты измерения напряженности поля E в тлеющем разряде уже приводившиеся на рисунке 2, еще раз и только для катодной области воспроизведены на рисунке 4. Как видно из рисунка, только на краях катодной части разряда зависимость E от расстояния сильно отличается от линейной. Примем, поэтому, что в катодной части разряда

поле линейно зависит от x (x – расстояние от катода). Если ось x направить от катода, то напряженность электрического поля в катодной части разряда можно выразить следующей формулой:

$$E = E_k \left(\frac{x}{\ell_k} - 1 \right). \quad (1)$$

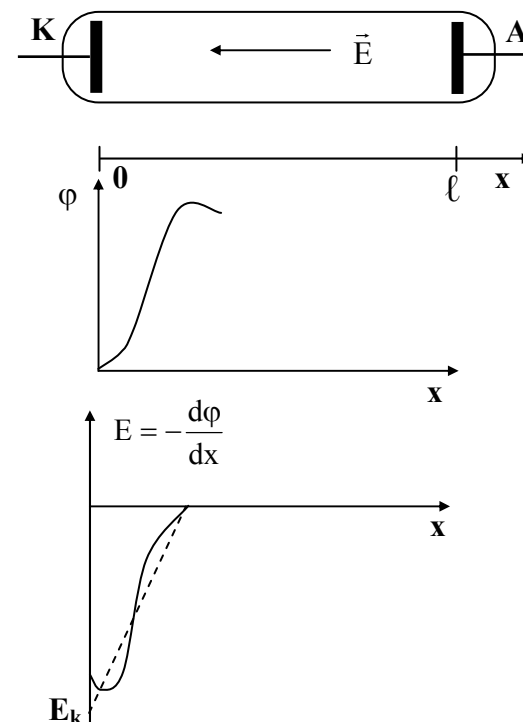


Рис. 4. Зависимость напряженности электрического поля от расстояния в катодной части разряда

Здесь E_k – напряженность электрического поля на поверхности катода, ℓ_k – длина катодной области, т.е. расстояние от катода до точки, где напряженность $E(x)$ при условии точного выполнения формулы (1) обратилась бы в нуль.

При стационарном разряде общая плотность тока должна быть в рассматриваемом плоском случае не зависящей от места: $j = j_i + j_e = \text{const}$, где j_i и j_e – ионная и электронная составляющие плотности разрядного тока. Поэтому она может быть вычислена, например, из плотностей токов j_{ik} и j_{ek} на поверхности катода:

$$j = j_k = j_{ik} + j_{ek}. \quad (2)$$

Найдем плотность ионной составляющей тока на катоде.

$$j_{ik} = en_{ik} \cdot b_i E_k = \rho_{ik} \cdot b_i \cdot E_k. \quad (3)$$

Здесь n_{ik} , ρ_{ik} – концентрация и плотность объемного заряда положительных ионов на катоде. Каждый ион, попавший на катод, выбивает из него γ электронов. Поэтому плотность электронной составляющей тока на катоде выразится формулой:

$$j_{ek} = \gamma j_{ik} = \gamma \rho_{ik} \cdot b_i E_k, \quad (4)$$

где b_i – подвижность положительных ионов, γ – третий коэффициент Таунсенда, который показывает число электронов, вылетающих из поверхности катода в среднем на один ударившийся о неё положительный ион. Сложив (3) и (4) получим полную плотность тока в разряде:

$$j = j_{ik} + j_{ek} = (1 + \gamma) \rho_{ik} \cdot b_i E_k. \quad (5)$$

Входящую в эту формулу плотность объемного заряда найдём из уравнения Пуассона. Для точек, расположенных у поверхности катода, уравнение Пуассона можно записать в следующем виде:

$$\left(\frac{d^2 \varphi}{dx^2} \right)_{x=0} = -4\pi \rho_{ik}; \quad \rho_{ik} = -\frac{1}{4\pi} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{x=0}. \quad (6)$$

Из формулы (1) найдём dE/dx и подставим в (6)

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{x=0} = \frac{E_k}{\ell_k}; \quad \rho_{ik} = \frac{1}{4\pi} \frac{E_k}{\ell_k}. \quad (7)$$

С учётом выражения (7) плотность тока в разряде выразится формулой:

$$j = (1 + \gamma) \cdot \frac{1}{4\pi} \frac{b_i E_k^2}{\ell_k}. \quad (8)$$

Входящую в эту формулу величину E_k выразим через катодное падение потенциала U_k . Для этого проинтегрируем выражение

$$d\varphi = -Edx = E_k \left(1 - \frac{x}{\ell_k} \right) dx. \quad (9)$$

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = E_k \int_0^{\ell_k} \left(1 - \frac{x}{\ell_k} \right) dx = \frac{E_k \ell_k}{2}.$$

Отсюда

$$U_k = \varphi_1 - \varphi_2 = -(\varphi_2 - \varphi_1) = -\frac{E_k \ell_k}{2}$$

и

$$E_k = -\frac{2U_k}{\ell_k}. \quad (10)$$

Подставив (10) в (8) получим:

$$j = (1 + \gamma) \frac{b_i U_k^2}{\pi \ell_k^3}. \quad (11)$$

Как видно, в формулу (11) входит длина области катодного падения потенциала ℓ_k , которая сама зависит j и U_k . Исключим ℓ_k из формулы (11) и найдем зависимость U_k от j . Вспомним, что условия в катодной области тлеющего разряда очень похожи на те, которые имеют место при пробое разрядного промежутка. Здесь происходит формирование электронных лавин, создающих плазму за пределами участка катодного падения потенциала.

Поэтому в этой области разряда выполняется условие существования самостоятельного разряда. Напишем это условие:

$$\gamma [e^{\int_0^{\ell_k} \alpha dx} - 1] = 1. \quad (12)$$

Здесь α – коэффициент объемной ионизации газа электронами (первый коэффициент Таунсенда), который показывает число электронов (и равное ему число положительных ионов), образуемых одним электроном при соударении с нейтральными молекулами газа на 1 см своего пути в на-

правлении от катода к аноду. Разделим равенство (12) на γ и прологарифмируем полученное выражение:

$$\int_0^{\ell_k} \alpha dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (13)$$

Для определения коэффициента α воспользуемся формулой Таунсенда:

$$\frac{\alpha}{p} = A \cdot e^{\frac{B}{E/p}},$$

где p – давление газа, A и B – зависящие от рода газа постоянные, определяемые из опыта. В этой формуле вместо E подставим его значение из выражения (1), а затем величину E_k выразим через U_k согласно формуле (10). Тогда получим:

$$\alpha = Ap \cdot e^{\frac{Bp\ell_k}{2U_k \left(\frac{x}{\ell_k} - 1 \right)}}. \quad (14)$$

Это значение α подставим в формулу (13)

$$Ap \int_0^{\ell_k} e^{\frac{Bp\ell_k}{2U_k \left(\frac{x}{\ell_k} - 1 \right)}} dx = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (15)$$

Этот интеграл с помощью подстановки

$$\frac{Bp\ell_k}{2U_k \left(\frac{x}{\ell_k} - 1 \right)} = -\frac{1}{y}; \quad dx = -\frac{Bp\ell_k^2}{2U_k} dy$$

можно привести к следующему виду:

$$\frac{ABp^2\ell_k^2}{2U_k} \int_0^{\frac{2U_k}{Bp\ell_k}} e^{-\frac{1}{y}} dy = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (16)$$

Функцию $\int_0^z e^{-\frac{1}{y}} dy$ можно привести к интегральному логарифму. Значение этого интеграла обозначим через

$$\int_0^{\frac{2U_k}{Bp\ell_k}} e^{-\frac{1}{y}} dy = \Phi \left[\frac{2U_k}{Bp\ell_k} \right], \quad (17)$$

где Φ известная функция. Тогда получим:

$$\frac{AB \cdot p^2 \ell_k^2}{2U_k} \cdot \Phi \left[\frac{2U_k}{Bp\ell_k} \right] = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right). \quad (18)$$

Это уравнение устанавливает недостающее еще соотношение между ℓ_k и U_k , которого не хватало для полного вычисления характеристики $U_k=f(j)$.

Определив ℓ_k из (11) и подставив его в (18) получим вольтамперную характеристику катодной области:

$$\frac{(C_1 \cdot U_k)^{1/3}}{(C_2 j)^{2/3}} \cdot \Phi [(C_1 \cdot U_k) \cdot (C_2 j)]^{1/3} = 1. \quad (19)$$

Здесь C_1 и C_2 – константы, зависящие от рода газа, материала катода и, соответственно, равны:

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}; \quad C_2 = \frac{4\pi \cdot \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}{AB^2 \cdot (b_1 \cdot p)(1 + \gamma)} \cdot \frac{1}{p^2}.$$

В виде графика приведем результат расчета по формуле (19) вольтамперной характеристики катодной области (рисунк 5). Сравним теоретическую характеристику MND с экспериментом. Правая ветвь кривой MN показывает, что при уменьшении силы тока через разряд $J=jS$ и при неизменном сечении разряда S должно уменьшаться катодное падение потенциала U_k . Опыт показывает, что это так и есть. Уменьшение U_k продолжается до минимума кривой. Дальнейшее уменьшение плотности тока должно опять вызвать увеличение U_k (левая ветвь характеристики ND). Но опыт показывает, что этого не происходит. Дело в том, что уменьшение силы тока $J=jS$ может сопровождаться не уменьшением плотности тока j , а уменьшением сечения тока разряда S . Как раз это имеет место в действительности. При уменьшении силы тока разряд сначала идет через всю поверхность катода и разряд имеет постоянное сечение. После достижения точки N характеристики начинается сокращение сечения разряда S . Сокращение сечения можно непосредственно наблюдать по уменьшению площади светящейся пленки (катодной светящейся пленки), которая по мере уменьшения тока покрывает все меньшую часть поверхности катода. Опыт показывает, что измене-

ние площади катода, покрытой свечением и принимающей участие в разряде, пропорционально изменению силы тока, так что плотность тока остается постоянной $j = \text{const}$. Отсюда следует, что не должно меняться и катодное падение потенциала U_k . Если U_k составляет все или почти все напряжение между катодом и анодом, то и это последнее будет оставаться постоянным. Тогда мы получим участок НК характеристики, отличающийся от левой ветви теоретической характеристики ND.

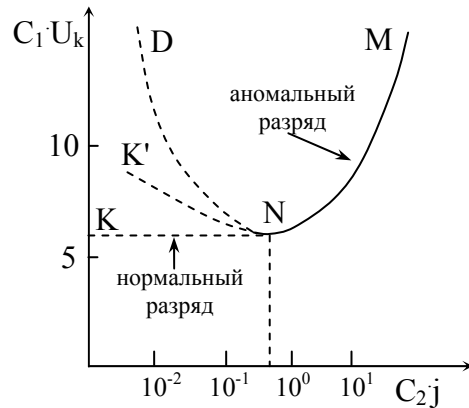


Рис. 5. Вольтамперная характеристика катодной области тлеющего разряда

Режим тлеющего разряда, при котором катодное падение потенциала и плотность тока остается постоянным, называется *нормальным*. Соответствующее этому режиму U_k называется *нормальным катодным падением потенциала* ($U_{кн}$), а плотность тока j – *нормальной плотностью тока* (j_n).

Если анод отодвинут от границы катодной части разряда и существует положительный столб, то характеристика принимает вид кривой MNK' вследствие изменения градиента потенциала в столбе.

Возрастающая часть характеристики NM соответствует

аномальному тлеющему разряду. В этом режиме разряда при увеличении силы разрядного тока катодное падение потенциала и плотность тока увеличиваются.

Обозначим через m значение $C_1 U_k$, а через n значение $C_2 j$, соответствующие точке N.

$$C_1 U_{кн} = m; U_{кн} = \frac{m}{C_1} = \frac{mB \cdot \ln(1 + 1/\gamma)}{2A} \quad (20)$$

$$C_2 j_n = n; j_n = \frac{n}{C_2} = \frac{nAB^2 \cdot (b_i p) \cdot p^2 \cdot (1 + \gamma)}{4\pi \cdot \ln(1 + 1/\gamma)},$$

или

$$\left(\frac{j}{p^2} \right)_n = \frac{n}{4\pi} \frac{AB^2 \cdot (b_i p) \cdot (1 + \gamma)}{\ln(1 + 1/\gamma)}. \quad (21)$$

Подвижность b_i обратно пропорциональна давлению газа, поэтому произведение $b_i p$ не зависит от давления и является константой для данного газа. Поэтому для каждой комбинации газ – материал катода существуют постоянное по величине нормальное катодное падение потенциала $U_{кн}$ и нормальное значение отношения $(j/p^2)_n$. Итак, для нормального тлеющего разряда характерны некоторая постоянная по величине нормальная плотность тока j_n и постоянное, не зависящее от силы тока, нормальное катодное падение потенциала $U_{кн}$.

Между работой выхода катода и $U_{кн}$ существует физически вполне понятная связь. Чем меньше работа выхода, тем меньше $U_{кн}$. Наименьшего $U_{кн}$ следует ожидать от комбинации инертного газа с катодом из щелочного металла или сложным катодом, имеющим меньшую работу выхода (тарированный, пленочный или оксидный катоды).

Это имеет важное практическое значение для конструирования газоразрядных приборов с низким напряжением зажигания и горения, так как U_k составляет всегда большую часть напряжения между электродами.

Подставив $U_{кн}$ и j_n из (20) и (21) в (11) получим для длины области катодного падения нормального разряда:

$$p\ell_n = \sqrt[3]{\frac{m^2}{n} \frac{\ln(1+1/\gamma)}{A}} = \text{const.} \quad (22)$$

Это соотношение показывает, что в нормальном тлеющем разряде произведение давления на длину области катодного падения потенциала постоянно для данного газа и материала катода.

Соотношение (22) также выполняется на опыте. Для заданного p из (22) можно вычислить ℓ_n . Например для катода из Al и различных газов при давлении $p=1$ мм рт.ст. для ℓ_n получаются цифры: 0,31 мм (N_2), 0,72 мм (H_2), 0,64 мм (Ne) Это означает, что на протяжении области катодного падения в N_2 укладывается 77 средних молекулярных пробегов, в H_2 – 85, в Ne – 66. Длина катодной части тлеющего разряда составляет, таким образом, несколько десятков свободных пробегов.

4. Экспериментальная установка и методика измерений

а) Описание экспериментальной установки. Изучение катодной области тлеющего разряда производится с помощью разрядной трубки, изображенной на рисунке 6. Плоские электроды трубки, имеющие форму диска, изготовлены из никеля. Один из этих электродов впаян в стеклянный цилиндр, который может перемещаться по длине трубки.

Перемещение производится с помощью магнита, для чего в цилиндре имеется железная вставка. Разрядная трубка припаяна к вакуумной установке. Перед началом измерений вакуумная система, включая разрядную трубку, откачивается при помощи форвакуумного и диффузионного насосов до вакуума 10^{-5} мм рт.ст. Затем наполняют трубку газом и изучают катодное падение потенциала в тлеющем разряде. Измерения производятся в инертном газе (неон, аргон и т.д.) при давлении порядка 1 мм.рт.ст. Давление газа в трубке измеряется термомпарным вакуумметром. Затем разрядная трубка при помощи крана отделяется от остальной части вакуумной системы. После этого приступают непосредственно к измерениям.

Измерения проводятся по схеме, показанной на рисунке 6. Сила разрядного тока и падение напряжения на трубке измеряются миллиамперметром mA и вольтметром V. Питание цепи осуществляется от источника постоянного напряжения Б. Сила разрядного тока устанавливается с помощью набора сопротивлений R от нескольких килоом до нескольких мегаом.

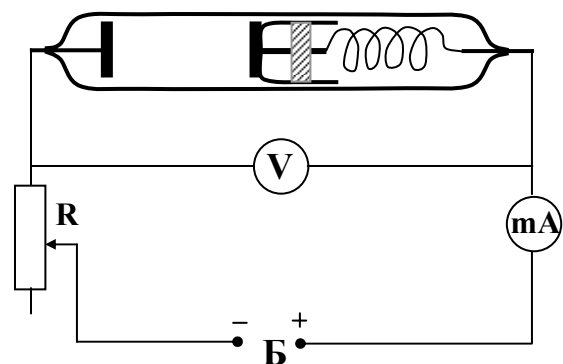


Рис. 6. Разрядная трубка и электрическая схема измерений.

б) Методика измерений. Величина нормального катод-

ного падения потенциала определяется экспериментально методом затрудненного разряда. Поясним содержание термина «затрудненный разряд». Пусть в разрядной трубке расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы на нем поместились катодное темное пространство и начало тлеющего свечения. Но вместе с тем, предположим, что в этой же трубке можно найти более длинный путь от катода до анода. Тогда при зажигании тлеющий разряд выбирает этот длинный путь. Если такого более длинного пути в трубке нет, то разряд может существовать только при повышенной разности потенциалов и носит название затрудненного разряда. Теперь изложим суть метода затрудненного разряда.

Зажигают разряд. Затем поддерживая постоянной силу разрядного тока (это достигается изменением сопротивления во внешней цепи разряда), приближают постепенно анод к катоду и снимают зависимость напряжения горения разряда U от расстояния между катодом и анодом ℓ . При этом величина U сначала постепенно уменьшается за счет уменьшения длины положительного столба. Начиная с некоторого расстояния, при котором положительного столба больше нет, уменьшение напряжения между электродами идет быстрее, затем при дальнейшем уменьшении расстояния ℓ в некотором интервале напряжение меняется мало. Когда расстояние между электродами становится меньше длины области катодного падения ℓ_k при заданном токе, начинается быстрый рост напряжения, необходимого для поддержания разряда. Причину такого роста легко понять из соотношения (12), из которого следует, что уменьшение ℓ может компенсироваться только ростом α и γ . А это возможно только за счет увеличения напряженности электрического поля в катодной области, т.е. за счет роста катодного падения потенциала U_k . Значение расстояния ℓ между катодом и анодом, при котором происходит резкое возрас-

тание напряжения на разрядной трубке, определяет длину области катодного падения потенциала ℓ_k . Напряжение между электродами, соответствующее минимуму кривой зависимости U от расстояния между электродами ℓ , равно величине катодного падения потенциала при данной силе тока.

5. Упражнения

1. Снять вольтамперную характеристику тлеющего разряда. Измерения проводятся в цепи, показанной на рисунке 6. При помощи магнита установить расстояние между электродами 2,5-3 см. Увеличивая сопротивление снять вольтамперную характеристику, записывая величину сопротивления, тока, напряжения и характер свечения. Повторить измерения для другого расстояния (5-7 см). Построить кривые $U=f(J)$ на одном графике. Объяснить сдвиг кривых. Определить интервал тока, соответствующий нормальному катодному падению потенциала.
2. Определить величину катодного падения методом затрудненного разряда. Схема измерений остается прежней. Включить в цепь сопротивление, соответствующее нормальному катодному падению потенциала. Постепенно уменьшая расстояние между электродами и поддерживая силу тока постоянной, измерить зависимость напряжения горения разряда от расстояния между электродами. Измерения проводить при трех различных значениях силы разрядного тока. Из полученных данных построить графики зависимости $U=f(\ell)$. Из этих графиков определить величину нормального катодного падения потенциала U_k и длину области катодного падения ℓ_k .
3. Аналогичные измерения провести для аномального катодного падения.

6. Литература

1. **Грановский В.Л.** Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971.
2. **Энгель А.** Ионизованные газы. М., Физматгиз, 1959.
3. Радиофизическая электроника. *Под ред. Н.А Капцова.* Издательство Моск. Ун-та, 1960.
4. **Гапонов В.И.** Электроника, часть 1. Физматгиз, 1960.
5. **Ворончев Т.А., Соболев В.Д.** Физические основы электровакуумной техники. М., «Высшая школа», 1967.
6. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М, «Наука», 1987.

ИЗУЧЕНИЕ АНОДНОЙ ОБЛАСТИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

1. Введение

Положительным столбом называют ту часть самостоятельного стационарного разряда в газе, в которой не действуют непосредственно краевые эффекты связанные с электродами. Положительный столб заполняет все расстояние, остающееся между анодом и катодом. В тлеющем разряде положительный столб ограничен со стороны катода фарадеевым темным пространством и со стороны анода – областью анодного падения потенциала. В дуге низкого давления положительный столб расположен между областями катодного и анодного падений. С физической точки зрения положительный столб тлеющего разряда и дуги низкого давления ничем не отличаются, если плотности тока и давления газа в них одинаковы.

Внешне однородный положительный столб представляет собой область разряда в газе с равномерным вдоль оси свечением, цвет которого зависит от рода газа и давления. Все физические параметры (электрические поля, концентрация заряженных частиц, электронная температура, интенсивность свечения и др.) в однородном положительном столбе не зависят от продольной координаты.

При некоторых условиях (в определенном диапазоне токов и давлений, зависящих от рода газа) положительный столб может не быть однородным по длине (стратифицированный положительный столб). В таком столбе его физические параметры являются периодическими функциями продольной координаты.

Мы здесь рассмотрим однородный по оси положительный столб. В таком столбе продольное электрическое поле E_z не зависит от продольной координаты и является по-

стоянной величиной. Постоянство поля E_z показывает, что в положительном столбе положительные и отрицательные объёмные заряды компенсируются. В противном случае избыток зарядов одного знака приводил бы, согласно уравнению Пуассона $\frac{dE_z}{dz} = 4\pi(\rho_i - \rho_e)$, к изменению продольного электрического поля E_z вдоль оси разряда. (В приведенном выражении ρ_i и ρ_e – плотности положительного и отрицательного объёмного зарядов, соответственно, z – координата вдоль оси положительного столба). Для поддержания компенсации положительных и отрицательных объёмных зарядов ($\rho_i = \rho_e$) требуется наличие в положительном столбе токов зарядов обоих знаков, относящихся друг к другу как подвижности соответствующих частиц:

$$\frac{j_i}{j_e} = \frac{b_i}{b_e}, \quad (1)$$

где j_i, j_e и b_i, b_e – плотности токов и подвижности ионов и электронов. Полный разрядный ток равен

$$j = j_i + j_e = (\rho_i b_i + \rho_e b_e) \cdot E_z, \quad (2)$$

а подвижность электронов b_e во много раз больше подвижности ионов b_i . Поэтому полный разрядный ток состоит почти из электронного тока. Но для компенсации объёмного заряда в положительном столбе совершенно необходима небольшая часть тока в виде положительных ионов.

В средней части длинного положительного столба в направлении к катоду передвигаются положительные ионы с концентрацией, постоянной вдоль всего столба. При этом

электрическое поле E_z в столбе пополняет потери этого потока ионов, происходящие вследствие диффузии к стенкам. Однако у конца положительного столба, находящегося со стороны анода, уже отсутствует такая часть положительного столба, которая приводила бы к этому концу положительные ионы. Поэтому в анодном конце столба не только должны восполняться потери ионов вследствие диффузии, но должно вообще происходить образование всех необходимых для тока ионов. Это происходит следующим образом.

Электроны притягиваются анодом, положительные ионы отталкиваются. Вследствие этого в непосредственной близости к аноду образуется избыточный объёмный заряд. Благодаря этому перед анодом возникает падение потенциала, которое называется анодным падением (АП). Напряженность поля в области анодного падения больше, чем в положительном столбе. Поэтому электроны в области анодного падения дополнительно ускоряются. При этом увеличивается доля электронов, набравших энергию, достаточную для возбуждения и ионизации атомов газа. В области АП происходит усиленное образование новых ионов. Сумма всех ионов, выходящих из области АП, как раз и даёт ионную составляющую тока положительного столба.

Таким образом, роль анодных частей разряда заключается в том, что здесь происходит образование положительных ионов, обеспечивающее поступление этих ионов в область положительного столба со стороны анода, который сам ионов не эмиттирует.

Анодным падением потенциала U_a называют разность потенциалов между концом положительного столба и анодом (рисунок 1). Протяженностью области анодного падения ℓ_a называют расстояние от конца положительного столба до анода. Падение потенциала, возникающее перед анодом, когда анод окружен электронной оболочкой, назы-

вается положительным анодным падением. При очень малых размерах анода величина положительного АП может достигать сотен вольт. Обычно же величина положительного АП не сильно отличается от значения потенциала ионизации U_i используемого газа.

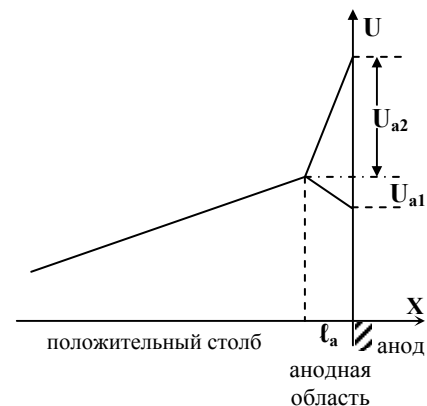


Рис.1. Распределение потенциала в анодной области.
 U_{a1} – отрицательное анодное падение потенциала,
 U_{a2} – положительное анодное падение потенциала.

Если анод обладает большой поверхностью соприкосновения с прилегающей к нему плазмой, то в этом случае возникает отрицательное анодное падение потенциала. Обычно величина отрицательного АП бывает невелика ($1 \div 3$ В). Но в ряде случаев величина отрицательного АП достигает десятков вольт.

Знак и величина АП зависят от формы и размеров анода, от рода и давления газа, силы тока и ряда других факторов.

2. Механизм образования положительного и отрицательного анодных падений

Первая теория, объясняющая механизм образования

анодного падения потенциала, была выдвинута Ленгмюром и Мотт-Смиттом. Согласно этой теории основным фактором, определяющим знак анодного падения, является отношение беспорядочного электронного тока в плазме к направленному. Ток, поступающий на анод, представляет собой беспорядочный ток электронов, попадающих из плазмы в слой пространственного заряда, окружающий анод. Обозначая через S_a площадь поверхности анода, находим, согласно кинетической теории газов, для электронного тока на анод:

$$J_e = j_e \cdot S_a = \frac{1}{4} en\bar{v}_e S_a. \quad (3)$$

Здесь j_e – плотность хаотического электронного тока, e, n, \bar{v}_e – соответственно заряд, концентрация и средняя хаотическая скорость электронов.

Ток J_e , определяемый по формуле (3), может быть как меньше, так и больше тока в цепи J_a .

Если размеры анода S_a малы, то $j_e S_a$ может оказаться меньше тока в цепи: $j_e S_a < J_a$. В этом случае от анода уходит в цепь большее число электронов, чем приходит к нему из плазмы. Анод заряжается положительно по отношению к анодному концу столба и образуется положительное анодное падение. Движение электронов ускоряется, усиливается ионизация газа электронным ударом, J_e возрастает, пока не сравняется с током в цепи J_a . В случае большого S_a ток $j_e S_a$ может оказаться больше J_a : $j_e S_a > J_a$. Тогда анод приобретает отрицательный потенциал относительно плазмы и образуется отрицательное анодное падение. Движение электронов замедляется, часть электронов

(имеющих малое значение скорости) отбрасывается назад в плазму, J_e уменьшается, пока опять не сравняется с J_a . Если $j_e S_a = J_a$, то анодное падение равно нулю: $U_a = 0$.

Основным недостатком теории Ленгмюра и Мотт-Смитта является рассмотрение анода как коллектора электронов, попадающих на его поверхность из прилегающей плазмы, и пренебрежение обратным влиянием анода на все процессы в области, прилегающей к аноду.

3. Зависимость анодного падения от конфигурации анодной области

Полый анод всегда имеет отрицательное анодное падение, которое мало зависит от силы тока. Зондовые измерения потенциала V , а также j_e и T_e , проведенные на оси трубки перед анодом и в пределах его полости показали, что подъём потенциала в положительном столбе сменяется в полости анода постепенным понижением, причем по оси полости потенциал на 1-2 В выше потенциала анода. j_e в анодной полости непрерывно понижается от его значения в положительном столбе $j_{ест}$ сохраняя, однако, заметную величину. T_e в пределах полости заметно не понижается, т.е. ионизирующая способность электронов в полости анода и в положительном столбе мало отличаются друг от друга. Значительная плотность ионизации и длительное пребывание ионов в полости анода, вызванное их медленным перемещением в слабых электрических полях, обеспечивают высокие значения n_e и j_e . В результате анодное падение имеет устойчивое отрицательное значение порядка нескольких вольт.

Анод с малой поверхностью, составляющей лишь небольшую часть поперечного сечения трубки, обладает все-

гда положительным анодным падением. Измерения показывают, что на протяжении нескольких диаметров анода вокруг последнего присутствует облачко заряженных частиц повышенной плотности. Существование этого облака возможно только при высокой плотности генерации ионов, так как под действием поля и, одновременно диффузии, они быстро удаляются из прианодной области в сторону катода. Повышенная генерация ионов осуществляется за счёт ускорения электронов в полях анодной области.

Плоский анод, заполняющий все поперечное сечение трубки, характеризуется тем, что при небольших токах ($J < 1A$) анодное падение с увеличением давления становится из отрицательного положительным. Это объясняется тем, что при низких давлениях между концом положительного столба и самим плоским анодом располагается протяжённая область, которая обладает весьма слабыми продольными и поперечными полями. В этих условиях, так же как и у полого анода, U_a становится отрицательным. Повышение давления сокращает протяжённость области слабого поля и приводит к появлению положительного анодного падения.

Экспериментальные результаты, полученные различными авторами, показывают, что не существует какой либо общей зависимости U_a от силы тока. Не установлена также общая связь между U_a и давлением. Можно только отметить, что отрицательное анодное падение существует только при низких давлениях.

4. Анодные пятна

При положительном анодном падении, когда $U_a > U_r$ (U_r – потенциал возбуждения атомов используемого газа), у поверхности анода образуется светящаяся

плёнка. Если давление и плотность тока превышают значения, характерные для данного газа, то на фоне однородной плёнки появляется яркое пятно полусферической формы. С увеличением давления пятно начинает делиться, число пятен и их относительная яркость возрастают, а их размеры уменьшаются. Многочисленные пятна образуют на аноде правильные узоры. В некоторых случаях пятна быстро перемещаются по поверхности анода, проходя определенные траектории в виде концентрических окружностей или звезд.

Первое пятно на аноде возникает тогда, когда $U_a \approx U_i$, где U_i – потенциал ионизации используемого газа. В момент образования пятна АП скачком уменьшается на $2 \div 4V$. Число пятен зависит от силы тока и давления. Чем больше сила тока, тем шире область давлений, в которой существуют пятна. Каждое пятно является мощным источником положительных ионов, частично выбрасываемых в анодную область.

Механизм формирования пятен. Для образования анодных пятен необходимо выполнение двух условий: большие значения давления и анодного падения. Оба эти условия являются условиями высокой плотности генерации ионов у анода. Когда плотность генерации достигает некоторого значения, у анода начинает появляться новая плазма. Распределение потенциала у анода в различные фазы формирования пятна дано на рисунке 2. На первом этапе своего развития новая плазма покрывает анод тонким равномерным слоем, обладающим избытком положительного объёмного заряда (рисунок 2,а). Потенциал плазмы превышает потенциал анода на небольшую величину. Существование такого равномерного слоя неустойчиво. При местном повышении генерации ионов, например, при локальном выделении газа, понижении работы выхода или в присутствии небольшого углубления в аноде толщина плазмы в

этом месте возрастает. Плазменный нарост, из которого выходит ионный поток повышенной плотности, вытягивается в сторону катода, что вызывает по его краям снижение АП и яркости свечения (Рис.2 б, в). Увеличение числа ионизаций в наросте и уменьшение их в его окрестности ускоряет окончательное оформление анодного пятна.

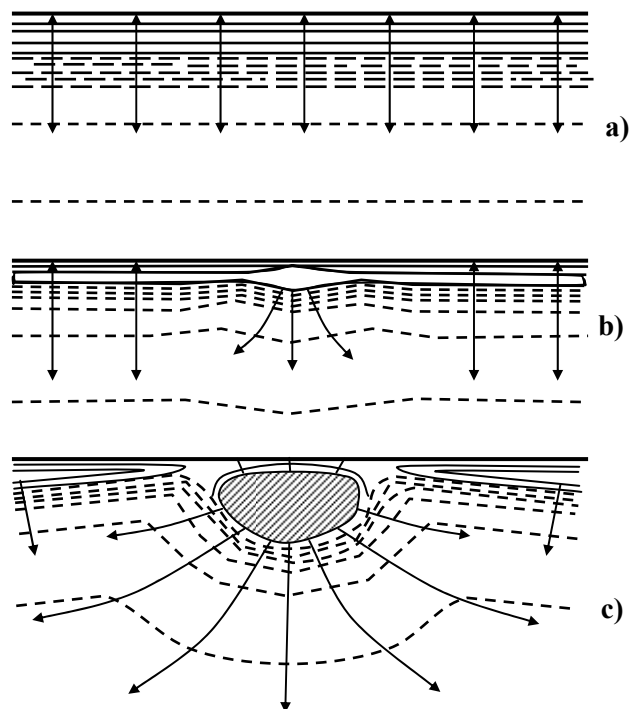


Рис. 2. Образование пятен на аноде. Сплошными линиями показаны эквипотенциальные поверхности, потенциал которых выше потенциала анода; штриховыми линиями – потенциалы которых ниже потенциала анода.

Причины закономерного расположения анодных пятен. Для объяснения закономерного расположения пятен на некотором удалении друг от друга, были предложены

две гипотезы:

а) Закономерное расположение пятен является результатом взаимного электростатического отталкивания положительных объёмных зарядов соседних пятен и стягивания их под действием магнитных полей токов, текущих к этим пятнам. Слабым местом такого объяснения является наличие между пятнами плазмы со слабым электрическим полем, что должно сильно ослаблять электростатическое взаимодействие пятен.

б) Анодное пятно является интенсивным источником положительных ионов, которые снижают анодное падение по всей поверхности анода и тем самым устраняют возможность образования новых пятен. С увеличением давления, т.е. с уменьшением длины свободного пробега ионов, это понижение анодного падения сказывается только на ближайших окрестностях пятна. На некотором удалении от пятна в слое у анода возникает достаточная разность потенциалов, и новое пятно имеет благоприятные условия для своего появления. Возможность существования пятен только на определенном расстоянии друг от друга ведет к правильному их расположению на аноде.

5. Методики измерений анодного падения потенциала и экспериментальная установка

а) методы измерения анодного падения. Для изучения анодной области используют различные методы.

1) Метод зондов Ленгмюра позволяет определить значения V ; T_e ; n_e ; j_i и j_e в анодной области и анодного падения потенциала U_a .

2) Определить U_a можно путём измерения крутого подъёма разности потенциалов между электродами при сближении анода с катодом при постоянных J_a и p .

3) Калориметрический способ позволяет определить количество тепла, выделяемого на аноде. U_a находят из формулы

$$p_a = J_a \left(\frac{2kT_e}{e} + \phi_m + U_a \right). \quad (4)$$

Здесь $2kT_e$ – средняя кинетическая энергия электронов, приходящих из плазмы в анодную область, $e\phi_m$ – работа выхода электрона.

4) Метод секционного анода служит для исследования распределения тока по поверхности анода.

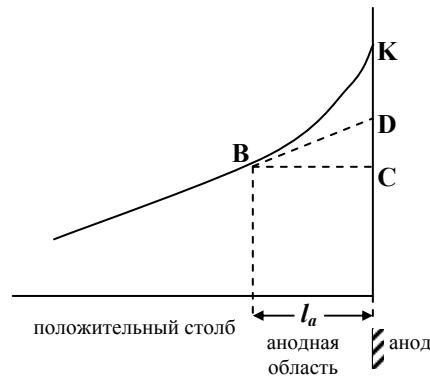


Рис. 3. Определение анодного падения потенциала.

В предлагаемой лабораторной задаче для определения анодного падения потенциала используется метод зондов Ленгмюра. Для объяснения методики определения АП на рисунке 3 приведено распределение потенциала перед анодом. Анодное падение потенциала означает разность потенциалов между анодом и точкой В, до которой распространяется область анодного падения потенциала. На рисунке ему соответствует отрезок ординаты СК. Однако по-

ложение точки В определено не строго, так как переход от анодной области в невозмущенный положительный столб происходит непрерывно. Поэтому часто за анодное падение принимают ту разность потенциалов, которая появляется в этой области дополнительно сверх напряжения, соответствующего однородному полю.

На приведенном рисунке это будет отрезок ординаты, обозначенный через ДК. При таком определении анодного падения не содержится никаких предположений о положении точки В. Зато теперь величина анодного падения зависит от напряженности поля в анодной области (области ℓ_a). Различие в обоих определениях АП в самостоятельных разрядах мало.

Для измерения U_a поступают следующим образом. Снимают вольтамперную характеристику зонда, расположенного в точке В. Построив полулогарифмическую характеристику зонда, находят потенциал пространства V_{nn} . Так как при снятии зондовой характеристики опорным электродом является анод, то найденное значение потенциала пространства как раз есть разность потенциалов между анодом и точкой В. Если линейный ход зависимости потенциала от расстояния, наблюдаемый в положительном столбе, экстраполировать в анодную область, то найдём, что потенциал точки D на величину $E_z \cdot \ell_a$ больше потенциала точки В. Здесь E_z – напряженность продольного электрического поля в положительном столбе, ℓ_a – расстояние от анода до зонда, для которого определяется потенциал пространства. Вычитая величину $E_z \cdot \ell_a$ из потенциала пространства в точке В найдём анодное падение потенциала.

$$U_a = V_{nn} - E_z \ell_a. \quad (5)$$

Величина E_z измеряется компенсационным методом. Для этого используют два идентичных зонда, помещенных в плазму в области положительного столба на некотором расстоянии d друг от друга. С помощью внешнего источника постоянного напряжения между этими зондами создают такую разность потенциалов U , при которой ток в цепи зондов обращается в нуль. Разделив найденное значение U на расстояние между зондами d находят напряженность продольного электрического поля E_z в положительном столбе:

$$E_z = \frac{U}{d}. \quad (6)$$

б) Экспериментальная установка. Экспериментальная установка представляет собой обычную стеклянную вакуумную систему, к которой припаяна разрядная трубка. Определение анодного падения потенциала может быть проведено как в разряде инертных газов, так и в парах ртути. В предлагаемой лабораторной работе изучается анодная область ртутного разряда. Чертеж разрядной трубки приведен на рисунке 4. В работе исследуются полый анод и плоские аноды, имеющие различные площади.

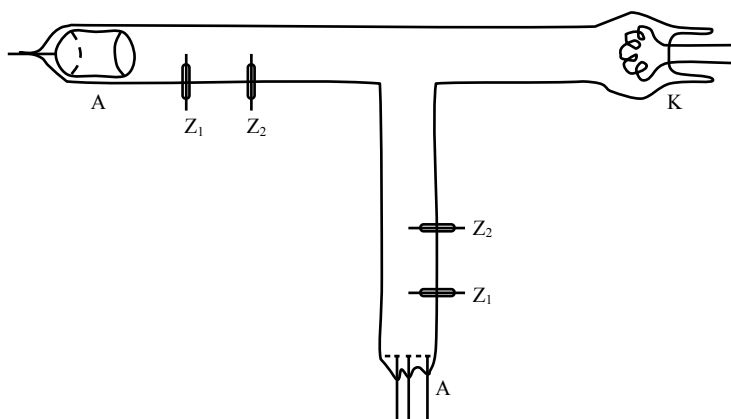


Рис. 4. Разрядная трубка.

Разрядная трубка с внутренним диаметром 32 мм состоит из двух отростков, питающихся от одного вольфрамового катода. В одном отростке анодом является полый цилиндр длиной 40 мм и диаметром 28 мм, в другом секционный плоский диск. Плоский анод состоит из трёх секций: центральной, промежуточной и крайней. Зазор между молибденовыми секциями составляет 1 мм. Диаметр центральной секции равен 1,5 мм, промежуточной – 21,5 мм, крайней – 28 мм. Такие размеры и три параллельных секционных вывода из молибденовой проволоки позволяют расположить все секции в одной плоскости и использовать в качестве анодов разрядной трубки каждую из них как отдельно, так и вместе в различных сочетаниях друг с другом. Задняя поверхность секций, а также выводы из них покрыты тонким слоем стекла, что не позволяет разряду распространяться за анод. Таким образом, рабочей поверхностью анода являются только передние поверхности секций.

Перед анодом каждого отростка в трубке введены два цилиндрических зонда, посредством которых определяют потенциал пространства и продольное электрическое поле в положительном столбе.

Откачка вакуумной системы осуществляется форвакуумным и ртутным диффузионным насосами. Давление остаточных газов в системе измеряется компрессионным манометром. После достижения в системе вакуума «прилипания» приступают к измерениям. Все измерения проводятся при непрерывной откачке разрядной трубки диффузионным насосом.

На рис.5 приведена электрическая схема измерений. Анодная цепь разрядной трубки питается от источника B_1 типа УИП-1. Сила разрядного тока регулируется реостатом R_1 и измеряется миллиамперметром A_1 . Накал катода осуществляется источником B_3 , напряжение накала устанавли-

вается реостатом R_3 и контролируется вольтметром V_3 . Для питания зондовой цепи используется стабилизированный выпрямитель B_2 . Изменение зондового напряжения осуществляется реостатом R_2 и измеряется вольтметром V_2 . Сила тока в цепи зонда измеряется многопредельным микроамперметром A_2 .

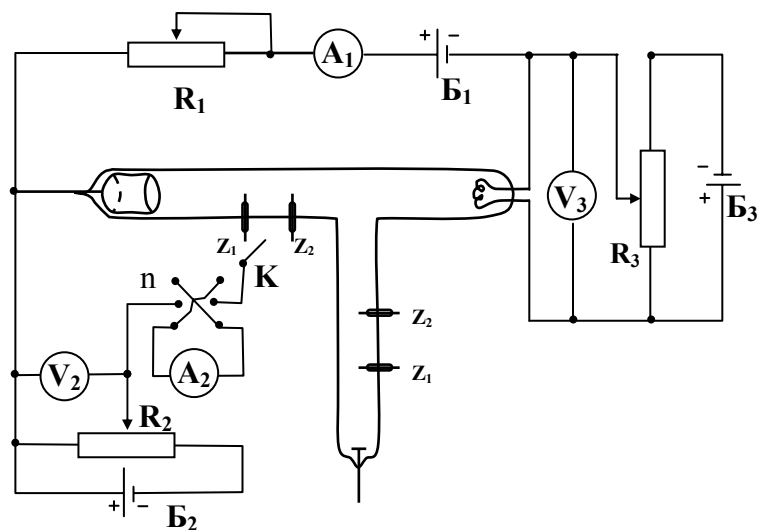


Рис. 5. Электрическая схема измерений

Градиент потенциала в положительном столбе определяется методом компенсации.

6. Упражнения

1. Откачать вакуумную установку до вакуума «прилипая». Включить источник катодной цепи и установить необходимое напряжение накала катода. Включив источник анодного напряжения зажечь разряд и по заданию преподавателя установить необходимое

значение силы разрядного тока.

2. Исследовать анодное падение для полого анода. Для этого снять вольтамперную характеристику зонда Z_1 . Используя полученные данные построить полулогарифмическую зондовую характеристику и определить потенциал пространства V_{mn} . Затем отсоединить положительный полюс источника зондовой цепи B_2 от анода и присоединив его к зонду Z_2 методом компенсации определить градиент потенциала E_z . Измерить расстояние l_a от анода до зонда Z_1 и используя формулу (5) определить величину и знак анодного падения потенциала U_a .
3. Аналогичные измерения проводить для секционного анода. Включить в цепь центральную секцию и определить анодное падение для анода малого размера. Затем соединить все секции вместе и определить U_a для плоского анода большого размера.
4. Сравнить результаты, полученные в пунктах 2 и 3, выяснить влияние размеров и формы анода на величину и знак анодного падения потенциала.

7. Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М., «Наука», 1971.
2. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., «Наука», 1987.

ЗОНДОВЫЙ МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

1. Введение

В экспериментальном исследовании плазмы главной задачей является определение основных параметров, характеризующих состояние плазмы. К таким параметрам можно отнести концентрацию заряженных частиц, температуру, потенциал и электрическое поле в плазме, направленную скорость заряженных частиц, функцию распределения электронов по скоростям и т.д. Кроме того при изучении плазмы может появиться необходимость в измерении скорости направленного движения плазмы, потоков энергии на стенки, потоков ускоренных электронов и т.д. Для решения всех этих задач существует большое число разнообразных экспериментальных методов. Среди этих методов наиболее ценную информацию дают просвечивание плазмы радиоволнами (сверхвысокочастотный метод-СВЧ-диагностика), спектроскопические методы исследования плазмы и метод зондов Ленгмюра.

Просвечивание плазмы радиоволнами дает возможность измерить концентрацию электронов n_e в плазме. Этот метод основан на том, что между диэлектрической постоянной плазмы ε и концентрацией заряженных частиц в ней имеется однозначная связь. Диэлектрическая постоянная плазмы определяется выражением:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \quad (1)$$

Здесь ω – частота электромагнитной СВЧ-волны, падающей на плазму, ω_0 – угловая частота электронных ленгмюровских колебаний, которая связана с концентрацией электронов следующим соотношением:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}} = 5,6 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{n_e (\text{см}^{-3})}, \quad (2)$$

где m – масса, e – заряд электрона. Коэффициент преломления электромагнитных волн в плазме определяется следующим выражением:

$$N = \sqrt{\varepsilon} = \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}. \quad (3)$$

Из этой формулы видно, что при $\omega < \omega_0$ коэффициент преломления становится мнимым. Физически это означает, что электромагнитные волны частотой $\omega < \omega_0$ распространяться в плазме не могут, и будут отражаться от плазмы. При частотах $\omega > \omega_0$ коэффициент преломления является действительным числом и волны, удовлетворяющие условию $\omega > \omega_0$ могут распространяться в плазме. Следовательно, если на пути электромагнитной СВЧ-волны поместить плазму, то при $\omega > \omega_0$ волна проходит через плазму и обнаруживается приемником, помещенным с другой стороны, а при $\omega < \omega_0$ приемник перестает регистрировать излучение, прошедшее сквозь плазму. Следовательно, при $\omega = \omega_0$ сигнал от СВЧ-генератора перестает проходить через плазму. Концентрация, а точнее максимальная концентрация плазмы на пути СВЧ-волны, в этот момент равна:

$$n_{\text{экп}} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}. \quad (4)$$

Такой метод определения концентрации плазмы носит название метода отсечки.

Более подробные сведения о концентрации плазмы могут быть получены из наблюдения интерференции двух лучей от одного и того же генератора. Направленный радиосигнал с частотой выше плазменной ($\omega > \omega_0$) делится на два луча. Один из лучей подводится к детектору непосредственно через волновод, а второй – проходит через исследуемую плазму. Обе волны сходятся затем в приемнике и сливаются вместе. Фазовая скорость электромагнитной волны в плазме в силу дисперсии зависит от концентрации заряженных частиц. В результате этого в фазовых скоростях у лучей возникает разница в фазах, которую измеряют интерферометром,

Спектроскопический метод диагностики плазмы является другим важнейшим методом исследования космической и лабораторной плазмы, Анализ непрерывного спектра излучения плазмы позволяет определить температуру T_e и концентрацию n_e электронов.

Метод электрических зондов Ленгмюра позволяет измерять концентрацию, температуру, потенциал и электрическое поле в плазме, определять функцию распределения электронов по скоростям. Этот метод разработан Ленгмюром в 1924 году и до сих пор широко используется в исследованиях плазмы. Преимущество метода зондов заключается в том, что он дает возможность определить локальные параметры плазмы, т.е. параметры плазмы в точке нахождения зонда.

Термин "плазма" означает частично (или полностью) ионизованный газ, который в среднем квазинейтрален. Квазинейтральность (или почти нейтральность) газа означает, что количество положительных и отрицательных зарядов в нем почти одинаково. Предположим, что заряды положительных и отрицательных частиц одинаковы и равны элементарному заряду e . Тогда условие квазинейтральности можно выразить следующим образом:

$$|n_i - n_e| \ll n_0 = n_i = n_e, \quad (5)$$

где n_i , n_e – локальные значения концентрации ионов и электронов, n_0 – соответствующая средняя величина.

Плазма обладает свойством экранировать электрическое поле, создаваемое зарядом или малым заряженным телом, помещенным в нее.

Причина экранировки заключается в том, что вокруг любого заряда происходит группировка частиц противоположного знака. Так, например, электроны в некоторой окрестности иона притягиваются к нему и экранируют его электрическое поле. Точно так же "неподвижный" электрон отталкивает другие электроны и притягивает положительные ионы. Таким образом, в плазме вокруг любого заряда собирается облако зарядов противоположного знака, приводящем к нейтрализации электрического поля отдельного заряда. Характерный размер области, где происходит нейтрализация действия отдельной заряженной частицы, называют *дебаевским радиусом* экранирования. В случае неизотермической плазмы ($T_e \neq T_i$) и однозарядных ионов для дебаевского радиуса имеем:

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_e \cdot T_i}{4\pi e^2 n_0 (T_e + T_i)}}. \quad (6)$$

Здесь K – постоянная Больцмана, T_i – температура ионов. В вакууме электростатический потенциал ϕ уединенной частицы с зарядом e на расстоянии r определяется по формуле $\phi = e/r$. В плазме выражение для потенциала этой же частицы на том же расстоянии принимает вид:

$$\phi = \frac{e}{r} \cdot e^{-\frac{r}{r_D}}. \quad (7)$$

Из этой формулы следует, что действие кулоновского поля заряда e . простирается на расстоянии порядка дебаевского радиуса r_D , а на больших расстояниях практически не имеет места. Как видно, в плазме электрический потенциал одиночного заряда падает с расстоянием гораздо быстрее, чем в вакууме. На этом свойстве плазмы основана возможность введения в плазму пробных заряженных проводников – зондов без заметного нарушения состояния плазмы, по крайней мере в областях, лежащих на расстоянии нескольких r_D от зонда.

Электрический зонд Ленгмюра представляет собой небольшое по сравнению с общим размером плазмы и основных электродов (анод, катод) металлическое тело, вводимое в плазму, на котором может поддерживаться (и изменяться) определенный потенциал. Используются разные модификации зондов: плоские, цилиндрические, сферические и др. (рисунок 1). Потенциал зонда задается и отсчитывается обычно относительно некоторого опорного электрода, потенциал которого не изменяется в процессе измерения, например, относительно анода или катода (рисунок 2). Параметры плазмы определяются по вольтамперной характеристике зонда (рисунок 3) $i = f(V_z)$, т.е. зависимости тока на зонд от потенциала зонда относительно опорного электрода (например, анода).

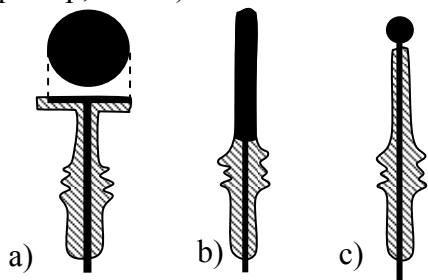


Рис. 1. Конструкция зондов.
а) плоский, б) цилиндрический, в) сферический.

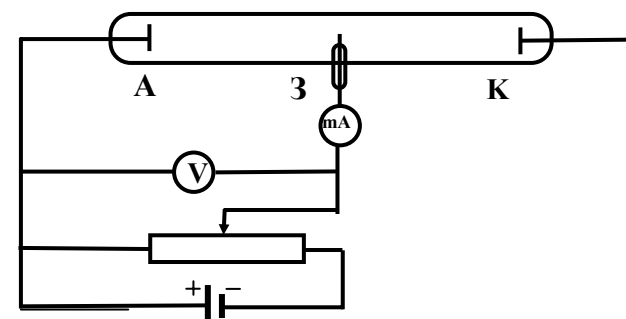


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема зондового метода.
А – анод, К – катод, З – зонд.

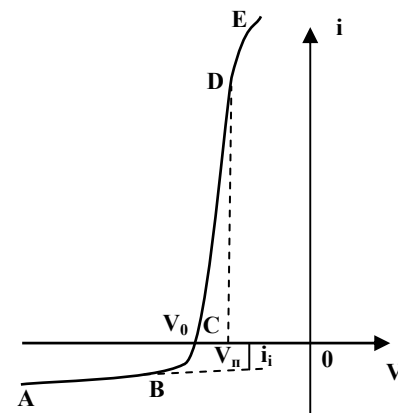


Рис. 3. Экспериментальная зондовая характеристика. V_0 - плавающий потенциал, V_n – потенциал пространства, i_i – экстраполяция ионного тока.

Целью настоящей лабораторной работы является изучение основных параметров плазмы положительного столба газового разряда на постоянном токе при низком давлении.

2. Теория

Электрический ток на зонд складывается из тока электронов i_e и ионов i_i . Если зонд имеет потенциал V_3 , положительный относительно потенциала пространства V_n невозмущенной плазмы, то ионы отталкиваются, а электроны притягиваются к нему. Если зонд заряжен отрицательно, то картина меняется на обратную. Сформулируем предположения, на которых основана упрощенная модель теории метода зондов.

1. Электроны в невозмущенной плазме имеют максвелловское распределение по скоростям.

Закон Максвелла распределения частиц выражается формулой:

$$dw_v = \frac{dn}{n_0} = 4\pi f(v) \cdot v^2 \cdot dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} \cdot dv \quad (8)$$

$f(v)$ – функция распределения электронов по скоростям.

$dw_v = \frac{dn}{n_0}$ выражает вероятность того, что скорость электрона по абсолютному значению заключена между v и $v+dv$. Вероятность dw_v определена таким образом, что сумма вероятностей всех возможных значений скорости v равна 1 (условие нормировки):

$$\int_0^{\infty} dw_v = 1. \quad (9)$$

Используя вероятность (8) можно вычислить среднюю кинетическую энергию электронов:

$$\left(\frac{mv^2}{2} \right)_{cp} = \int_0^{\infty} \frac{mv^2}{2} \cdot dw_v = \frac{3}{2} kT_e. \quad (10)$$

Согласно закону Максвелла вероятность того, что x -компонента скорости любого электрона, имеет значение в пределах от v_x до $v_x + dv_x$ равна

$$dw_{v_x} = \frac{dn}{n_0} = \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} \cdot e^{-\frac{mv_x^2}{2kT_e}} \cdot dv_x. \quad (11)$$

Такое же распределение, но только со своей температурой T_i , имеют и ионы,

2. В окрестности зонда, помещенного в плазму, образуется слой пространственного заряда, полностью экранирующего за внешней границей слоя возмущающее действие зонда. Если потенциал зонда V_3 ниже потенциала плазмы V_n , то пространственный заряд слоя положителен и состоит из ионов. Если $V_3 > V_n$, то из электронов. Толщина возмущенного слоя пространственного заряда зависит от величины напряжения, падающего в слое, и имеет порядок нескольких r_D ($1 \div 10$).

3. Характерный размер зонда значительно больше толщины слоя. Например, в случае сферического зонда радиуса r_3 это условие приобретает вид:

$$r_3 \gg r_D. \quad (12)$$

Фактически такой зонд, независимо от концентрации, близок к плоскому, а условие (12) равносильно предположению о том, что площадь поверхности внешней границы слоя мало отличается от площади собирающей поверхно-

сти зонда, и практически все частицы, попадающие на внешнюю границу слоя, либо попадают на зонд, либо отражаются от потенциального барьера, в зависимости от потенциала зонда,

4. В слое пространственного заряда электроны и ионы не испытывают соударений с тяжелыми частицами (атомами и ионами), т.е. $\lambda_{e,i}$ – длина свободного пробега соответственно электронов и ионов).

5. Если потенциал зонда меньше потенциала пространства $V_3 < V_n$, электроны находятся в тормозящем поле и в пределах слоя пространственного заряда их концентрация распределена по закону Больцмана:

$$n_e = n_{e0} e^{-\frac{|eU|}{kT_e}}, \quad (13)$$

где $U = V_3 - V_n$ – разность между потенциалом зонда и потенциалом пространства, n_{e0} – концентрация электронов в невозмущенной плазме.

Используя эти предположения, можем получить аналитические выражения, описывающие вольтамперные характеристики зонда.

Предположим, что координатная ось x направлена перпендикулярно к поверхности зонда, а среднее значение хаотической скорости электрона, соответствующее оси x , равно \bar{v}_{ex} . Тогда плотность хаотического тока электронов на зонд можно определить следующей формулой:

$$j_e = en_e \bar{v}_{ex}. \quad (14)$$

Используя формулу (11) вычислим среднее значение компоненты скорости v_{ex} :

$$\begin{aligned} \bar{v}_{ex} &= \int_0^{\infty} v_x dw_x = \int_0^{\infty} \left(\frac{m}{2\pi kT_e} \right)^{1/2} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT_e}} v_x dv_x = \\ &= \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} = \frac{1}{4} \bar{v}_e, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ – средняя арифметическая скорость электрона. Подставив значения n_e из выражения (13) и v_{ex} из (15) в формулу (14) найдем плотность хаотического тока электронов на зонд:

$$j_e = en_{e0} \cdot \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{|eU|}{kT_e}}. \quad (16)$$

Умножив это выражение на площадь собирающей поверхности зонда S получим силу электронного тока, идущего на зонд:

$$i_e = en_{e0} \cdot \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \cdot S \cdot e^{-\frac{|e(V_3 - V_n)|}{kT_e}}. \quad (17)$$

Как видно, по мере приближения потенциала зонда V_3 к потенциалу пространства V_n , электронный ток на зонд сильно возрастает. Когда потенциал зонда становится равным потенциалу пространства ($V_3 = V_n$) ток электронов достигает насыщения:

$$i_{e0} = en_{e0} \cdot \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \cdot S. \quad (18)$$

Поэтому зондовая характеристика при $V_3=V_n$ претерпевает более или менее резкий излом.

Если отталкивающиеся частицы ионы (при потенциалах зонда, больших потенциала пространства $V_3>V_n$), то для тока ионов i_i на зонд можно получить аналогичные (17) и (18) выражения посредством замены $T_e \rightarrow T_i$, $m \rightarrow M$ и $eU = -eU$. Ионный ток насыщения равен

$$i_{i0} = en_{e0} \cdot \left(\frac{kT_i}{2\pi M} \right)^{1/2} \cdot S. \quad (19)$$

Здесь M – масса иона. Нужно отметить, что выражение (19) справедливо при $T_e \approx T_i$. При $T_e \gg T_i$ более точные расчеты приводят к выражению:

$$i_{i0} = 0,4 \cdot en_{e0} \cdot \left(\frac{2kT_e}{M} \right)^{1/2} \cdot S. \quad (20)$$

С уменьшением потенциала зонда V_3 относительно V_n можно достигнуть такого положения, при котором ионный и электронный токи сравниваются по абсолютной величине и полностью компенсируют друг друга, так что суммарный ток на зонд обратится в нуль ($i=0$). Потенциал зонда, при котором $i=0$, определяется из (17) и (19) и обычно называется "плавающим" потенциалом:

$$V_0 = V_n - \frac{kT_e}{2e} \cdot \ln \left(\frac{M}{m} \cdot \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (21)$$

Такой потенциал приобретает изолированное тело, помещенное в плазму.

Вклад ионного тока в суммарный ток зонда существенен

только при потенциалах зонда, меньших плавающего потенциала ($V_3 < V_0$). При $V_3 \geq V_0$ ток ионов мало влияет на общий зондовый ток.

Действительно, разделив (18) на (19) получим:

$$\left| \frac{i_{i0}}{i_{e0}} \right| = \left(\frac{T_i}{T_e} \cdot \frac{m}{M} \right)^{1/2} \quad (22)$$

Так как $m \ll M$ и $T_i \ll T_e$ либо $T_i \approx T_e$, то $i_{i0} \ll i_{e0}$.

3. Методика анализа зондовых характеристик

Рассмотрим экспериментальную характеристику тока на зонд, получающуюся при изменении его потенциала (рисунок 3). Она имеет вид кривой, пересекающей ось абсцисс при $V_3=V_0$. Направление, соответствующее попаданию электронов из плазмы на зонд, обычно принимают за положительное направление зондового тока. При больших отрицательных потенциалах к зонду идет ток положительных ионов i_i , который с уменьшением отрицательного потенциала зонда медленно убывает по абсолютной величине (участок АВ характеристики). Начиная с некоторого значения потенциала зонда (точка В) ток i_i падает быстрее. Выше мы говорили, что при отрицательном потенциале зонда по отношению к окружающей плазме зонд окружен слоем положительного пространственного заряда. Ионный ток, идущий на зонд, определяется числом положительных ионов, попадающих на наружную границу слоя вследствие теплового движения. Это число, в свою очередь, пропорционально площади поверхности слоя. Наклон прямой АВ показывает, что при увеличении отрицательного потенциала зонда размеры слоя растут. Изменение размеров слоя происходит в соответствии с законом "3/2", согласно которому при плоской геометрии зависимость толщины слоя от потенциала имеет вид:

$$d = \frac{1}{\sqrt{9\pi}} \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/4} \frac{U^{3/4}}{j^{1/2}}. \quad (23)$$

При потенциалах зонда, когда $eU \sim kT_e$, ее можно оценивать величиной порядка r_d .

При отрицательных потенциалах зонда на него, кроме положительных ионов, попадают и быстрые электроны, уменьшая ток положительных ионов. Но при больших отрицательных потенциалах число таких электронов незначительно и зондовый ток практически состоит из тока положительных ионов.

Когда потенциал зонда приближается к плавающему потенциалу, число электронов, попадающих на отрицательно заряженный зонд, резко возрастает. При $V_3 = V_0$ на ионный ток накладывается равный ему ток электронов и полный ток на зонд обращается в нуль $i=0$ (точка С на рисунке 3). Далее при $V_3 > V_0$ ток меняет знак и круто растет, достигая значений, по абсолютной величине на два порядка больших, чем при $V_3 \ll V_0$. Затем рост тока снова замедляется. Начало изменения хода кривой (точка D не всегда это изменение резко заметно) соответствует потенциалу пространства $V_3 = V_n$. После участка D зонд притягивает электроны и отталкивает положительные ионы. При дальнейшем изменении потенциала может возникнуть самостоятельный разряд и зонд станет вторым анодом. В таких случаях зонд может расплавиться. Поэтому не рекомендуется зондовые характеристики снимать при значительном положительном напряжении зонда относительно потенциала пространства.

Для интерпретации результатов зондовых измерений очень удобным является такой способ графического изображения, при котором логарифм электронного тока откладывается как функция потенциала зонда V_3 (полулога-

рифмическая характеристика электронного тока зонда). Для получения этой зависимости нужно определить чисто электронный ток, идущий на зонд. Электронный ток выделяется из общего зондового тока согласно соотношению $i = i_e + i_i$. Но так, как $i_e > 0$ и $i_i < 0$ то электронный ток $|i_e| = |i| + |i_i|$. Поэтому сначала необходимо определить ионную компоненту зондового тока i_i вплоть до потенциала пространства V_n . Для этого ионную ветвь характеристики АВ (рисунок 3) линейно экстраполируют из области $V_3 \ll V_0$ в область, где преобладает электронный ток ($V_0 < V_3 < V_n$). Затем ионные токи, найденные из графика экстраполяции, прибавляются к общему зондовому току, измеренному при соответствующих значениях потенциала зонда. Определив электронную компоненту зондового тока можно построить зависимость $\ln i_e$ от потенциала зонда V_3 (рисунок 4). В сильно неизотермической плазме ($T_i \ll T_e$) и в случае $M \gg m$ влиянием ионного тока на зондовую характеристику можно пренебречь (см. формулу (22)).

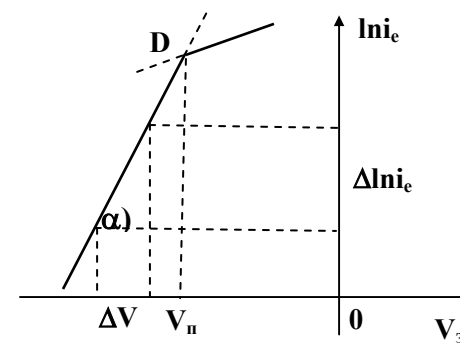


Рис. 4. Полулогарифмическая зондовая характеристика. V_n – потенциал пространства, i_e – электронная составляющая зондового тока, D – точка излома, $\operatorname{tg} \alpha = e/kT_e$.

Теперь рассмотрим конкретные способы определения из зондовой характеристики отдельных параметров плазмы.

а) Определение электронной температуры T_e . По данным зондовой характеристики $i=f(V_3)$ строится зависимость $\ln i_e=f(V_3)$ (рисунок 4). Прологарифмировав формулу (17) получим

$$\ln|i_e| = \ln \left[n_{e0} \cdot \left(\frac{kT_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \cdot S \right] - \frac{e}{kT_e} |V_3 - V_n|. \quad (24)$$

При наличии в плазме максвелловского распределения (II) на графике зависимости (24) обнаруживается довольно протяженный прямолинейный участок. Тангенс угла наклона этой прямой, как видно из формулы (24) равен $\operatorname{tg}\varphi = \frac{e}{kT_e}$. Отсюда и определяется электронная температура:

$$T_e = \frac{e}{k \frac{\Delta \ln|i_e|}{\Delta V_3}} = \frac{11600}{\frac{\Delta \ln|i_e|}{\Delta V_3}} [\text{K}]. \quad (25)$$

Электронную температуру можно также определить из величины "плавающего" потенциала, используя формулу (21). Для этого необходимо знать (хотя бы приближенно в силу логарифмической зависимости) значение ионной температуры T_i .

б) Определение потенциала пространства плазмы V_n . Потенциал пространства плазмы в месте расположения зонда определяется по точке пересечения линий прямолинейного участка зависимости $\ln i_e=f(V_3)$ и следующего за ним участка с меньшим углом наклона (рисунок 4). Излом зондовой характеристики в точке D обусловлен тем, что экспоненциальная зависимость тока на зонд имеет место

только при отрицательном относительно пространства плазмы потенциале зонда ($V_3=V_n$). Таким образом, для определения потенциала пространства строят зависимость $\ln i_e=f(V_3)$. Из точки пересечения прямолинейных участков этой характеристики опускают перпендикуляр на ось V_3 . Точка пересечения перпендикуляра с осью V_3 соответствует потенциалу пространства плазмы относительно анода V_n .

в) Определение концентрации электронов n_{e0} . Концентрация электронов определяется из величины электронного тока при каком либо фиксированном значении потенциала зонда V_3 , например, при потенциале пространства $V_3=V_n$. В этом случае из (18) получаем простую связь концентрации n_{e0} и $|i_e|$:

$$n_{e0} = \frac{i_e(V_n)}{e(kT_e/2\pi m)^{1/2} \cdot S} = \frac{4,03 \cdot 10^{13}}{\sqrt{T_e(\text{K})}} \frac{i_e(\text{A})}{S(\text{cm}^2)} [\text{cm}^{-3}]. \quad (26)$$

Как видно, для определения n_{e0} необходимо предварительно определить электронную температуру T_e и измерить площадь поверхности зонда S . Концентрацию электронов можно найти также по ионной части ($V_3 < V_0$) зондовой характеристики. Для расчета используются соотношения типа (19).

г) Определение продольного градиента потенциала в плазме газового разряда. Если ввести в разрядную трубку два идентичных зонда и расположить их на оси на некотором расстоянии d (рисунок 5), то можно определить напряженность поля E_z . Это можно делать двумя способами. Первый способ заключается в последовательном определении потенциала пространства V_n для точек 1 и 2, в которых находятся первый и второй зонды. E_z определяется из очевидного соотношения (для случая однородного поля):

$$E_z = \frac{V_{n1} - V_{n2}}{d} \text{ [V/sm]}. \quad (27)$$

Второй способ заключается в том, что между двумя идентичными зондами 1 и 2 включается внешнее компенсирующее напряжение. Соответствующая электрическая схема зондовой цепи приведена на рисунке 5. Подбирается такое значение напряжения U , показываемое вольтметром V , при котором ток между зондами, измеряемый микроамперметром A , равен нулю. Очевидно, что при этом $U = V_{n1} - V_{n2}$. По формуле (27) определяется E_z .

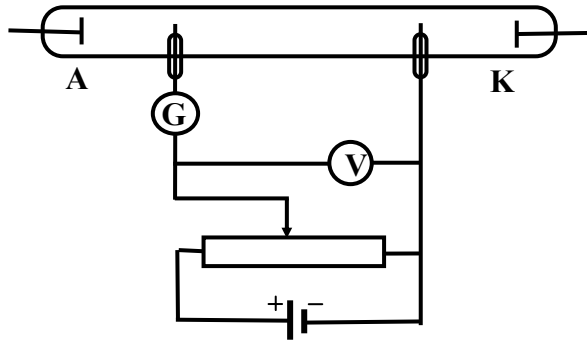


Рис. 5. Определение E_z в плазме положительного столба методом компенсации.

4. Экспериментальная установка для зондовых измерений

Зондовые измерения производятся в парах ртути при давлении, соответствующем комнатной температуре, и различных разрядных токах. Давление насыщенных паров ртути зависит от температуры и определяется температурой наиболее холодной части разрядной трубки или откачной вакуумной установки. В интервале от 0°C до 300°C зависимость давления насыщенного пара ртути от темпера-

туры с точностью до двух единиц третьей значущей цифры выражается формулой

$$\lg_{10} P = 11,5029 - \frac{3387,65}{T} - 1,1596 \cdot \lg_{10} T.$$

В пределах температуры -180°C до $+30^\circ\text{C}$ эта зависимость имеет следующий вид

$$\lg_{10} P = 8,4525 - \frac{3332,25}{T}.$$

Ниже в таблице приведены числовые значения давления насыщенных паров ртути при нескольких значениях температуры жидкой ртути.

t ($^\circ\text{C}$)	-20	-10	0	+10	+20	+30
p (мм рт.ст.)	$2,2 \cdot 10^{-5}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$4,89 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,79 \cdot 10^{-3}$

Устройство вакуумной установки показано на рис. 6. Здесь K_1 – трехходовой кран, K_2, K_3 – двухходовые краны, L_1 – ловушка для масла, L_2 – ловушка для вымораживания паров ртути и масла, Φ – форвакуумный баллон, ЛТ-2 – термомпарный манометр, ГТ – газоразрядная трубка, Нг – отросток, содержащий жидкую ртуть. РМ – ротационно-масляной насос, ДРН – диффузионный ртутный насос.

Вначале необходимо откачать вакуумную установку вместе с разрядной трубкой до высокого вакуума. При закрытых кранах K_2 и K_3 поворотом крана K_1 отделить вход вращательного насоса от атмосферы и включить двигатель насоса, через 2-3 минуты повернуть кран влево и соединить вход вращательного насоса с вакуумной установкой и откачку производить до крана K_2 . Через 10-15 минут включить диффузионный насос. Для этого сначала открыть кран

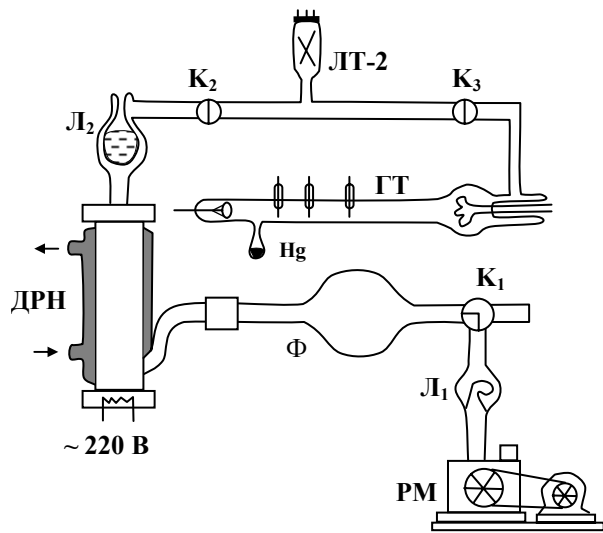


Рис. 6. Схема вакуумной установки для зондовых исследований РН-ротационно-масляной насос; Л₁-ловушка для масла; К₁-трехходовой кран; Ф-форвакуумный баллон; ДРН-диффузионный ртутный насос; Л₂-ловушка для вымораживания паров ртути и масла; К₂, К₃-двухходовые краны; ЛТ-2-термопарный манометр, ГТ-газоразрядная трубка, Нг-отросток, содержащий жидкую ртуть.

водяного охлаждения диффузионного насоса и убедиться, что вода проходит через охлаждающую рубашку насоса. Затем включить электрическую печь насоса в сеть. Через 25-30 минут после включения диффузионный насос начинает создавать разрежение. После этого открыть краны К₂, К₃ и откачать разрядную трубку до высокого вакуума ($\sim 10^{-5}$ мм рт.ст.). Давление газа в вакуумной системе измеряется термопарным манометром и манометром Мак-Леода. После получения в вакуумной системе вакуума прилипания можно зажечь разряд.

Электрическая схема измерений приведена на рисунке 7. Расстояние между катодом и анодом разрядной трубки 41 см, а внутренний диаметр – 2,5 см. Анод трубки изго-

товлен из никеля в виде конуса вращения, а спиральный катод прямого накала – из вольфрамовой проволоки диаметром 0,2 мм. Цилиндрические зонды З₁, З₂ и З₃ служат для измерения параметров плазмы. Они изготовлены из молибденовой проволоки диаметром 0,6 мм и имеют рабочую длину 5 мм. Расстояние между зондами З₁ и З₂ составляет 3,5 см, а З₂ и З₃ – 4,9 см (номера зондов отсчитываются со стороны анода).

Накал катода осуществляется источником напряжения Б₂. Сила тока в цепи катода регулируется реостатом R₂ и измеряется амперметром А. Источником анодного напряжения Б₁ является выпрямитель УИП-1. Сила разрядного тока регулируется реостатом R₁ и контролируется миллиамперметром мА₁. Зондовая цепь питается от стабилизированного выпрямителя Б₃. Положительный полюс напряжения, снимаемого с потенциометра R₃, подается на анод разрядной трубки, а отрицательный полюс через переключатель П на зонд. Разность потенциалов между зондом и анодом измеряется вольтметром V, а сила тока в зондовой цепи измеряется миллиамперметром мА₂. Переключатель П служит для переключения полярности клеммы миллиамперметра мА₂ при переходе от ионной ветви зондового тока к электронной. Для зажигания разряда сначала необходимо включить источник питания катодной цепи Б₂ и при помощи реостата R₂ установить рабочий ток накала катода J_н=3А (установка тока накала катода производится лаборантом). Затем от выпрямителя Б₁ на разрядную трубку подают напряжение порядка 300 В и зажигают разряд. Необходимо помнить, что зажигание разряда и все дальнейшие измерения проводятся при непрерывной откачке трубки диффузионным насосом. После того как на соответствующий зонд будет подано отрицательное напряжение от потенциометра по отношению к аноду, можно приступить к зондовым измерениям.

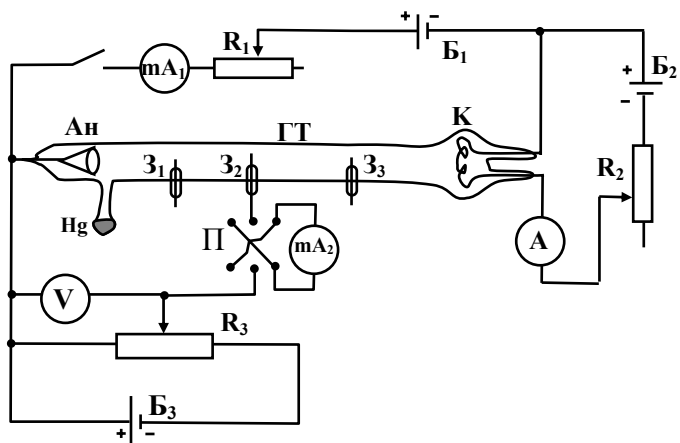


Рис. 7. Схема электронной цепи для зондовых измерений
 ГТ-газоразрядная трубка, А-анод, К-вольфрамовый прямоканальный катод, З₁, З₂ и З₃-цилиндрические зонды, Hg-отросток с жидкой ртутью, mA₁-миллиамперметр, контролирующий силу разрядного тока, Б₁-выпрямитель УИП-1, питающий разрядную трубку, Б₃ и Б₂-источники постоянного напряжения, питающие зондовую и катодную цепи, V-вольтметр, П-переключатель полярности миллиамперметра mA₂, R₁ и R₂-сопротивления в цепи анода и катода, R₃-делитель напряжения.

5. Упражнения

1. Снять вольтамперную характеристику цилиндрического зонда З₂. Потенциал зонда менять от – 120 В до 0. При измерении ионной ветви характеристики, напряжение зонда менять шагом в 10 В, а при измерении электронной ветви – через 1 В. Измерение проводить при разрядных токах 50, 100, 150 и 200 мА.
2. Построить график зависимости ионного тока от потенциала зонда $i_i=f(V_3)$. Путем линейной экстраполяции ионного тока определить чистый электронный ток.
3. Построить полулогарифмическую характеристику

электронного тока зонда $lni_e=f(V_3)$. Согласно описанной методике определить температуру электронов T_e (формула (25)), потенциал пространства плазмы V_n и концентрацию электронов n_{e0} по формуле (26). В этой формуле вместо i_e следует подставить значение электронного тока, соответствующее потенциалу пространства, а вместо S – площадь поверхности зонда. Определить потенциал пространства V_n на зонде З₁ для тех же разрядных токов. Полученные результаты представить в виде графиков

$$T_e=f(J); n_{e0}=f(J); \frac{V_{n1} - V_{n2}}{d} = E_z = f(J).$$

4. Собрать компенсационную схему. Для этого положительный полюс источника напряжения зондовой цепи отсоединить от анода и присоединить к зонду З₁. Компенсационным методом определить градиент потенциала для зондов З₁ и З₂ для тех же разрядных токов, что и в пункте 1. Результаты представить в виде графика $\frac{V_{n1} - V_{n2}}{d} = E_z = f(J)$.

6. Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе, т.1, М.-Л., Гостехиздат, 1952.
2. Подгорный И.М. Лекции по диагностике плазмы. М., Атомиздат, 1968.
3. Под ред. Харламова А.А. Специальный физический практикум. Изд. МГУ, 1977.
4. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М., 1988.

БЕГУЩИЕ СТРАТЫ

I. Введение

Однородное состояние положительного столба газового разряда очень часто оказывается неустойчивым. Малые вначале случайные флуктуации, возникающие в плазме, при определенных условиях начинают стремительно нарастать и в результате плазма переходит в иное, пространственно неоднородное состояние. Примерами конечных результатов эволюции неустойчивостей могут являться контракция и стратификация плазменного столба. В последнее время они, а также их причины стали объектом особо интенсивного изучения. Интерес к исследованиям контракции и стратификации положительного столба вызван главным образом теми затруднениями, которые вносят эти эффекты в проблему создания мощных газовых лазеров.

В разряде постоянного тока пространство не является изотропным. В нем есть выделенное направление. Это - направление электрического поля \vec{E} . Эволюция возмущений и конечный результат неустойчивостей существенным образом зависят от ориентации неоднородностей по отношению к полю \vec{E} . Если рассматривать для простоты лишь одномерные неоднородности и возмущения, то возможны две главные ситуации. Параметры плазмы, например концентрация заряженных частиц, могут меняться в пространстве либо вдоль направления поля \vec{E} , либо в перпендикулярном направлении (поперек поля).

Такие неоднородности и возмущения называют, соответственно, продольными и поперечными. Конечные результаты неустойчивостей также существенно различаются в обоих случаях. В случае поперечных возмущений развитие неустойчивости приводит к контракции, результатом развития продольных возмущений обычно является стратификация

разряда, т.е. образование страт. (Страты - от латинского слова "*stratum*" – настил; слой). Страты бывают неподвижными (стоячие страты) и подвижными (бегущие страты).

В предлагаемой лабораторной работе изучаются бегущие страты в разряде люминесцентных ламп. Измеряются частота и длина волны бегущих страт в зависимости от силы разрядного тока.

2. Наблюдения

Страты представляют собой чередующиеся в направлении электрического поля поперечные светлые и темные полосы: область с повышенной и пониженной электронной концентрацией. Невооруженным глазом страты видны только в тех случаях, когда они стоят на месте (неподвижные страты). Неподвижные страты возникают тогда, когда в разряде имеется какой-то постоянно действующий источник сильного возмущения; например, зонд с большим отрицательным потенциалом. Неподвижные страты выстраиваются в сторону анода от места возмущения и по мере удаления от места возмущения постепенно затухают.

Чаще всего в разряде возникают бегущие страты. В чистых инертных газах страты движутся от анода к катоду со скоростями порядка $10^1 \div 10^3$ м/сек. Чем ниже давление, тем больше скорость движения бегущих страт. Длина одной страты, т.е. расстояние между соответственными точками соседних страт, составляет несколько диаметров разрядной трубки. Быстро движущиеся страты невооруженным глазом не видны, они сливаются, и разряд внешне кажется однородным. Слоистость и движение страт обнаруживаются лишь при применении вращающихся зеркал или других приспособлений. Осциллографические наблюдения токов, идущих на зонд, показывают, что параметры плазмы в каждой точке разряда при бегущих стратах периодически

меняются. Мгновенная картина слоистого разряда показана на рисунке 1.

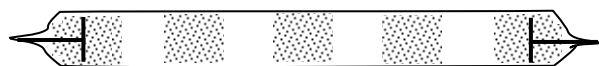


Рис. 1. Мгновенная картина стратифицированного разряда

Страты существуют в ограниченном диапазоне величины разрядного тока, давления газа и радиуса разрядной трубки. От этих же параметров разряда зависят амплитуда колебаний яркости свечения положительного столба, длина волны, частота страт и скорость их распространения. Амплитуда колебаний свечения в определенной мере отражает амплитуду колебаний концентрации электронов. Вблизи границы существования страт амплитуда колебаний свечения невелика и сами колебания близки к синусоидальным. Возможны и страты большой амплитуды, в которых концентрация электронов изменяется во времени и вдоль длины разрядной трубки в десять и более раз (рисунок 2). В таких стратах колебания параметров страт далеки от синусоидальных.

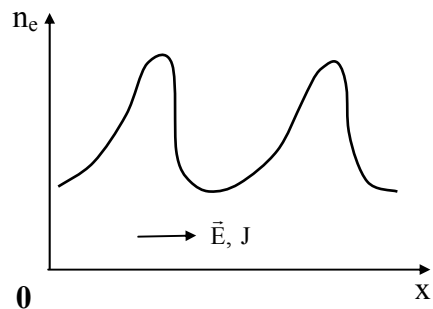


Рис. 2. Качественное распределение концентрации электронов вдоль направления поля E и тока j в стратифицированном разряде.

Вне области существования страт положительный столб устойчив и однороден. Но путем внешнего возмущающего воздействия можно возбудить страты в небольшой окрестности за пределами естественного существования (искусственные страты).

3. Условия возникновения

Страты представляют собой ионизационные колебания и волны. Основную роль в распространении страт играет изменение скорости ионизации в плазме. Это значит, что периодическое изменение концентрации электронов вызвано не перераспределениями фиксированного количества электронов, а чередованием преимущественных рождения и гибели электронов. Механизмы неустойчивостей, вызывающие возникновение страт, связаны с ионизационными процессами.

Если в механизме рождения и гибели электронов, кроме ионизации атомов из основного состояния и рекомбинации на стенках, отсутствуют какие-либо другие механизмы, то однородный по длине разряд устойчив по отношению к продольным возмущениям. Это связано с тем, что в случае продольных возмущений резкий рост скорости ионизации, вызванный ростом температуры электронов T_e , является стабилизирующим фактором. На самом деле, при продольных возмущениях плотность тока остается постоянной:

$$j = \sigma E \sim n_e \cdot E = \text{const}, \quad (1)$$

где σ – электропроводность положительного столба. В результате этого в месте, где повышается концентрация электронов n_e , падает электрическое поле E и положительная флуктуация электронной концентрации n_e затухает.

Но ионизация образующихся в разряде возбужденных

мета стабильных атомов (ступенчатая ионизация) является дестабилизирующим фактором и может привести к образованию страт. Рассмотрим роль ступенчатой ионизации в стратификации положительного столба.

Изменение концентрации электронов из-за ионизации атомов можно представить в следующем виде:

$$\frac{dn_e}{dt} = k_i N_a n_e + k_i^* N_a^* n_e, \quad (2)$$

где N_a и N_a^* – концентрация атомов в нормальном и возбужденном состоянии, k_i и k_i^* – константы скорости их ионизации электронным ударом. Первая слагаемая в правой части уравнения (2) $v_i = k_i N_a n_e = z_i n_e$ представляет собой скорость ионизации нормальных атомов. $z_i = k_i N_a$ – частота ионизации нормальных атомов электронными ударами.

$v_i^* = k_i^* N_a^* n_e = z_i^* n_e$ выражает скорость ионизации возбужденных атомов электронными ударами. Как видим, скорость ионизации возбужденных атомов пропорциональна концентрации электронов. Частота ионизации возбужденных атомов

$$z_i^* = k_i^* N_a^* \sim e^{-\frac{e(U_i - U^*)}{kT_e}}, \quad (3)$$

где U_i и U^* – потенциалы ионизации и возбуждения атома, k – постоянная Больцмана, T_e – температура электронов.

Теперь запишем, для числа возбужденных атомов N_a^* упрощенное уравнение баланса, пренебрегая сравнительно медленной диффузией их вдоль оси трубки:

$$\frac{dN_a^*}{dt} = k^* N_a n_e - k_i N_a^* n_e - z_d^* N_a^*. \quad (4)$$

Первый член $k^* N_a n_e$ в правой части уравнения представляет собой скорость образования возбужденных атомов электронным ударом. Второй член $k_i N_a^* n_e$ – скорость разрушения возбужденных атомов электронами при ударах второго рода. Третий член $z_d^* N_a^*$ – скорость потерь возбужденных атомов, связанная с диффузией к стенкам и тушением ударами атомов (но не с ударами электронов). В уравнении (4) потери $k_i^* N_a^* n_e$ за счет ионизации возбужденных атомов электронными ударами опущены. Это оправдывается тем, что для ионизации требуется энергия активации, а для ударов второго рода – нет. Поэтому $k_i^* \ll k_i$. В стационарном состоянии число возбужденных атомов с течением времени не меняется: $\frac{dN_a^*}{dt} = 0$. Тогда из формулы (4) получаем:

$$N_a^* = \frac{k^* N_a n_e}{k_i n_e + z_d^*}. \quad (5)$$

В случае слабых токов из-за малой концентрации электронов частота разрушения возбужденных атомов электронами при ударах второго рода ($k_i n_e$) оказывается во много раз меньше частоты потерь, связанных с диффузией возбужденных атомов к стенкам и разрушением ударами атомов (z_d^*):

$$k_i n_e \ll z_d^*.$$

Тогда по формуле (5) число возбужденных атомов оказывается пропорционально числу электронов $N_a^* \sim n_e$, а

скорость ионизации возбужденных атомов, согласно уравнению (2) – квадрату числа электронов:

$$\frac{dn_e}{dt} \sim n_e^2.$$

(Следует отметить, что при сильной ионизации (большие токи) заселенность возбужденного уровня не зависит от n_e и является Больцмановской $N_a^* \approx \frac{k^* N_a}{k_1} \sim e^{\frac{eU^*}{kT_c}}$).

Таким образом, при повышении концентрации электронов n_e (силы разрядного тока) сильно увеличивается число возбужденных атомов и к ионизации из основного состояния присоединяется ионизация возбужденных атомов. Для ионизации атома из возбужденного состояния требуется меньше энергии (энергия, необходимая для ионизации атома из основного состояния равна eU_i , для ступенчатой ионизации электрон должен затратить энергию $e(U_i - U^*)$, где eU^* энергия возбужденного состояния, (см. также формулу (3)). Поэтому ионизация возбужденных атомов электронным ударом дает дальнейшее увеличение концентрации электронов. Это в свою очередь приводит к резкому увеличению концентрации возбужденных атомов и еще более сильному увеличению концентрации электронов и т.д. Такое стремительное увеличение концентрации электронов может привести к расслоению положительного столба.

Ступенчатая ионизация действует только при не слишком больших токах. При более высоких разрядных токах (в инертных газах при $J \sim 100$ мА) концентрация электронов n_e вырастает настолько, что метастабильные разрушаются электронными ударами. В этом случае, согласно уравнению

$$N_a^* = N_a^*(n_e(t)) = \frac{k^* N_a n_e}{k_1 n_e + z_d^*}$$

их концентрация перестает расти с ростом n_e , что являлось залогом развития неустойчивости через нелинейную зависимость скорости ионизации газа от n_e . Ступенчатая ионизация при этом уступает место максвеллизации или каким-то другим механизмам.

В плазме распределение электронов по энергиям описывается функцией распределения Максвелла, которая является монотонно убывающей при больших энергиях. В слабоионизованной плазме такое распределение электронов устанавливается в результате приобретения энергии от электрического поля и потерь при упругих и неупругих столкновениях с нейтральными атомами. Ни одно из таких столкновений не придает электрону энергии, каждое ведет лишь к потере. Особенно велики потери при больших энергиях, когда электрон возбуждает или ионизует атом. Поэтому при энергиях порядка потенциала ионизации количество быстрых электронов в разряде сильно уменьшается. В результате этого функция распределения электронов по энергиям спадает очень резко и происходит отклонение от функции распределения Максвелла. При больших концентрациях (больших разрядных токах) электроны начинают взаимодействовать друг с другом и обмениваются большими порциями энергии. Появляется новый механизм приобретения энергии отдельными электронами. Распределение по энергиям стремится к максвелловскому, число быстрых электронов резко возрастает. Частота ионизации возрастает, концентрация электронов увеличивается, и спектр распределения становится еще ближе к максвелловскому. Число быстрых электронов еще больше увеличивается, еще больше растет частота ионизации и т.д. Так возникает неустойчивость. При достаточно больших концен-

трациях электронов n_e (больших токах) такая неустойчивость может привести к образованию страт.

4. Почему страты движутся

Теперь поясним причину того, что волны бегут, и как правило, от анода к катоду. Следует отметить, что в сравнительно коротких волнах градиент плотности заряженных частиц значительны. Относительное разделение зарядов, которое существует, несмотря на высокую степень электронейтральности плазмы, определяется не дрейфом, а диффузией.

Пусть в некотором сечении положительного столба в момент времени $t=t_0$ произошла положительная флуктуация концентрации заряженных частиц $\delta n > 0$ (произошло локальное повышение концентрации заряженных частиц по сравнению с ее стационарным невозмущенным значением, рисунок 3а). В момент времени t_0 заряды обоих знаков возмущаются вместе и разделение зарядов отсутствует. В следующий момент времени $t > t_0$ происходит разделение зарядов, малоподвижные ионы остаются на своих местах, а легкие электроны диффундируют в обе стороны от горба плотности. Возникает поле поляризации δE . На том склоне горба, где n_e падает в сторону катода, поле поляризации δE складывается с постоянным невозмущенным полем E , и вычитается из E на другом склоне. По этой причине волна возмущения электрического поля δE сдвинута на четверть длины волны в сторону катода относительно волны δn_e (см. рисунок 3б). Мощность, затрачиваемая осевым электрическим полем на увеличение энергии электронов jE , распределена так же, как и E , поскольку $j = \text{const}$. Профиль распределения электронной температуры T_e почти повторяет профиль распределения мощности jE и E . Волна δT_e находится почти в фазе с волной δE . Почти в фазе с волной δE находится и

скорость ионизации $z_i(T_e) \cdot n_e$, так как скорость ионизации к электронной температуре T_e гораздо чувствительнее, чем к n_e . Значит, наиболее интенсивная ионизация происходит в точке мгновенного "равновесия" n_e на оси x , где $\delta n_e = 0$, а E максимально. Через четверть периода в этой точке пространства δn_e вырастает до амплитудного значения, т.е. в нее передвигаясь в направлении E , придет горб n_e .

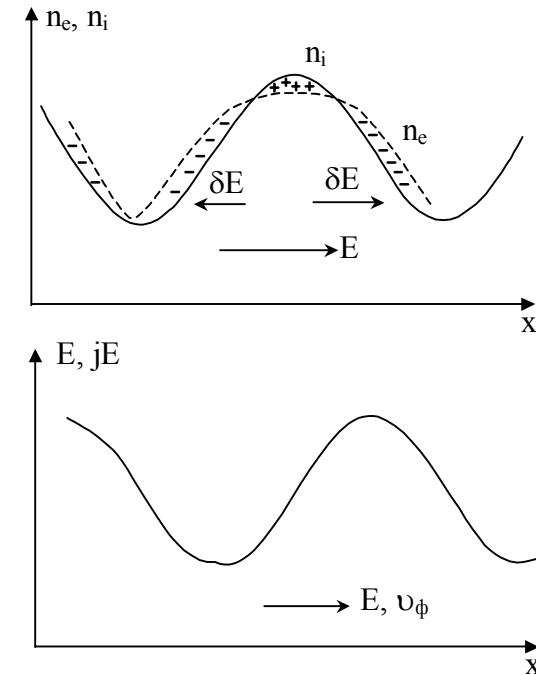


Рис. 3. а) Схема, поясняющая причину фазового движения страт от анода к катоду. Распределения концентраций n_e (пунктир) и n_i (сплошная линия) соответствуют преобладанию диффузии электронов над дрейфом (короткие волны). Стрелочками показаны направления возникающих полей поляризации. б) Распределение напряженности результирующего электрического поля и мощности, затрачиваемой осевым электрическим полем на увеличение энергии электронов.

5. Электрическая схема и методика измерений

В предлагаемой лабораторной задаче для изучения бегущих страт используется разряд в люминесцентных лампах, которые наполняются аргоном при давлении около 4 мм рт. ст. с примесью паров ртути. В этих лампах в зависимости от размеров трубки бегущие страты существуют в интервале разрядных токов от нескольких миллиампер до 80 – 150 мА. Появление бегущих страт сопровождается колебаниями напряжения на электродах трубки, силы тока и яркости свечения разряда. Колебания напряжения, тока и яркости свечения, вызванные движением страт, имеют одинаковую частоту.

Электрическая схема измерений приведена на рисунке 4. Питание разрядной трубки (люминесцентная лампа) ГТ осуществляется источником B_1 . Сила тока в анодной цепи регулируется реостатом R_2 и измеряется миллиамперметром mA_1 . Падение напряжения на сопротивлении R_1 может быть использовано как для наблюдения колебаний тока в разряде, так и для синхронизации генератора развертки осциллографа. В первом случае концы проводов 3-4 подключаются к входу У-канала осциллографа, а во втором случае - ко входу канала внешней синхронизации. Катодная цепь питается выпрямителем B_2 . Ток накала катода регулируется реостатом R_3 и контролируется миллиамперметром mA_2 . Колебания яркости свечения разряда регистрируются с помощью однокаскадного фотоумножителя ФЭУ-1. Схема включения ФЭУ-1 показана на рисунке 5.

Исследования колебания яркости свечения проводятся фотоумножителем и осциллографом. Для этого напряжение с выхода фотоумножителя подается на вход У-канала осциллографа. Колебания напряжения на разрядной трубке могут быть исследованы простым присоединением осциллографа к электродам трубки (к аноду и катоду). Подоб-

ным же образом колебания тока в цепи снимаются в виде падения напряжения на сопротивлении R_1 , включенного последовательно с разрядом (рисунок 4), и подаются на вход осциллографа. Следует отметить, что колебания напряжения на сопротивлении R_1 вызваны колебаниями разрядного тока, поскольку $U_{R_1} = IR_1$ и $R_1 = \text{const}$, где I – сила разрядного тока.

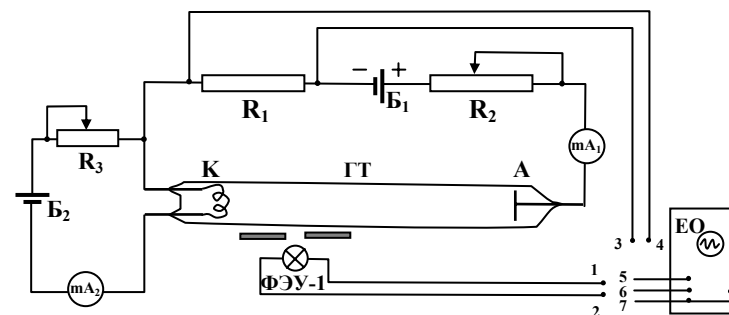


Рис. 4. Электрическая схема измерений. ФЭУ-1 – фотоэлектронный умножитель, ЭО – электронный осциллограф, ГТ – газоразрядная трубка.

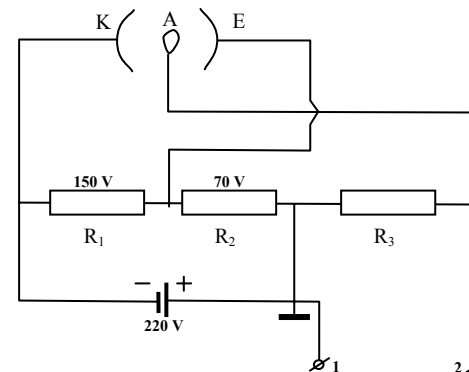


Рис. 5. Схема включения фотоэлектронного умножителя ФЭУ-1. К - фотокатод, Э - эмиттер, А - анод.

При наблюдении колебаний яркости свечения разряда для получения устойчивого изображения (светящегося графика сигнала) на экране генератор развертки осциллографа можно синхронизировать с колебаниями исследуемого сигнала. В качестве такого сигнала можно использовать падение напряжения на разрядной трубке или на сопротивлении R_1 , включенном последовательно с разрядной трубкой. Тогда каждый рабочий ход развертывающего напряжения начинается в одной и той же фазе колебания тока и при фиксированном положении ФЭУ кривая на экране будет неподвижной. Такая синхронизация осуществляется следующим образом. Ручку «Синхронизация» осциллографа переводят в положение «Внешняя синхронизация» и синхронизирующее напряжение подают на вход канала «Внешняя синхронизация».

Так как фаза колебания яркости, связанная с движением страт, зависит от положения рассмотренной точки по длине трубки, то при движении ФЭУ вдоль разрядной трубки кривая на экране сдвинется. Таким способом удается измерить длину бегущих страт с очень большой точностью. Само определение длины волны страт осуществляется следующим образом. Получают на экране осциллографа четкую неподвижную картину изображения колебаний яркости свечения. Фиксируют на экране положение определенной фазы колебаний (например, максимум на графике сигнала). Затем перемещают ФЭУ вдоль трубки настолько, чтобы на место фиксированной фазы приходила соответствующая фаза следующей волны. Расстояние, на которое перемещается при этом ФЭУ вдоль трубки, равняется длине волны страт.

Измерение частоты страт производится путем сравнения ее (неизвестная частота f_c) с частотой звукового генератора (известная частота $f_{зг}$). Для этого напряжение с выхода ФЭУ подают на Y-канал, а с звукового генератора – на X-

канал осциллографа. Отключают внутренний генератор развертки осциллографа, для чего ручку «Диапазон частот» переводят в положение «ВЫКЛ.». Изменяя частоту звукового генератора, добиваются осциллограммы в виде неподвижной фигуры Лиссажу. При точном равенстве частот $f_{зг}$ и f_c на экране будет наблюдаться неподвижный круг или эллипс. Неизвестная частота страт f_c отсчитывается по лимбу звукового генератора. При значительной разности частот $f_{зг}-f_c$ форма фигуры Лиссажу усложняется. Неизвестную частоту можно определить и по такой сложной фигуре Лиссажу. Покажем один из вариантов такой фигуры (рисунок 6). Фигуру Лиссажу мысленно пересекают горизонтальной и вертикальной линиями так, чтобы они не проходили узлы фигуры (точки 1-6 и 1'-2' на рисунке 6). Подсчитывают количество пересечений этих прямых с фигурой (n_x и n_y). По отношению числа пересечений и по известной частоте звукового генератора $f_{зг}$ определяют неизвестную частоту страт f_c :

$$\frac{n_x}{n_y} = \frac{f_c}{f_{зг}} \quad \text{и} \quad f_c = \frac{n_x}{n_y} f_{зг}.$$

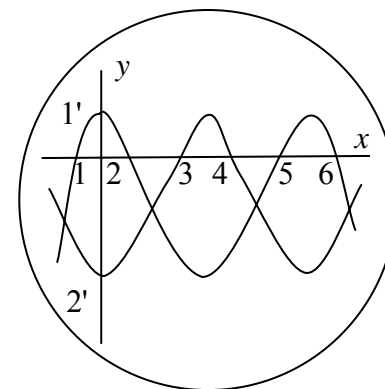


Рис. 6. Определение частоты по фигуре Лиссажу

6. Упражнения

1. Зажечь разряд. Падение напряжения на сопротивлении R_1 (рисунок 4) подать на вход У-канала осциллографа. Изменяя силу тока от нескольких миллиампер до 150 мА определить области существования регулярных колебаний тока. Измерить зависимость от силы тока частоты колебаний сначала при увеличении, а затем при уменьшении тока. Результаты измерений представить в виде графика зависимости частоты страт f_c от силы тока J_p .
2. Подключить ФЭУ к входу У-канала осциллографа и проделать такие же наблюдения над колебаниями яркости свечения лампы. Измерить частоту колебаний яркости свечения в зависимости от силы тока и сравнить полученные данные с результатами упражнения 1.
3. Напряжение с выхода ФЭУ подать на вход У- канала осциллографа, как в упражнении 2. Напряжение с сопротивления R_1 (рисунок 4) подать на вход канала внешней синхронизации осциллографа. Постепенно увеличивая силу тока найти верхнюю границу значений тока, при которых в положительном столбе имеются бегущие страты. Во всех случаях, когда бегущие страты существуют, передвижение ФЭУ вдоль лампы вызывает сдвиг кривой на экране.
4. Измерить длину λ_c бегущих страт в зависимости от силы разрядного тока. Результаты измерений представить в виде графика зависимости λ_c от J_p .

7. ЛИТЕРАТУРА

1. **Райзер Ю.П.** Физика газового разряда. М., «Наука», 1987.
2. **Недоспасов А.В.** Страты. Успехи физических наук (УФН), т.94, № 3, стр. 439, 1968.
3. **Ланда П.С., Мискинова Н.А., Пономарев Ю.В.,** УФН, 1980, т. 132, №4, с. 601.
4. **Гарибов Г.И., Дашдамиров К.М.,** Вестник Бакинского Университета, сер. физ.-мат. наук, №1, с. 31, 2001.
5. **Qaribov Q.I., Qaribov R.Q.,** First International Conference on Technical and Physical Problems in Power Engineering, 23-25 April, 2002, Baku, p.380.

ИЗУЧЕНИЕ КОНТРАКЦИИ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

1. Введение

Повышение эффективности приборов и устройств, использующих газоразрядную плазму как рабочее тело, связано с увеличением плотности плазмы. Для создания достаточно плотной газоразрядной плазмы необходимо увеличить давление газа и силу тока в разряде. Одним из основных препятствий, встречающихся в этом направлении, является сжатие плазменного столба, т.е. его контракция. Исследователи установили, что при повышении силы тока или давления газа, рано или поздно, происходит изменение характера горения разряда.

Внешне это проявляется в том, что свечение, первоначально занимающее весь объём разрядной трубки, при превышении давления газа или силы разрядного тока определенного значения, резко отходит от стенок и диаметр области, занятой разрядом, уменьшается. Одновременно с сжатием светящейся части разряда происходит уменьшение размеров области, заполненной заряженными частицами.

Обычно контракция разряда считается нежелательным явлением, так как она ограничивает диапазон параметров газового разряда, используемого в различных приборах, устройствах и технологических процессах, малыми значениями токов и давлений. Контракция приводит к неполному использованию объёма разрядной трубки, нарушению пространственной однородности разряда.

Нужно отметить, что явление контракции газового разряда носит универсальный характер и обязательно возникает при больших токах и давлениях во всех газах и в разрядах любой геометрической формы.

В предлагаемой лабораторной работе исследуется переход разряда из диффузионного режима горения к контрагированному. В работе измеряется вольтамперная характеристика положительного столба и ток положительных ионов, идущих к стенкам разрядной трубки, определяется критическое значение силы разрядного тока, соответствующего переходу разряда к контрагированному режиму.

2. Физическая природа контракции

Рассмотрим газовый разряд, горящий в цилиндрической трубке радиусом R . Проследим за поведением свободного электрона, возникающего вблизи оси трубки в результате ионизации атома газа. Этот электрон может в процессе диффузии попасть на стенку трубки. Характерное время, в течение которого электрон в результате диффузии достигает стенки трубки (диффузионное время жизни электрона) составляет

$$\tau_d = \frac{R^2}{6D_a}, \quad (1)$$

где D_a – коэффициент амбиполярной диффузии.

Этот электрон может рекомбинировать в объёме разряда, встретившись там с положительным ионом. Рекомбинационное время жизни электрона определяется выражением:

$$\tau_r = \frac{1}{\alpha_r n_e}. \quad (2)$$

Здесь α_r – коэффициент объёмной рекомбинации. Судьба рассмотренного нами электрона, в конечном счете, оп-

ределяется соотношением между временами τ_d и τ_r . Поскольку коэффициент амбиполярной диффузии D_a обратно пропорционален давлению газа, то в газовых разрядах, характеризующихся малыми токами и давлениями, диффузионное время жизни электрона τ_d оказывается много меньше характерного времени рекомбинации τ_r :

$$\tau_d \ll \tau_r. \quad (3)$$

Физический смысл этого неравенства заключается в том, что электрон, образовавшийся у оси разрядной трубки, в результате диффузии попадает на стенку и там рекомбинирует. Таким образом, при выполнении условия (3) основным механизмом нейтрализации заряженных частиц в плазме является рекомбинация на стенках и объёмной рекомбинацией можно пренебречь. Этот режим разряда называется диффузионным. В этом режиме радиальное распределение заряженных частиц описывается функцией, плавно уменьшающейся от оси трубки к её стенкам:

$$n_e(r) = n_e(0) \cdot J_0\left(2,4 \frac{r}{R}\right). \quad (4)$$

В этом выражении r – радиальная координата, $n_e(0)$ – концентрация электронов на оси разрядной трубки, $J_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка. На рисунке 1 этому распределению соответствует кривая 1.

При увеличении давления газа или силы тока в разряде соотношение между временами τ_d и τ_r может измениться на противоположное:

$$\tau_d \gg \tau_r. \quad (5)$$

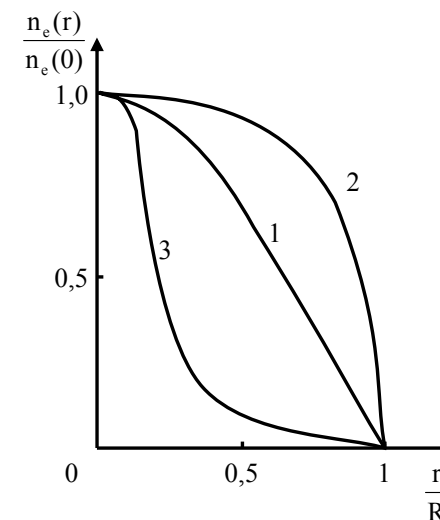


Рис. 1. Радиальное распределение концентрации электронов по сечению разрядной трубки.

1. Диффузионный режим; 2. Рекомбинационный режим;
3. Режим контракции.

В этом случае заряженные частицы, возникающие в некоторой части столба, приблизительно в этой же области и нейтрализуются (рекомбинируют). Такое состояние положительного столба называется рекомбинационным режимом.

Рассмотрим характер радиального распределения заряженных частиц в рекомбинационном режиме разряда. Для этого необходимо, в первую очередь, выяснить вопрос о том, в какой части разрядной трубки происходит наиболее интенсивная ионизация частиц газа. Сначала рассмотрим случай, когда скорость ионизации атомов и молекул электронным ударом постоянна вдоль радиуса разрядной трубки.

Число рекомбинаций, происходящих в единицу времени в единице объёма плазмы, пропорционально квадрату концен-

трации электронов: $n^* = \alpha_r n_e^2$. Поэтому объёмная рекомбинация идет более интенсивно вблизи оси разрядной трубки, где концентрация электронов максимальна. В этой части столба концентрация электронов уменьшается в радиальном направлении медленнее, чем в случае, когда объёмная рекомбинация отсутствует. Радиальное распределение концентрации электронов с учётом объёмной рекомбинации представлено кривой 2 на рисунке 1. Сравним эту зависимость с радиальным распределением в диффузионном режиме. Видно, что радиальное распределение концентрации электронов при наличии объёмной рекомбинации в приосевой области спадает от оси к стенкам более плавно, а вблизи стенок трубки уменьшается более резко. Следовательно, в случае, когда скорость ионизации частиц газа электронами постоянна по объёму разрядной трубки, радиальное распределение концентрации электронов описывается кривой, плавно спадающей от оси к стенкам трубки. Разряд занимает весь объём трубки, т.е. разряд не контрагирует.

Теперь учтём радиальную зависимость скорости ионизации частиц газа электронным ударом. Радиальная неоднородность скорости ионизации связана с её зависимостью от приведенного электрического поля E/N и степени ионизации плазмы. Здесь E – напряжённость электрического поля в положительном столбе, N – плотность нейтральных атомов газа. Отметим, что в отсутствие объёмной рекомбинации даже сильная пространственная неоднородность скорости ионизации не вызывает контракции разряда.

Однако, резкое уменьшение скорости образования заряженных частиц в направлении от оси трубки к её стенкам, и, одновременно, преобладание процессов объёмной рекомбинации над диффузией, резко меняет характер горения разряда. Чтобы показать это, напишем упрощенное уравнение баланса заряженных частиц в положительном столбе:

$$D_a \nabla^2 n_e + z_i n_e - \alpha_r n_e^2 = 0. \quad (6)$$

Здесь z_i – частота ионизации в расчёте на один электрон. Первый член уравнения соответствует уходу заряженных частиц к стенкам разрядной трубки в результате диффузии. Второй член описывает образование заряженных частиц в объёме разряда. В уравнении (6) предполагается, что образование заряженных частиц в столбе происходит в результате столкновения свободных электронов с нейтральными частицами газа. Третий член уравнения представляет объёмную нейтрализацию заряженных частиц. При больших давлениях и токах, когда можно пренебречь амбиполярной диффузией, уравнение (6) принимает следующий вид:

$$z_i n_e - \alpha_r n_e^2 = 0. \quad (7)$$

Отсюда получаем:

$$n_e(r) = \frac{z_i(r)}{\alpha_r}. \quad (8)$$

Это выражение описывает распределение концентрации электронов вдоль радиуса разрядной трубки. Коэффициент рекомбинации α_r слабо зависит от радиальной координаты. Поэтому, в отсутствие диффузии, радиальная зависимость концентрации электронов повторяет соответствующую зависимость функции $z_i(r)$. Если частота образования заряженных частиц $z_i(r)$ является функцией резко спадающей от оси к стенкам, и характерное время объёмной рекомбинации много меньше диффузионного времени жизни электронов (условие (5)), то разряд контрагирует. В этом случае радиальное распределение концентрации электронов принимает форму, соответствующую кривой 3 на рисунке 1. В случае, когда электроны образуются в узкой

приосевой области разрядной трубки, радиус контрагированного столба можно представить как расстояние, на которое диффундирует электрон за время рекомбинации:

$$r_c \sim \sqrt{D_a \cdot \tau_r} = \sqrt{\frac{D_a}{\alpha_r n_e}}. \quad (9)$$

При выполнении условия (5) величина r_c оказывается намного меньше радиуса разрядной трубки. Таким образом, становится ясным механизм контракции разряда. Этот механизм можно представить следующим образом. Контракция газового разряда возникает при одновременном действии двух факторов. Во-первых, в газоразрядной плазме свободные электроны образуются, в основном, в узкой приосевой области разрядной трубки. Во-вторых, основная часть заряженных частиц рекомбинирует в объеме, не успев достигнуть стенок. Поэтому размер области протекания тока оказывается намного меньше радиуса трубки.

3. Механизмы контракции

Контракция газового разряда, в зависимости от рода газа и экспериментальных условий, может возникнуть в результате различных процессов. Поэтому существует несколько физических механизмов контракции разряда. Каждый из этих механизмов действует так, что выполняются оба вышеупомянутых условия: заряженные частицы рождаются в приосевой области трубки, а нейтрализуются в результате объемной рекомбинации. Естественно, что в каждом таком случае условия возникновения контракции, а также конкретные формы её проявления имеют свои специфические особенности. Для понимания особенностей явления контракции в конкретных экспериментальных условиях необ-

ходимо рассмотреть процессы, приводящие к сжатию разряда.

3.1. Термическая неоднородность газа. Самой общей причиной сильной радиальной зависимости скорости ионизации атомов и молекул электронным ударом, является термическая неоднородность газа в разряде. Прохождение электрического тока через разрядную трубку сопровождается выделением внутри неё тепловой энергии, пропорциональной произведению jE , где j – плотность разрядного тока. Это приводит к нагреву газа в трубке. В стационарном режиме теплота, выделяемая в разряде, уносится к стенкам трубки посредством молекулярной теплопроводности. В результате температура газа у оси трубки оказывается больше, чем около её стенок. В стационарных условиях давление газа должно быть постоянно по его объёму. На основании уравнения газового состояния $p = NkT$, радиальная неоднородность температуры газа T приводит к неоднородному радиальному распределению концентрации нейтральных атомов газа N (k – постоянная Больцмана). Вблизи оси трубки, где температура газа максимальна, концентрация нейтральных атомов оказывается минимальной. Создается радиальная неоднородность приведенного электрического поля E/p : в приосевой области трубки отношение E/p становится больше, чем на периферии. А это, в свою очередь, создает сильную радиальную зависимость скорости ионизации атомов и молекул электронным ударом. В приосевой области число быстрых электронов и, следовательно, эффективность ионизаций частиц газа электронным ударом резко возрастает. В результате размер области, где образуются заряженные частицы, становится много меньше радиуса разрядной трубки. Например, когда температура газа у оси трубки 600 К, а около её стенок 300 К, диаметр области, в которой рождаются заряженные частицы, в десятки раз меньше диаметра разрядной трубки.

Таким образом, в разряде рекомбинационного типа контракция возникает в результате неоднородного нагрева газа при введении в него достаточно большого количества электрической энергии.

3.2. Нетермический механизм контракции разряда.

Кроме термической неоднородности положительного столба, существуют и другие физические механизмы, приводящие к резкому уменьшению размеров области ионизации частиц газа. Одним из таких механизмов является зависимость функции распределения электронов по энергиям от степени ионизации плазмы. Эта зависимость характерна для разряда в инертных газах и проявляется когда вклад, вносимый в баланс энергии электронов, электрон-атомными и межэлектронными соударениями примерно одинаков.

В положительном столбе функция распределения электронов по энергиям не зависит от степени ионизации плазмы, т.е. концентрации электронов в двух случаях. Один из них наблюдается при малой степени ионизации, когда выполняется условие

$$z_{ee} \ll \frac{m}{M} z_{ea}. \quad (10)$$

В этом случае основную роль в установлении распределения электронов по энергиям играют упругие соударения электронов с атомами.

Здесь m и M – массы электронов и атомов, z_{ee} и z_{ea} – частоты упругих соударений электронов между собой и с атомами, соответственно.

При выполнении в плазме соотношения противоположного (10):

$$z_{ee} \gg \frac{m}{M} z_{ea}. \quad (11)$$

распределение электронов по энергиям определяется межэлектронными соударениями и в этом случае функция распределения также не зависит от степени ионизации плазмы. В интервале же между областями (10) и (11), функция распределения электронов по энергиям зависит от степени ионизации плазмы. В отличие от частоты упругих электрон-атомных соударений z_{ea} , частота межэлектронных соударений z_{ee} резко уменьшается с ростом энергии электронов. Поэтому при малых энергиях электронов выполняется условие (11) и функция распределения электронов близка к максвелловской. В области энергий электронов, близких к энергиям возбуждения и ионизации атомов, выполняется соотношение (10). В этом случае распределение электронов по энергиям описывается функцией, резко уменьшающейся с ростом энергии. Область энергий электронов, соответствующая переходу от этого типа распределения к максвелловскому, определяется степенью ионизации плазмы.

С увеличением концентрации электронов растет частота межэлектронных соударений, электроны обмениваются большими порциями энергий, растёт число быстрых электронов, распределение по энергиям приближается к максвелловскому и скорость ионизации увеличивается. В интервале степени ионизации плазмы $10^{-6} \leq \frac{n_e}{N} \leq 10^{-4}$ электроны распределяются по энергиям таким образом, что с изменением степени ионизации плазмы число электронов, способных ионизировать газ, изменяется в сотни и даже в тысячи раз. Следовательно, скорость ионизации атомов газа сильно растёт в зависимости от степени ионизации плазмы.

В газовом разряде степень ионизации плазмы всегда уменьшается в направлении от оси трубки к её стенкам. Вместе с ней в радиальном направлении резко уменьшает-

ся и скорость ионизации газа. В результате при больших значениях степени ионизации плазмы размер области интенсивной ионизации газа опять оказывается много меньше радиуса разрядной трубки. Если давление газа достаточно велико, так что заряженные частицы рекомбинируют в объёме прежде, чем диффузия унесет их к стенкам разрядной трубки, то это приводит к контракции разряда.

4. Рекомбинационные процессы в положительном столбе газового разряда

Существуют различные процессы рекомбинации заряженных частиц. Необходимым условием осуществления каждого из этих процессов является то, что выделяющаяся при рекомбинации энергия должна быстро отводиться из системы. Энергия рекомбинации может уноситься из системы в виде электромагнитного излучения, может быть затрачена на диссоциацию молекул и может быть передана в виде кинетической энергии участвующим в процессе рекомбинации атому или электрону.

В плазме количество положительно и отрицательно заряженных частиц примерно одинаково, а число отрицательных ионов редко превышает число электронов. Из-за малой массы электроны движутся намного быстрее атомов и ионов. Поэтому нейтрализация заряда иона в значительно большей степени определяется столкновениями электронов и ионов, чем рекомбинацией иона с ионом.

Электроны и положительные ионы очень активно рекомбинируют на стенках разрядной трубки. В этом случае энергия связи электрона преобразуется в энергию колебаний кристаллической решетки.

Учитывая то, что одним из необходимых условий возникновения контракции является объёмная рекомбинация заряженных частиц, рассмотрим вкратце различные виды

электронно-ионной рекомбинации, которые могут происходить в объёме разрядной плазмы.

Наиболее простым видом рекомбинации электрона с положительным ионом является радиационная (излучательная) рекомбинация, которую можно представить в форме следующей реакции:

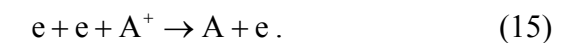
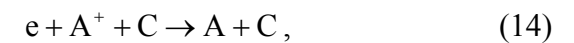


Здесь e – электрон, A^+ – положительный ион, A – нейтральный атом этого иона, $h\nu$ – световой квант, h – постоянная Планка, ν – частота излучения. В этом процессе энергия ионизации атома eU_i и кинетическая энергия электрона $\frac{mv^2}{2}$ в соответствии с уравнением

$$h\nu = eU_i + \frac{mv^2}{2} \quad (13)$$

выделяются в виде светового кванта. Излучение избыточной энергии системы в виде светового фотона объясняется тем, что по закону сохранения импульса высвобождающаяся при рекомбинации энергия не может преобразоваться в кинетическую энергию атома. Несмотря на малую скорость, радиационная рекомбинация играет в плазме газового разряда существенную роль.

Возможны также рекомбинационные процессы с участием трёх частиц. Рекомбинации этого типа могут происходить в виде следующих реакций:



Как видно, в первой реакции роль третьей частицы играет тяжелая частица С (атом или молекула). При упругом столкновении с тяжелой третьей частицей электрон теряет лишь незначительную часть своей энергии. Поэтому при низких давлениях реакция (14) протекает очень медленно, так как атомы и молекулы не могут быстро понизить энергию электронов настолько, чтобы их легко могли захватывать положительные ионы. Естественно, что этот тип рекомбинации играет решающую роль при относительно больших концентрациях, когда вероятность тройного столкновения достаточно высока. Например, реакция (15), в которой третьей частицей является электрон, протекает с достаточно большой скоростью при концентрациях электронов и ионов выше $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Для газового разряда, в котором присутствуют, в основном, атомные ионы, объёмная рекомбинация не играет практической роли. Если же в разряде существует достаточное количество молекулярных ионов, то возникает процесс диссоциативной рекомбинации:



В этом процессе энергия связи электрона (энергия ионизации) преобразуется в кинетическую энергию разлёта атомов.

5. Экспериментальная установка и методика измерений

Для выполнения работы используется разрядная трубка длиной 72 см и внутренним диаметром 3,2 см (рисунок 2). Она присоединена к вакуумной установке, способной создавать вакуум порядка 10^{-5} мм рт.ст. В трубке используется

оксидный подогревный катод. Анод имеет форму плоского диска диаметром 28 мм и выполнен из молибденовой фольги. В трубку введены два плоских стеночных зонда, которые имеют форму круглого диска диаметром 4 мм. Зонды расположены в средней части разрядной трубки и находятся на расстоянии 10,5 см друг от друга. Они используются для измерения вольтамперной характеристики положительного столба и тока положительных ионов, идущих на стенку разрядной трубки.

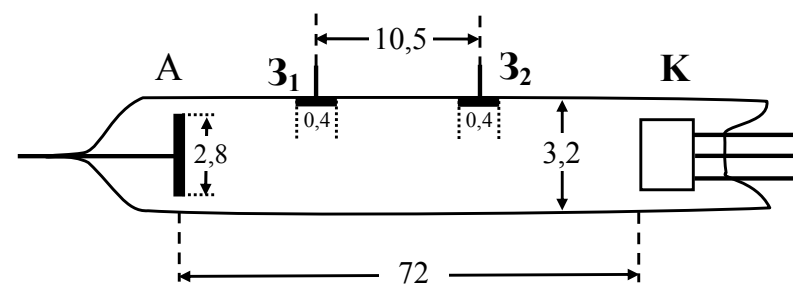


Рис. 2. Разрядная трубка (размеры даны в см)
К – катод; А – анод; З₁ и З₂ – плоские стеночные зонды.

Электрическая схема измерений показана на рисунке 3. Катодная цепь разрядной трубки питается от источника постоянного напряжения B_2 . Напряжение накала катода регулируется делителем R_2 и измеряется вольтметром V_2 . Для питания анодной цепи используется источник B_1 , способный создавать плавно регулируемое постоянное напряжение до 1200 В и ток силой до 600 мА.

Анодный ток регулируется сопротивлением R_1 и измеряется миллиамперметром A_1 . Сопротивление R_1 состоит из реостата на 10000 Ом и магазина сопротивлений со скользящими контактами.

Питание зондовой цепи осуществляется от стабилизиро-

ванного источника питания B_3 с напряжением 300 В. Зондовое напряжение регулируется делителем R_3 и измеряется вольтметром V_1 . Измерение тока в цепи зонда осуществляется многопредельным миллиамперметром A_2 .

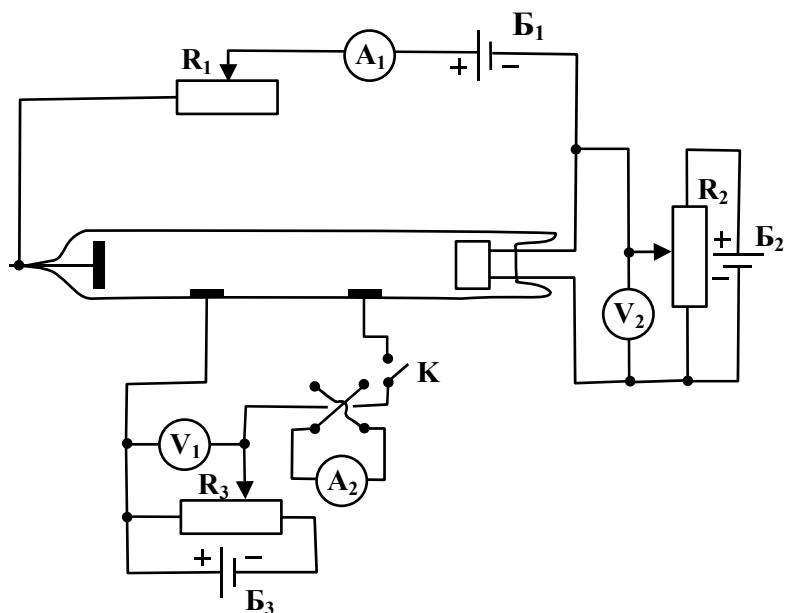


Рис. 3. Электрическая схема измерений

Зондовая цепь, приведенная на рисунке 3, представляет собой компенсационную схему измерения продольного электрического поля в положительном столбе разряда. Эта схема может быть использована и для измерения вольт-амперной характеристики зонда, если положительный полюс источника B_3 отсоединить от соответствующего зонда и присоединить к аноду разрядной трубки.

Порядок проведения зондовых измерений и способ обработки их результатов подробно описаны в лабораторном задании «Зондовый метод диагностики плазмы».

Опыты проводятся в разряде, создаваемом в одном из тяжелых инертных газов (Ar, Kr, Xe). В настоящей работе явление перехода диффузионного разряда к контрагированному режиму горения изучается на примере криптонового разряда.

Разряд зажигается в следующей последовательности. В разрядной трубке создается вакуум порядка 10^{-5} мм рт.ст. Затем трубка наполняется исследуемым газом до нужного давления, величина которого измеряется масляным U – образным манометром. Разрядная трубка отделяется при помощи крана от остальной части вакуумной системы. Затем включается цепь накала катода ($U_H = 6,3$ В). Устанавливается максимально возможное значение сопротивления в анодной цепи. Включается источник анодного напряжения ($U_a \approx 800 - 1000$ В). При соответствующем подборе напряжения и сопротивления в анодной цепи при зажигании разряд оказывается в диффузионном режиме с малым значением разрядного тока и большой напряженностью поля в положительном столбе. После этого приступают к измерениям.

6. Упражнения

1. Измерить вольт-амперную характеристику положительного столба. Для этого наполнить трубку криптоном при давлении $p = 10$ мм рт.ст и зажечь разряд. Уменьшая сопротивление в анодной цепи трубки, постепенно увеличивать разрядный ток и при разных значениях силы тока определить продольный градиент потенциала в положительном столбе. В диффузионном режиме разряда силу тока до 100 мА изменять с интервалом 2-3 мА, а в режиме контракции – через 5-10 мА. Одновременно с измерениями вести визу-

альные наблюдения за изменениями характера свечения разряда. Качественно (визуально) оценить диаметр контрагированного столба и наблюдать за изменением диаметра шнура с увеличением силы разрядного тока. Повторить опыты для давлений криптона 5 и 1 мм рт.ст. Результаты измерений представить в виде графиков зависимости $E = f(J)$. Объяснить особенности графиков, полученных при разных давлениях. Из графиков определить величину критического тока, при которой разряд переходит в контрагированный режим.

2. Собрать электрическую схему измерения вольтамперной характеристики зонда. При давлении 10 мм рт.ст. и нескольких значениях силы разрядного тока, охватывающих как диффузионный, так и контрагированный режимы, измерить ионную ветвь зондовой характеристики. Из полученных зависимостей определить плотность ионного тока, идущего на стенку разрядной трубки. Результаты измерений представить в виде графика зависимости плотности тока на стенку от силы разрядного тока ($J_w = f(J)$).

7. Литература

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.
2. Синкевич О.А., Стаханов И.П. Физика плазмы. М., 1991.
3. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. УФН, т.166, №11, с.1197, 1996.
4. Гарибов Г.И. «Контракция положительного столба разряда в смеси Хе-Н₂». В сб.: «Физика плазмы и конденсированных сред». Баку, 1985, с.138.
5. Гарибов Г.И. «Исследование контрагированного положительного столба разряда в магнитном поле». В сб.: «Неравновесные процессы в твердотельных и газовых плазмах». Баку, 1983, с.61.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

1. Введение

В лабораторных и естественных условиях можно указать множество примеров плазмы, подвергающейся воздействию со стороны магнитного поля. Это явление можно наблюдать в атмосферах звезд, в радиационных поясах Земли, ионосфере, при исследованиях высокотемпературной плазмы и во многих других установках, предназначенных для изучения плазмы. Магнитное поле вызывает искривление траекторий заряженных частиц и усложняет их движение. На движение заряженных частиц вдоль магнитной силовой линии поле не влияет. Движение же частиц перпендикулярно магнитному полю значительно затрудняется. В результате диффузия плазмы поперек силовых линий магнитного поля уменьшается. Это приводит к изменению и других параметров плазмы. Действительно, при заданной электронной температуре T_e за единицу времени в единице объема образуется определенное число пар заряженных частиц. С другой стороны, эти частицы уходят из плазмы главным образом вследствие диффузии к стенкам разрядной трубки. В стационарном состоянии в положительном столбе устанавливается такая электронная температура T_e , при которой процессы образования и потерь заряженных частиц компенсируют друг друга. Магнитное поле, наложенное вдоль оси разрядной трубки, уменьшает потери заряженных частиц из плазмы. Поэтому для сохранения баланса частиц требуется меньшая частота ионизации, а следовательно и несколько меньшая электронная температура. При этом продольное электрическое поле E_z , которое непосредственно связано с температурой электронов, также уменьшается.

В настоящей лабораторной работе ставится задача определить зависимости концентрации заряженных частиц на оси разрядной трубки n и продольного электрического поля E_z в положительном столбе от магнитного поля B . Следует также исследовать зависимость плотности тока j_{iw} положительных ионов, идущих к стенке разрядной трубки и провести расчет электронной температуры в зависимости от магнитного поля.

2. Теория

Пусть на цилиндрический положительный столб разряда с радиусом R и продольным электрическим полем E_z наложено однородное магнитное поле с индукцией B . Положим, что магнитное поле параллельно электрическому и направлено вдоль оси z , совпадающей с осью разрядной трубки. Рассмотрим движение частицы, с зарядом e и массой m между двумя столкновениями. Очевидно, что на движение частицы вдоль оси z магнитное поле не действует. В частном случае, когда электрическое поле отсутствует, движение в плоскости сечения трубки происходит по круговой орбите с угловой частотой $\Omega = \frac{eB}{mc}$, где c – скорость света.

Величина Ω называется *циклотронной* или *ларморовской* частотой. Если вдоль оси z существует еще и электрическое поле, то наряду с круговым движением заряженная частица движется и вдоль оси z . Истинная траектория движения частицы в этом случае представляет спираль, навитую на магнитные силовые линии. Таким образом, продольное магнитное поле препятствует радиальному движению заряженной частицы. Только столкновения заряженных частиц с другими частицами способствуют их движению поперек магнитного поля. При каждом таком столкновении частица перемещается на расстояние поряд-

ка ее ларморовского радиуса $\rho_L = \frac{mcv}{eB}$ (v – скорость заряженной частицы). Мерой действия магнитного поля на движение заряженной частицы (и следовательно на плазму) служит величина $\Omega\tau$, которая выражает умноженное на 2π среднее число оборотов частицы в магнитном поле за время τ между двумя последовательными столкновениями. При том же B действие поля тем сильнее, чем больше τ , т.е. чем меньше давление газа. Если $\Omega\tau \ll 1$ («слабое поле»), то пути частиц между столкновениями несколько искривляются. Наоборот, при $\Omega\tau \gg 1$ («сильное поле») частица между двумя последовательными столкновениями успевает описать несколько витков винтовой линии вокруг направления B .

Теория диффузии заряженных частиц одного знака в газе в присутствии магнитного поля разработана Таунсендом. Она основывается на предположении о парном соударении заряженных частиц с нейтральными молекулами. Согласно этой теории замедление поперечной диффузии под действием магнитного поля происходит по формуле:

$$D_{\perp} = \frac{D(0)}{1 + (\Omega\tau)^2} = \frac{D(0)}{1 + \left(\frac{b(0)}{c} \cdot B\right)^2}. \quad (1)$$

Изменение подвижности заряженных частиц в перпендикулярном к магнитному полю направлении имеет следующий вид:

$$b_{\perp} = \frac{b(0)}{1 + (\Omega\tau)^2}. \quad (2)$$

Здесь $D(0)$ и $b(0)$ – коэффициент диффузии и подвижности данного рода заряженной частицы в отсутствии магнитного поля. На диффузию в направлении поля последнее не влияет: $D_{\parallel} = D(0)$. Пока $\Omega\tau \ll 1$ магнитное поле мало влияет и на диффузию поперек поля и $D_{\perp} \cong D_{\parallel} = D(0)$. Коэффициент диффузии определяется скоростью хаотического движения \bar{v} и длиной свободного пробега $\bar{\lambda}$ заряженной частицы:

$$D(0) = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}. \quad (3)$$

Поэтому величина D обратно пропорциональна давлению. Столкновения в этом случае замедляют диффузию заряженных частиц поперек поля. В сильном магнитном поле (при $\Omega\tau \gg 1$) из формулы (1) для коэффициента поперечной диффузии заряженных частиц получаем:

$$D_{\perp} = \frac{D(0)}{\Omega^2 \tau^2} = \frac{\frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}}{\Omega^2 \tau^2} = \frac{\frac{1}{3} \bar{v}^2 \tau}{\Omega^2 \tau^2} = \frac{1}{3} \frac{\bar{v}^2}{\Omega^2 \tau}.$$

Следовательно, D_{\perp} пропорционален B^{-2} и τ^{-1} , т.е. прямо пропорционален давлению газа. Столкновения в этом случае способствуют диффузии поперек магнитного поля. У частиц различных масс m величина $\Omega\tau$ пропорциональна $m^{-1/2}$. Поэтому на диффузию электронов магнитное поле действует гораздо сильнее, чем ионов. Если в слабых полях $D_e > D_i$, то в сильных полях $D_{e\perp} < D_{i\perp}$. Индексы e и i относятся соответственно к электронам и ионам.

В условиях положительного столба скорость хаотического движения у электронов больше, чем у ионов. Поэтому

электроны в момент возникновения положительного столба быстрее попадают на стенку трубки и заряжают ее отрицательно относительно плазмы. Плазма, наоборот, приобретает положительный заряд (кстати, отсюда и название – положительный столб). Возникает радиальное электрическое поле E_r , ускоряющее ионы и тормозящее электроны. Расчеты приводят к следующему выражению для радиального поля:

$$E_r = -\frac{D_e - D_i}{b_e + b_i} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}.$$

Здесь b_e, b_i – подвижности электронов и ионов, $n = n_e \approx n_i$ – концентрация заряженных частиц плазмы, $\frac{dn}{dr}$ – градиент концентрации этих частиц вдоль радиуса.

Благодаря радиальному полю потоки электронов и ионов к каждому элементу поверхности стенки выравниваются. В условиях диффузионного режима происходит амбиполярная диффузия.

Теория положительного столба в продольном магнитном поле есть теория Шоттки с учетом влияния магнитного поля на коэффициент амбиполярной диффузии. Этот коэффициент характеризует скорость диффузионного движения заряженных частиц обоих знаков к стенкам разрядной трубки и определяется выражением:

$$D_a = \frac{D_i b_e + D_e b_i}{b_i + b_e} \quad (5)$$

Здесь D_e, D_i и b_e, b_i – коэффициенты диффузии и подвижности электронов и ионов в отсутствие магнитного поля.

Так как подвижность электронов во много раз больше подвижности ионов $b_e \gg b_i$ и по соотношению Эйнштейна $D/b = kT/e$, то из формулы (5) имеем:

$$D_a \cong b_i (T_e + T_i) \cdot \frac{k}{e}.$$

Напишем выражения коэффициентов диффузии и подвижности для электронов и ионов при наличии магнитного поля и подставим значения этих коэффициентов в формулу (5). После несложных преобразований для коэффициента амбиполярной диффузии в магнитном поле получим:

$$D_{a\perp} = \frac{D_a(0)}{1 + \Omega_e \tau_e \cdot \Omega_i \tau_i} = \frac{D_{a\parallel}}{1 + \left(\frac{b_i(0) \cdot b_e(0)}{c^2} \right) \cdot B^2}. \quad (6)$$

Значения подвижностей электронов и ионов и коэффициента амбиполярной диффузии в отсутствие магнитного поля здесь обозначены через $b_e(0), b_i(0)$ и $D_a(0)$. Из формулы (6) следует, что амбиполярная диффузия заряженных частиц плазмы в направлении, перпендикулярном к силовым линиям магнитного поля, уменьшается с ростом поля.

Из формулы (6) следует, что в слабом магнитном поле ($\Omega_e \tau_e \cdot \Omega_i \tau_i \ll 1$)

$$D_{a\perp} = D_{a\parallel} = b_i(0)(T_e + T_i) \frac{k}{e},$$

а в сильном поле ($\Omega_e \tau_e \cdot \Omega_i \tau_i \gg 1$)

$$D_{a\perp} = b_e(B)(T_e + T_i) \frac{k}{e}.$$

В обоих случаях величина амбиполярной диффузии определяется подвижностью более медленной компоненты

В отсутствие магнитного поля $D_e > D_i$. Электроны, как указывалось выше, "забегая вперед" создают электрическое поле E_r , подтягивающее за ними ионы. Магнитное поле вначале тормозит диффузию электронов, не влияя на движение ионов. При некотором B скорости диффузии электронов и ионов выравниваются: $D_{e\perp} = D_{i\perp}$. При этом коэффициент амбиполярной диффузии становится равным скорости диффузии электронов и ионов: $D_{a\perp} = D_{e\perp} = D_{i\perp}$. Радиальное поле исчезает: $E_r = 0$. Дальнейшее усиление магнитного поля заставляет электроны диффундировать еще медленнее ($D_{e\perp} < D_{i\perp}$) и электрическое поле E_r меняет знак: теперь оно подтягивает электроны за ионами.

На скорость амбиполярной диффузии магнитное поле действует тем сильнее, чем меньше давление газа, т.е. чем реже сталкиваются электроны и ионы с атомами газа. От степени ионизации (пока $\alpha < 10^{-3}$) величина $D_{a\perp}$ не зависит.

Ионная составляющая разрядного тока мала по сравнению с электронной. Поэтому энергия, полученная от внешнего источника ионами при их ускорении, тоже очень мала. Пренебрегая этой очень небольшой долей энергии, получаемой ионами, можно считать, что вся энергия, отбираемая разрядом от внешнего источника, в столбе переходит непосредственно к электронам плазмы. Эта энергия расходуется сначала на возбуждение и ионизацию молекул газа, а также на повышение кинетической энергии молекул при упругих столкновениях. В конечном итоге часть энергии P_v выделяется в объеме газа в виде тепла, часть P_r переходит в излучение, а часть P_w уносится на стенки рекомбинирующими там ионами и электронами. Таким образом, уравнение баланса мощности положительного столба имеет вид:

$$J \cdot E_z = P_r + P_v + P_w. \quad (7)$$

Здесь $J \cdot E_z$ – мощность разрядного тока, отнесенная к одному сантиметру длины трубки. Мощности P_v , P_r и P_w также отнесены к 1 см длины разрядной трубки. Расчеты показывают, что при низких давлениях величины P_v и P_r очень малы по сравнению с P_w . Следовательно, мощность разрядного тока $J \cdot E_z$, в основном, расходуется на компенсацию потерь заряженных частиц на стенках трубки. Мерай этих потерь является плотность ионного тока на стенку j_{iw} , которая связана с коэффициентом амбиполярной диффузии соотношением:

$$j_{iw} = -eD_{a\perp} \left(\frac{dn}{dr} \right)_w, \quad (8)$$

где $\left(\frac{dn}{dr} \right)_w$ – градиент концентрации заряженных частиц

вблизи стенки трубки. Уменьшение коэффициента амбиполярной диффузии в магнитном поле приводит к уменьшению плотности тока на стенку.

Продольное магнитное поле, уменьшая диффузионный уход заряженных частиц из плазмы, тем самым влияет и на пространственное распределение этих частиц. При небольших полях это выражается в том, что с ростом магнитного поля концентрация заряженных частиц у оси разрядной трубки возрастает.

Из условия баланса энергии для электронов можно получить уравнение, связывающее температуру электронов с продольным электрическим полем в положительном столбе:

$$E_z = \frac{T_e \sqrt{2\chi}}{\lambda_e}, \quad (9)$$

Здесь χ – доля энергии, теряемой в среднем электроном при соударении с нейтральной частицей, $\bar{\lambda}_e$ – средняя длина свободного пробега электрона. Уменьшение потерь заряженных частиц на стенке в магнитном поле вызывает уменьшение частоты ионизации Z_i . Так как величина Z_i является сильно возрастающей функцией температуры электронов

$$Z_i = 9 \cdot 10^7 \text{ap} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{1/2} U_i e^{-\frac{eU_i}{kT_e}}, \quad (10)$$

то с увеличением магнитного поля уменьшается температура электронов T_e . В этом выражении a – некоторая постоянная, зависящая от рода газа, U_i – потенциал ионизации, p – давление. Частота ионизации и коэффициент амбиполярной диффузии D_a связаны уравнением:

$$\frac{Z_i}{D_a} = \left(\frac{2,4}{R} \right)^2, \quad (11)$$

Коэффициент амбиполярной диффузии D_a также связан с температурой электронов. Поэтому уравнение (11) может быть использовано для вычисления T_e в магнитном поле. Для этого значения Z_i и D_a из формул (10) и (6) подставим в уравнение (11). Произведем необходимые вычисления и упростим полученное выражение. Вместо констант, входящих в это выражение и характеризующих род газа, подставим их значения для неона. Тогда для разрядной трубки с радиусом $R=1,6$ см получим:

$$\frac{e^{25 \cdot 10^4 \cdot \frac{1}{T_e}}}{25 + 2 \cdot \frac{T_e}{10^4}} = 290 \cdot p^2 + 1,92 \frac{B^2}{T_e}. \quad (12)$$

Входящие в эту формулу величины выражены в следующих единицах: P – мм.рт.ст.; B – Гс; T_e – К. Используя уравнение (12) можно вычислить температуру электронов неоновой плазмы в магнитном поле.

3. Зондовые измерения при наличии магнитного поля

Для определения параметров плазмы в экспериментальных исследованиях применяются различные методы диагностики. В отсутствие магнитного поля широко применяются электрические зонды Ленгмюра. Для определения концентрации заряженных частиц n , температуры электронов T_e и потенциала плазмы (потенциала пространства) $V_{\text{п}}$ используется электронная ветвь вольтамперной характеристики зонда.

Наложение на плазму магнитного поля сильно искажает траектории электронов и тем самым электронный ток на зонд. Искажение электронной части характеристики происходит в основном, из-за нарушения условия малого возмущения зонда на плазму. Для того, чтобы зонд вносил малые возмущения его размеры и размеры слоя пространственного заряда должны быть меньше длины свободного пробега электронов. Критерием малого возмущения плазмы зондом в отсутствие магнитного поля является $r_3 \ll \lambda_e$, где r_3 – радиус зонда.

В магнитном поле роль длины эффективного пробега заряженной частицы играет длина радиуса Ларморовского кружка $\rho_{\text{л}}$. Поэтому при наличии магнитного поля усло-

вие малого возмещения плазмы должно быть заменено критерием $r_3 \ll r_L$. Оценим $\rho_{ле}$ для электрона при обычных условиях разряда (неон, $p=0,54$ мм рт.ст., $R=1,6$ см, $T_e=6,1 \cdot 10^4$ К): при $B=500$ Гс, $\rho_{ле}=0,19$ мм. Как видно, даже при сравнительно небольших магнитных полях $\rho_{ле}$ делается сравнимой с обычными размерами зонда ($r_3 \sim 0,1$ мм). При этом соседние области зонда обедняются электронами, что приводит к искажению характеристики. Электронный ток насыщения в характеристике исчезает и поэтому определение потенциала пространства и, следовательно, концентрации заряженных частиц становится невозможным.

Иную возможность при определении концентрации заряженных частиц представляет использование ионных частей зондовых характеристик. В магнитном поле использование этой части характеристики удобно потому, что вследствие большой массы ионов движение их меньше подвержено действию магнитного поля. На самом деле, при указанных выше условиях разряда и при поле $B=500$ Гс длина ларморовского радиуса ионов составляет $\rho_{ли} \cong 7$ мм и соотношение $r_3 \ll r_L$ выполняется с большим запасом. В этом случае магнитное поле не влияет на ионную часть характеристики. Поэтому представляется возможным определить концентрацию заряженных частиц из ионной части зондовой характеристики.

Теория собирания частиц притягивающим зондом (ионная часть зондовых характеристик) впервые разработана Ленгмюром к Мотт-Смитом. В этой теории пространство, окружающее отрицательно заряженный зонд, разделяется на слой и невозмущенную плазму. Слой представляет собой нескомпенсированный объемный заряд положительных ионов, в котором сосредоточено все падение потенциала зонда. В невозмущенной плазме (где возмущающее действие зонда уже не сказывается) как объемный заряд,

так и электрическое поле равны нулю. Предполагается, что ионы попадают на поверхность слоя с тепловыми скоростями. В слое они не взаимодействуют между собой и частицами иных сортов. Расчеты показывают, что если выполняется условие

$$\frac{r_3}{r_c} \sqrt{1 - \frac{2eU_3}{Mu^2}} > 1 \text{ или } -\frac{2eU_3}{Mu^2} > \left(\frac{r_c}{r_3}\right)^2 - 1,$$

то частицы, влетающие в слой под любыми углами притягиваются к зонду. В этом выражении r_c – радиус слоя, M – масса иона, $U_3=V_3-V_n$ – потенциал зонда по отношению к окружающей плазме, V_3 – потенциал зонда по отношению к аноду, V_n – потенциал плазмы по отношению к аноду (потенциал пространства); $eU_3 < 0$ и знак заряда частицы включен в величину e .

Если скорость влетающих в слой частиц удовлетворяет условию

$$v \ll \sqrt{\frac{2eU_3}{M \left[\left(\frac{r_c}{r_3}\right)^2 - 1 \right]}}, \quad (13)$$

то зонд в этом случае действует просто как коллектор частиц с эффективной поверхностью S_c , большей, чем его истинная поверхность S_3 . Пролета частиц, вступивших в слой, мимо зонда в этом случае не происходит и ток на зонд определяется выражением:

$$J_3 = j_r \cdot S_c. \quad (14)$$

Здесь

$$j_r = \frac{1}{4} en_i \bar{v}_i \quad (15)$$

есть плотность беспорядочного хаотического тока ионов, S_c – площадь поверхности слоя.

Если же

$$v \geq \sqrt{\frac{2eU_3}{M \left[\left(\frac{r_c}{r_3} \right)^2 - 1 \right]}}, \quad (16)$$

что может иметь место при r_c , значительно большем, чем r_3 , значительная доля частиц пролетает внутри слоя мимо зонда. В этом случае для ионного тока на цилиндрический зонд получается следующее выражение

$$J_3 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} j_r S_3 \sqrt{1 - \frac{eU_3}{kT_i}}. \quad (17)$$

В этом уравнении вместо j_r подставим его значение из формулы (15) и возведем в квадрат полученное выражение:

$$J_3^2 = \frac{2e^2 S_3^2}{\pi^2 M} kT_i n_i^2 - \frac{2e^3 S_3^2}{\pi^2 M} n_i^2 U_3. \quad (18)$$

Уравнение (18) показывает, что зависимость квадрата ионного тока на зонд от потенциала U_3 (при отрицательных относительно плазмы потенциалах зонда) изображается прямой линией. Угол α наклона этой прямой к оси абсцисс определяется соотношением:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta(J_3^2)}{\Delta U_3} = \frac{2e^3 S_3^2}{\pi^2 M} n_i^2, \quad (19)$$

откуда можно найти концентрацию ионов и равную ей концентрацию электронов плазмы:

$$n_i = \sqrt{\frac{\pi^2 M}{2e^3 S_3^2} \cdot \frac{\Delta(J_3^2)}{\Delta U_3}}. \quad (20)$$

Подставляя значения констант и площади поверхности зонда, используемого в данной лабораторной задаче ($S_3=0,05 \text{ см}^2$), из формулы (20) получим выражение для определения n_i в следующем виде:

$$n_i = 2,84 \cdot 10^8 \cdot \sqrt{A} \cdot \sqrt{\frac{\Delta(J_3^2) (\text{микроампер})}{\Delta U_3 (\text{Вольт})}} (\text{см}^{-3}). \quad (20')$$

Здесь A – относительная атомная масса газа, соответствующего положительному иону. Подтверждением применимости формулы (18) для определения n_i в магнитном поле является ее прямолинейный ход при различных значениях магнитного поля в широком интервале изменения потенциала зонда.

4. Экспериментальная установка и методика измерений

Экспериментальная установка представляет собой стеклянную вакуумную систему, к которой припаяна разрядная трубка. Электрическая схема измерений приведена на рисунке 1. А на рисунке 2 представлен схематичной чертеж разрядной трубки. В настоящей лабораторной задаче используется трубка с жидким ртутным катодом. Основной разряд происходит на участке трубки длиной 71 см и внутренним диаметром $2R=3,2$ см. Этот участок трубки помещен в соленоид длиной 60 см, посредством которого создается магнитное поле. Величина магнитного поля задается силой

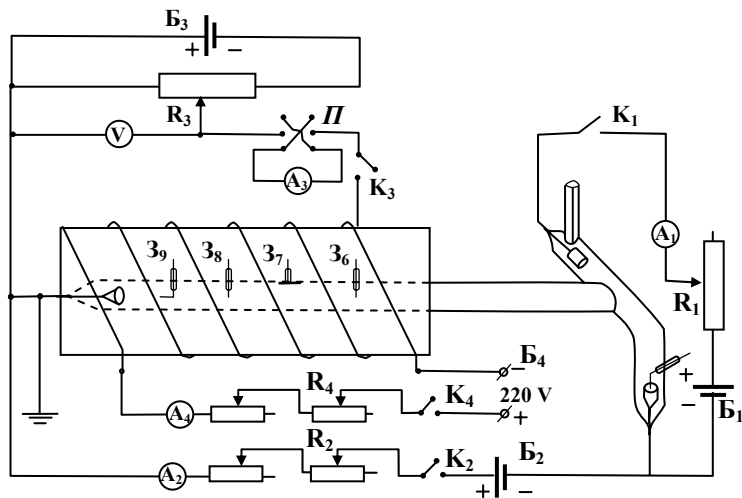


Рис. 1. Электрическая схема измерений

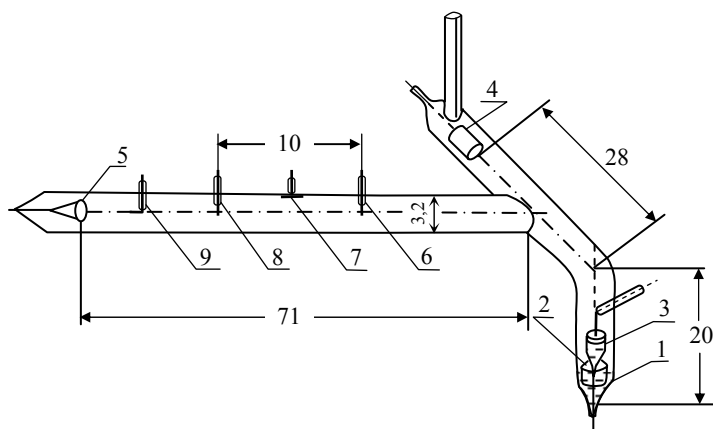


Рис. 2. Схематический чертеж разрядной трубки

1. Ртутный катод; 2. Молибденовый фиксатор; 3. Игнайтер; 4. Дежурный анод; 5. Основной анод; 6. Цилиндрический зонд; 7. Плоский стеночный зонд; 8. Цилиндрический зонд; 9. Цилиндрический осевой зонд

тока в цепи соленоида. В данной лабораторной работе используется соленоид, в котором каждому 1 А силы тока в цепи соленоида соответствует 100 Гс магнитного поля. Ток в цепи соленоида регулируется реостатом R_4 и измеряется амперметром A_4 .

В трубку введены электрические зонды Ленгмюра. Основной анод трубки 5 и все зонды находятся в однородной части магнитного поля. Концентрация заряженных частиц n_i на оси разрядной трубки измеряется цилиндрическим зондом 9, расположенным вдоль оси трубки. Площадь поверхности этого зонда $S_3=0,05 \text{ см}^2$. Для нахождения n_i измеряется ионная ветвь вольтамперной характеристики зонда. Потенциал зонда следует менять от -120 В до потенциала нулевого тока (это соответствует плавающему потенциалу зонда). Затем необходимо построить график зависимости квадрата зондового тока от потенциала зонда $J_3^2 = f(U_3)$. Из наклона этой прямой по формуле (20') определяется концентрация заряженных частиц плазмы n_i .

Плоский стеночный зонд 7 используется для измерения плотности тока положительных ионов, идущих на стенки трубки j_{iw} . Для этого снимается ионная ветвь характеристики стеночного зонда от -120 В до потенциала нулевого тока. График зависимости $J_3 = f(U_3)$ экстраполируется от больших отрицательных значений до плавающего потенциала зонда. Величина J_{iw} определяется как ионный ток, идущий на зонд при плавающем потенциале зонда. При известной площади поверхности стеночного зонда из соотношения

$$j_{iw} = \frac{J_{iw}}{S_3} \text{ (мА/см}^2\text{)}. \quad (21)$$

определяется плотность ионного тока на стенку. Площадь

поверхности стеночного зонда $S=0,5 \text{ см}^2$.

Цилиндрические зонды 6 и 8 служат для измерения градиента потенциала E_z . Расстояние между ними $d=10 \text{ см}$. Измерение E_z осуществляется методом компенсации. Этот метод основан на том, что ток между двумя одинаковыми зондами, помещенными в плазму, компенсируется внешним источником питания. При выполнении этих измерений провод, идущий к аноду от положительного полюса источника питания B_3 , отсоединяется от анода трубки и присоединяется к зонду 8 (рисунок 1). Регулируя реостатом R_3 , подбирают такое значение разности потенциалов между зондами ΔU_3 , при которой ток между зондами, измеряемый миллиамперметром A_3 , равен нулю. Разделив ΔU_3 на расстояние между зондами d по формуле

$$E_z = \frac{\Delta U_3}{d} \text{ (В/см)} \quad (22)$$

находят продольный градиент потенциала в положительном столбе.

Измерения проводятся в разряде в чистых парах ртути или смеси неона с парами ртути. Для проведения измерений в смеси Ne-Hg разрядная трубка наполняется неоном до определенного давления (порядка $0,5 \text{ мм рт.ст}$). Для этого вначале вакуумная система, включая разрядную трубку, откачивается до высокого вакуума ($\sim 10^{-5} \text{ мм рт.ст}$). Затем трубка заполняется неоном. Давление газа определяется компрессионным манометром, и трубка при помощи крана отделяется от остальной части вакуумной установки. В чистых парах ртути измерения проводятся при непрерывной откачке разрядной трубки ртутным диффузионным насосом. Давление паров ртути задается температурой водяной бани, куда погружается участок трубки, содержащий

ртутный катод. При температуре $t=20 \text{ }^\circ\text{C}$ давление насыщенных паров ртути $p=1,2 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт.ст}$.

При измерениях в чистых парах ртути магнитное поле изменяется от 0 до 100 Гс через каждые 25 Гс, а в смеси Ne-Hg до 500 Гс через каждые 100 Гс. Включение и отключение магнитного поля производится ключом K_4 при полностью введенном реостате R_4 .

Для зажигания разряда сначала возбуждается разряд между катодом 1 и дежурным анодом 4. В цепи дежурного анода устанавливают такое значение силы тока, при котором происходит устойчивая фиксация катодного пятна ($1 \div 2 \text{ А}$). Затем подается напряжение на основной анод 5 и разряд вытягивается к основному аноду. Сила разрядного тока в этой цепи регулируется реостатом R_2 и измеряется миллиамперметром A_2 .

5. Упражнения

1. Измерить продольный градиент потенциала в зависимости от магнитного поля для двух значений силы разрядного тока (100 мА и 200 мА). Магнитное поле менять в пределах 0-100 Гс в ртутном разряде и 0-500 Гс в смеси Ne-Hg. Результаты измерений представить в виде графика зависимости $E_z=f(B)$.
2. Измерить ионную ветвь вольтамперной характеристики цилиндрического осевого зонда в зависимости от магнитного поля. Пользуясь формулой (20') определить концентрацию заряженных частиц n_i на оси разрядной трубки. Построить график зависимости n_i от поля B .
3. Получить зависимость плотности тока положительных ионов на стенку трубки j_{iw} от магнитного поля. Результаты представить в виде графика зависимости

$j_{iw}=f(B)$. В упражнениях 2 и 3 сила разрядного тока и магнитное поле изменяются в тех же пределах, что и в упражнении 1.

4. Используя формулу (12) рассчитать температуру электронов плазмы в магнитном поле.

6. Литература

1. Грановский В.Л. «Электрический ток в газе» М., «Наука», 1971.
2. Райзер Ю.П. «Физика газового разряда». М., «Наука», 1987.
3. Мак-Даниель И. «Процессы столкновений в ионизованных газах», М., «Мир», 1967.
4. Эфендиев К.И., Гарибов Г.И., Ученые записи АГУ, сер. физ.-мат. наук, №4, с.80, 1967.
5. Эфендиев К.И., Гарибов Г.И., Материалы II Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Минск, 1968, с.83.

ВИНТОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1. Введение

При воздействии на плазму положительного столба продольным однородным магнитным полем ее параметры изменяются с полем в согласии с классической теорией амбиполярной диффузии лишь до определенного значения поля. В достаточно сильных магнитных полях положительный столб становится неустойчивым, в нем возбуждаются колебания. Возникает винтовая неустойчивость. Неустойчивость этого типа - одна из неустойчивостей плазмы. Она сопровождается аномально большой утечкой плазмы на стенки разрядной трубки и уменьшением температуры плазмы. Винтовая неустойчивость носит универсальный характер. Она может развиваться не только в слабоионизованной газоразрядной плазме, но и в полностью ионизованной плазме, если в ней существует поперечный градиент температуры. Винтовая неустойчивость также может развиваться в плазме твердого тела, в частности, в электронно-дырочной плазме полупроводников при помещении ее в продольное магнитное поле.

Теория винтовой неустойчивости была разработана первоначально применительно к плазме положительного столба Б.Б.Кадомцевым и А.В. Недоспасовым. Позднее она была использована также для объяснения экспериментальных результатов, полученных в полупроводниковой плазме.

Цель данной лабораторной работы – установление зависимости тока положительных ионов, идущих к стенке трубки, и продольного градиента потенциала в слабоионизованной плазме положительного столба, от магнитного поля. В задаче необходимо определить величину критиче-

ского магнитного поля, для возникновения неустойчивости и частоту возникающих при этом колебаний. Измерения проводятся в плазме разряда в смеси неона с парами ртути или в чистой ртутной плазме.

2. Теория

При наложении однородного магнитного поля, параллельного оси цилиндрической разрядной трубки Z , уход заряженных частиц к стенкам трубки замедляется. Продольное магнитное поле B , заставляя заряженные частицы заворачиваться вокруг силовых линий поля, препятствует их радиальному движению. Только столкновения их с другими частицами способствуют их движению поперек магнитного поля. Уменьшение коэффициента амбиполярной диффузии в направлении, перпендикулярном магнитному полю выражается следующей формулой:

$$D_a(B) = \frac{D_a(0)}{1 + \frac{b_i b_e}{c^2} B^2}. \quad (1)$$

Здесь $D_a(0)$ и b – коэффициент амбиполярной диффузии и подвижность при отсутствии магнитного поля ($B=0$). Индексы i и e относятся к положительным ионам и электронам, c – скорость света. В неизотермической плазме (при $T_e \gg T_i$)

$$D_a(0) = \frac{kT_e}{e} b_i,$$

где T_e и T_i – температуры электронов и ионов, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона.

Из стационарной теории цилиндрического положитель-

ного столба в продольном однородном магнитном поле для радиального распределения плотности плазмы имеем:

$$n_0(r) = N_0 J_0 \left(r \sqrt{\frac{z_i}{D_a(B)}} \right). \quad (2)$$

Здесь r – расстояние от оси цилиндра, N_0 – плотность заряженных частиц на оси, J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, z_i – частота ионизации, т.е. среднее число ионизаций, производимых одним электроном в одну секунду. При получении выражения (2) предполагалось, что прилипание электронов и рекомбинация в объеме отсутствуют. Положено также, что величина z_i не зависит от концентрации электронов n_0 .

Из граничного условия $n_0=0$ при $r=R$ (где R радиус разрядной трубки) получаем:

$$z_i = \left(\frac{\alpha}{R} \right)^2 D_a(B), \quad (3)$$

где $\alpha = 2,405$ первый корень функции Бесселя нулевого порядка. Частота ионизации z_i зависит от электронной температуры T_e и давления p . При максвелловском распределении электронов по скоростям для величины z_i получаем:

$$z_i = 9 \cdot 10^7 \cdot a \cdot p \cdot e^{-\frac{eU_i}{kT_e}} \left(\frac{kT_e}{e} \right)^{1/2} U_i. \quad (4)$$

В этом выражении a – постоянная, зависящая от рода газа, U_i – потенциал ионизации.

При диффузном механизме потерь частиц в столбе плазмы ионный ток на стенки трубки служит мерой этих потерь. Плотность ионного тока дается соотношением

$$j_{iw} = \frac{1,25}{R} e N_0 D_a(B). \quad (5)$$

Радиальное распределение потенциала имеет вид:

$$\varphi_0(r) = \frac{kT_e}{e} \frac{1 + b_i^2 \frac{B^2}{c^2}}{1 + b_i b_e \frac{B^2}{c^2}} \ln \left[J_0 \left(2,4 \frac{r}{R} \right) \right]. \quad (6)$$

Из условия баланса энергии для электронов можно получить выражение, связывающее электронную температуру с продольным градиентом потенциала E_Z в положительном столбе:

$$E_Z \approx \frac{T_e \sqrt{2\chi}}{\lambda_e}. \quad (7)$$

Здесь λ_e – средняя длина сводного пробега электрона, χ – доля энергии, теряемая в среднем электроном при соударении с нейтральной частицей. Величина χ возрастает с ростом электронной температуры.

Продольное магнитное поле уменьшает потери заряженных частиц на стенках разрядной трубки. Вследствие этого требуется меньшая частота их образования электронными ударами, причем энергия электронов черпается из продольного электрического поля E_Z . Так как частота ионизации сильно зависит от электронной температуры T_e , то уменьшение z_i требует уменьшения T_e и E_Z . Таким образом, согласно классической теории диффузии, с ростом продольного однородного магнитного поля должно наблюдаться монотонное уменьшение ионного тока на стенку j_{iw} ,

продольного электрического поля E_z и электронной температуры T_e .

Но монотонное уменьшение j_{iw} , E_z и T_e происходит при увеличении поля B до определенных, но очень больших значений. Начиная с некоторого значения магнитного поля, аксиально симметричный положительный столб становится неустойчивым по отношению к винтовому возмущению. Соответствующее значение магнитного поля называют критическим $B_{кр}$. В результате положительный столб закручивается в винт и начинает вращаться с определенной частотой. Величина критического поля $B_{кр}$ и частота вращения $f_{кр}$ зависят от рода и давления газа и диаметра разрядной трубки. В этом новом состоянии плазменный столб оказывается, в среднем, ближе к стенкам трубки. Благодаря этому скорость ухода зарядов на стенку возрастает. Это эквивалентно росту коэффициента диффузии (эффект "аномальной диффузии"). Увеличение потерь частиц на стенке вызывает увеличение продольного электрического поля. Таким образом, развитие неустойчивости проявляется в характерных колебаниях в плазме, при одновременном резком возрастании градиента потенциала и ионного тока на стенку. Неустойчивость указанного типа называется винтовой или токово-конвективной.

Механизм неустойчивости можно понять, рассмотрев винтовые возмущения плотности вдоль магнитных силовых линий. Предположим, что столб плазмы с градиентом плотности $\frac{dn}{dr} < 0$ помещен в однородное магнитное поле, направленное вдоль оси z . В начальном состоянии плазма электрически нейтральна. Возникающие возмущения характеризуются тем, что амплитуды смещения ионов и электронов одинаковы. В следующее мгновение электроны и ионы начинают двигаться вдоль магнитного поля с разными скоростями, так как имеется электрическое поле E_z . Это немед-

ленно приводит к разделению зарядов. Происходит смещение "электронного винта" относительно "ионного винта". Смещение "электронного винта" в положительном направлении оси z эквивалентно вращению "электронного винта" в положительном направлении относительно "ионного винта". Возникающее пространственное разделение зарядов приводит к появлению азимутальной компоненты электрического поля E_ψ . В результате в плазме в направлении к стенкам

устанавливается дрейф зарядов со скоростью $\frac{[\vec{E}_\psi \vec{B}]}{B^2}$.

Возникающий электрический дрейф приводит к движению всю массу плазмы. При этом возмущение плотности нарастает, и плазма течет к стенкам по радиусу.

Рисунок 1 иллюстрирует неустойчивость при левовинтовом возмущении. Возмущение плотности ионов имеет вид винта (сплошные линии). Соответствующее распределение электронов показано пунктиром. Области пересечения заштрихованы и соответствуют положению винтов относительно оси z . Благодаря движению электронов и ионов вдоль магнитных силовых линий со скоростями v_{ez} и v_{iz} соответственно пространственный заряд образуется в области, где распределения электронов и ионов не перекрываются.

Теория винтовой неустойчивости дана Б.Б. Кадомцевым А.В. Недоспасовым. Авторы ограничивались значениями магнитных полей, при которых $\Omega_e \tau_e \gg 1$ и $\Omega_i \tau_i \ll 1$. Здесь

$$\Omega_e = \frac{eB}{mc} \text{ и } \Omega_i = \frac{eB}{Mc} - \text{электронная и ионная циклотронная}$$

частоты, m и M – масса электрона и иона, τ_e и τ_i – время между двумя последовательными столкновениями заряженных частиц с нейтралами. В качестве исходных использовались уравнения непрерывности и уравнения движения для электронов и ионов:

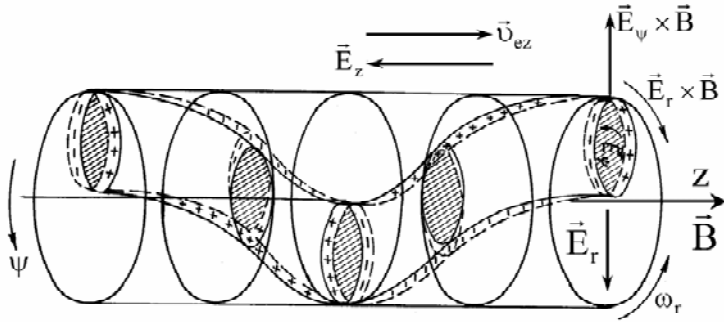


Рис. 1. Иллюстрация к объяснению механизма винтовой неустойчивости.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\bar{v}_e) = z_i n, \quad (8)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\bar{v}_i) = z_i n, \quad (9)$$

$$\frac{T_e}{mn} \nabla n = -\frac{e}{mc} [\bar{v}_e \bar{B}] + \frac{e}{m} \nabla \varphi - \frac{\bar{v}_e}{\tau_e}, \quad (10)$$

$$\bar{v}_i = -b_i \nabla \varphi. \quad (11)$$

Здесь n – плотность электронов и ионов, \bar{v}_e и \bar{v}_i – направленные (дрейфовые) скорости, $\frac{1}{\tau_e}$ и $\frac{1}{\tau_i}$ – частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами, φ – потенциал электрического поля, $\bar{B} = B \cdot \bar{h}$ (\bar{h} – единичный вектор, направленный вдоль оси z). Предполагается, что частота столкновений заряженных частиц с нейтральными частицами $\left(\frac{1}{\tau_e} \text{ и } \frac{1}{\tau_i} \right)$ много больше частоты ω исследуемых неустойчивых колебаний (в данном случае ω – частота вращения винта).

ния винта).

Из уравнения (10) при $\Omega_e \tau_e \gg 1$ можно получить выражения для составляющих скорости электрона в направлениях, перпендикулярном и параллельном магнитному полю:

$$\bar{v}_{e\perp} = \frac{b_e}{\Omega_e \tau_e} [\bar{h} \nabla \varphi] - \frac{D_e}{\Omega_e \tau_e} \frac{1}{n} [\bar{h} \nabla n] + \frac{b_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \nabla \varphi - \frac{D_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \frac{\nabla n}{n}, \quad (12)$$

$$v_{ez} = b_e \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{D_e}{n} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (13)$$

Подставляя выражения для скоростей (11), (12) и (13) в уравнения (8) и (9) получим два уравнения для n и φ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{b_e}{\Omega_e \tau_e} \bar{h} [\nabla \varphi \nabla n] - \frac{D_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \nabla_{\perp}^2 n + \frac{b_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \text{div}(n \nabla_{\perp} \varphi) + \frac{\partial}{\partial z} \left(b_e n \frac{\partial \varphi}{\partial z} - D_e \frac{\partial n}{\partial z} \right) = z_i n, \quad (14)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - b_i \text{div}(n \nabla \varphi) = z_i n, \quad (15)$$

Уравнения (14) и (15) решались для случая малых возмущений винтовой формы, накладываемых на величины $n_0(r)$ и $\varphi_0(r)$ характеризующие плазму в невозмущенном состоянии:

$$n = n_0(r) + n_1(r) e^{i(m\psi + kz - \omega t)}, \quad (16a)$$

$$\varphi = \varphi_0(r) + \varphi_1(r) e^{i(m\psi + kz - \omega t)}, \quad (16b)$$

где $\lambda_z = \frac{2\pi}{k}$ – длина волны возмущения вдоль оси z , k – волновое число, m – номер азимутальной моды возмущения, $n_1(r)$ и $\varphi_1(r)$ – радиальные изменения возмущенной плотности и потенциала. Предполагалось, что величины $n_1(r)$ и $\varphi_1(r)$ пропорциональны $J_1\left(\alpha_1 \frac{r}{R}\right)$, где J_1 – функция Бесселя первого порядка, $\alpha = 3,83$ – первый корень функции J_1 . Величины $n_0(r)$ и $\varphi_0(r)$ определяются из уравнений (2) и (6).

Если выражения (16а) и (16б) подставить в уравнения (14) и (15), то после линеаризации получается дисперсионное соотношение, дающее частоту ω в функции от волнового числа k . Положительный столб устойчив, когда мнимая часть частоты ω_i отрицательна. Это условие может быть представлено в виде:

$$K_0 x^4 + F_0 x^2 + G_0 \geq m B'_0 v^* \frac{b_e}{b_i} x, \quad (17)$$

где

$$K_0 = \frac{1,28 + y}{y(y+1)}; \quad F_0 = \frac{0,8(y+2)}{y}; \quad G_0 = \frac{0,48(y+1)}{y} + 0,1 \frac{b_i}{b_e} \frac{1}{y+1};$$

$$B'_0 = 0,163; \quad x = \frac{k \Omega_e \tau_e}{\alpha_1}; \quad v^* = \frac{v_0}{\beta_0 D_e}; \quad y = \frac{b_i}{b_e} (\Omega_e \tau_e)^2.$$

$v_0 = b_e E_z$ – токовая скорость электронов, $\beta_0 = \frac{2,4}{R}$, R – радиус разрядной трубки. Отсюда видно, что неустойчивость столба возможна только при $m > 0$. Видно также, что долж-

но существовать электрическое поле E_z . При $E_z=0$ (т.е. без продольного тока $j_z=0$) плазма устойчива. В данной трубке возможны произвольные значения X . Поэтому неустойчивость возникает, когда левая часть (17) окажется равной правой в единственной точке. При этом будут равны также производные. Дифференцируя равенство (17) по X , умножая результат на X и вычитая второе уравнение из первого, получим для X биквадратное уравнение, откуда

$$x^2 = \frac{-F_0 + \sqrt{F_0^2 + 12K_0 G_0}}{6K_0}, \quad (18)$$

$$v^* = \frac{2x}{B'_0} \frac{b_i}{b_e} [2K_0 x^2 + F_0],$$

где

$$v^* = \frac{b_e}{\beta_0 D_e} E_z = \frac{e E_z}{\beta_0 k T_e}.$$

Решение уравнения (18) дает следующее выражение для критического значения магнитного поля:

$$B_{кр} \approx \frac{ck T_e}{e b_e E_{зкр} R}. \quad (19)$$

Здесь $E_{зкр}$ – продольный градиент потенциала непосредственно перед возникновением неустойчивости,

$$b_e = \frac{e}{m} \tau_e; \quad b_i = \frac{e}{M} \tau_i; \quad D_e = \frac{k T_e}{e} b_e.$$

Подставляя значения универсальных постоянных в

формулу (19), получим:

$$B_{кр} \approx 0,86 \cdot 10^4 \frac{T_e}{R b_e E_{зкр}}, \quad (\text{Гаусс}). \quad (19')$$

Дисперсионное уравнение можно решить также для действительной части частоты колебаний ω_r . Это решение приводит к следующему выражению для частоты винтовых колебаний при $B=B_{кр}$:

$$f_{кр} = \frac{\omega_{кр}}{2\pi} \approx \frac{10 b_i D_e}{\Omega_e \tau_e b_e R^2}. \quad (20)$$

После подстановки значения констант для частоты колебаний имеем:

$$f_{кр} \approx 8,63 \cdot 10^4 \frac{1}{R^2} \frac{b_i}{b_e} \frac{T_e}{B} \quad (\text{Гц}). \quad (20')$$

Входящие в формулы (19') и (20') величины выражены в следующих единицах: T – К (Кельвин); R – см; B – Гаусс;

$$b_{i,e} - \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}; \quad E_{зкр} - \frac{\text{В}}{\text{см}}.$$

3. Экспериментальная установка и методика измерений

Схема установки представлена на рисунке 2. В опытах используется разрядная трубка с жидким ртутным катодом, схематический чертеж которой приведен на рисунке 3. Участок разрядной трубки, содержащий ртутный катод 1 и дежурный анод 4 сделан в "Г"-образной форме. К нему

припаяна трубка, где происходит основной разряд, длиной 71 см и внутренним диаметром 3,2 см. Эта часть разрядной трубки помещена в соленоид длиной 60 см и внутренним диаметром 7 см. Магнитное поле соленоида проградуировано по величине тока в цепи соленоида. Каждому 1 А силы тока через соленоид соответствует 100 Гс поля.

Для измерения параметров плазмы в разрядную трубку введены электрические зонды Ленгмюра. Цилиндрические зонды 6 и 8 используются для измерения продольного градиента потенциала E_z . Расстояние между ними $d=10$ см. Измерение j_{iw} плотности тока положительных ионов, идущих к стенке разрядной трубки, осуществляется плоским стеночным зондом 7, площадь поверхности которого $S=0,5$ см². Осевой цилиндрический зонд 9 используется для измерения температуры электронов T_e ($S=0,05$ см²). Величину T_e определяют в отсутствии магнитного поля. Для измерения температуры электронов, плотности тока ионов на стенку и продольного градиента потенциала пользуются схемой, приведенной на рисунке 2. При измерениях величины E_z провод, идущий к аноду от положительного полюса источника питания B_3 , отсоединяется от анода трубки и присоединяется к зонду 8.

Зонды используются также в качестве датчиков колебаний плазмы. Основной анод 5 разрядной трубки и все зонды находятся в однородной части магнитного поля.

Участок трубки, содержащий ртутный катод, погружается в водяную баню, температура которой поддерживается во всех измерениях ниже температуры любого участка разрядной трубки. Давление насыщенных паров ртути задается температурой водяной бани. При температуре $t=20^0\text{C}$ давление насыщенных паров ртути $p_0=1,2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

Откачка вакуумной системы осуществляется форвакуумным и ртутным диффузионным насосами. Измерения в чистых парах ртути проводятся при непрерывной откачке

трубки диффузионным насосом. При измерениях в смеси

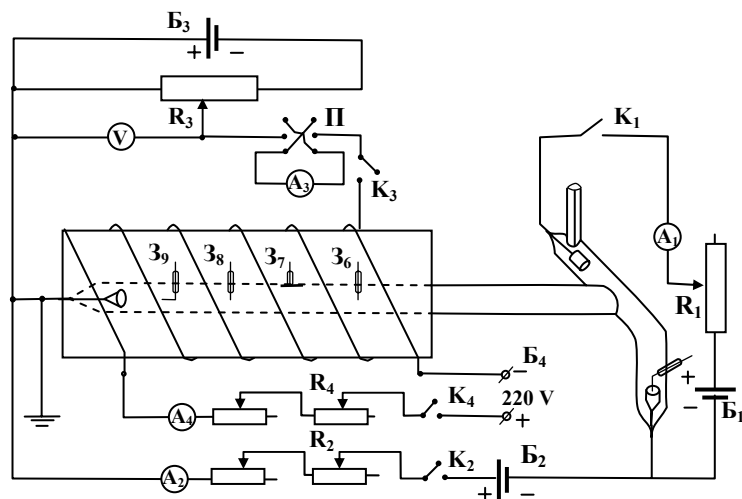


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

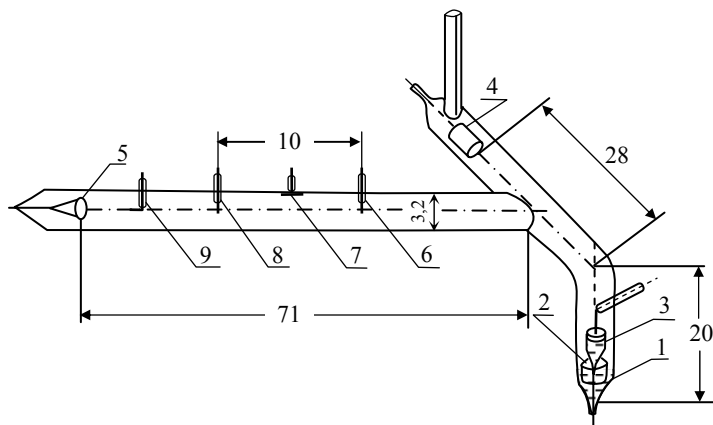


Рис. 3. Схематический чертеж разрядной трубки
(все размеры даны в сантиметрах).

1. Ртутный катод; 2. Молибденовый фиксатор; 3. Игняйтер; 4. Дежурный

анод; 5. Основной анод; 6. Цилиндрический зонд; 7. Плоский стеночный зонд; 8. Цилиндрический зонд; 9. Цилиндрический осевой зонд
Ne-Hg в разрядную трубку, предварительно откачанную до вакуума $p=10^{-5}$ мм рт. ст., напускается неон при давлении $p=0,5$ мм рт.ст. Давление неона измеряется манометром Мак-Леода.

Когда в зажженную разрядную трубку с парами ртути впускается неон, то в первый момент вся разрядная трубка равномерно окрашивается в красный цвет. По истечении нескольких секунд красное свечение ("неоновое свечение") отделяется от ртутного катода и постепенно отходит в сторону анода, образуя четкую границу с голубым свечением ("ртутное свечение"). Стационарное состояние свечения разряда устанавливается через 10-20 минут (в зависимости от давления неона) после впуска неона в трубку. При этом свечение вдоль столба разряда имеет ровный ярко-голубой цвет, значительно более яркий, чем в чистых парах ртути. Измерения начинают после установления стационарного состояния свечения разряда.

Методика измерения тока положительных ионов на стенку, продольного градиента потенциала и электронной температуры изложена в лабораторной работе "Зондовый метод диагностики плазмы".

Измерение частоты вращения винта производится по фигурам Лиссажу. Для этого используют осциллограф и генератор звуковой частоты. Сигнал, снимаемый с одного из зондов (например, плоского зонда) и основного анода, подается к входу У-канала, а напряжение со звукового генератора подается к входу Х-канала осциллографа. При возникновении в плазме винтовой неустойчивости ($V \geq V_{кр.}$) на экране появляются регулярные колебания. Для измерения частоты этих колебаний выключают генератор развертки осциллографа и подбирают такое значение частоты звукового генератора, при котором на экране осцил-

логографа возникает эллипс. Соответствующая этому частота звукового генератора равна частоте вращения винта $f_{кр.}$.

Включение установки начинается с зажигания разрядной трубки. Разряд сначала возбуждается между катодом I и дежурным анодом 4, а затем вытягивается к основному аноду 5. Сила разрядного тока в цепи дежурного анода устанавливается в пределах $1 \div 2$ А, а в цепи основного анода 100 мА. Включение и выключение магнитного поля производится при помощи ключа K_4 при полностью введенном реостате R_4 .

4. Упражнения

1. Измерить продольный градиент потенциала в зависимости от магнитного поля для двух значений разрядного тока (100 мА и 200 мА). При измерениях в чистых парах ртути магнитное поле изменяется в пределах от 0 до 100 Гс через 10 Гс, а в смеси Ne-Hg – от 0 до 1000 Гс через 100 Гс.
2. Получить зависимость тока положительных ионов j_{iw} на стенку трубки от магнитного поля для двух значений разрядного тока (100 мА и 200 мА). Величина j_{iw} определяется как ионный ток, идущий на плоский пристеночный зонд при плавающем потенциале зонда. Магнитное поле изменяется в тех же пределах, что и в упражнении 1. Из кривых $E_z=f(B)$ и $j_{iw}=f(B)$ определить значение $B_{кр.}$.
3. Получить вольтамперную характеристику осевого цилиндрического зонда 9 и определить по ней электронную температуру T_e . Величину T_e находят при отсутствии магнитного поля (уменьшение температуры электронного газа под действием магнитного поля в данном случае не превышает 30 %).
4. Измерить частоту вращения винта при малой надкри-

точности магнитного поля ($B \geq B_{кр.}$).

5. Найденные в задаче экспериментальные значения критических магнитных полей и частот вращения винта сравнить с рассчитанными по формулам (19') и (20'). При расчетах используются значения входящих в формулы величин при давлении $p=1$ мм рт.ст. В случае чистого ртутного разряда

$$b_i = 2,0 \cdot 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}; \quad b_e = 1,8 \cdot 10^5 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}; \quad \text{в смеси}$$

$$\text{Ne+Hg: } b_i = 4,72 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}; \quad b_e = 1,6 \cdot 10^6 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{сек}}.$$

5. Литература

1. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М., "Наука", 1971.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961, с.288.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., "Наука", 1987.
4. Noh T.Y. and Lehnert V. Physical Review Letters. V.7, №3, p. 75, 1961
5. Katomtsev V.V. and Nedospasov A.V. J. Nuclear Energy, part C, v.1, p.230, 1960
6. Недоспасов А.В., Эфендиев К.И., Гарибов Г.И., Теплофизика высоких температур, т. 9, №1, с. 22, 1971.
7. Эфендиев К.И., Гарибов Г.И., Изв. АН Азерб ССР, сер.-физ.-тех. и мат. наук, №2, с. 108, 1972