

Лекция 1.

Общая тема: **ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ В КАНАЛАХ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ТОКОМ**

Исследования течений плазмы в каналах с электрическим током лежат в основе расчета электроразрядных генераторов низкотемпературной плазмы — плазмотронов и свойств потоков технической плазмы. Максимально доступную к настоящему времени информацию о плазменном состоянии материи удастся получить, используя совместно результаты кинетического (микроскопического) и гидродинамического (макроскопического) методов описания плазмы. Теоретические основы **кинетического описания плазмы** были рассмотрены в курсе ФП. В данном разделе рассмотрим физические и математические обоснования используемых **гидродинамических моделей** при теоретических исследованиях потоков плазмы.

При макроскопическом методе описания плазма рассматривается как смесь взаимно проникающих друг в друга газов заряженных частиц и газов электрически нейтральных компонентов. Локальные макроскопические параметры отдельных компонентов и плазмы в целом, такие как концентрация, давление, температура и т.д., обусловлены суммарными эффектами при взаимодействии большого числа частиц. По этой причине применяемые в теории макропараметры имеют смысл статистически средних величин, которые определяются и вычисляются по известным правилам статистической физики.

В настоящее время сложилось два направления в теоретических исследованиях гидродинамических моделей потоков технической плазмы. **Одно направление** изучает процессы с учетом термической неравновесности плазмы в целом, т.е. при условии $T_e \neq T_i$. Однако для каждого вида частиц предполагается наличие локального термического равновесия, распределения Больцмана по энергиям и максвелловского распределения по

скоростям. В **другом** научном направлении изучают потоки термической плазмы в предположении о наличии **локального термического равновесия (ЛТР)** для плазмы в целом, что позволяет ввести единую температуру для всех частиц, т.е. при $T_e = T_i = T_a$. Такое разделение научных направлений в теоретических исследованиях потоков технической плазмы обусловлено, в первую очередь, различиями в характере протекания элементарных процессов в различных видах электрических разрядов, которые используются в генераторах плазмы. Следует отметить, что вид используемого разряда определяет соответственно и тип плазмотрона.

1. Виды электрических разрядов и их особенности

Явление протекания электрического тока сквозь плазменный промежуток называется электрическим, или газовым разрядом. Электрические разряды бывают многих видов: несамостоятельные и самостоятельные; искровые и коронные; тлеющие и дуговые; высокочастотные и сверхвысокочастотные; барьерные и др. Различают разряды свободные и пространственно стабилизированные. Стабилизируют разряды потоком газа, стенками разрядной камеры или магнитным полем. Большое применение получили разряды, стабилизированные в канале с потоком газа.

Многообразие видов разрядов обуславливает и многообразие типов электроразрядных плазмотронов. Не претендуя на полноту описания, рассмотрим отличительные особенности некоторых видов разрядов постоянного тока. Для анализа процессов в разрядах воспользуемся простейшей моделью линейного **плазмотрона постоянного тока** (рис. 1). **Разрядная камера (РК)** представляет собой цилиндрическую трубу, выполненную из электроизоляционного материала. Поток газа поступает в катодной области в РК, нагревается там электрическим током до состояния плазмы и истекает через выходное сечение сопла-анода в виде плазменной струи. Различают катодную и анодную области разряда и область **положи-**

тельного столба (ПС). Такое разделение разрядного промежутка объясняется существенными различиями протекающих в этих областях физических процессов. Физические процессы, протекающие в катодной и анодной областях разряда, являются предметом изучения физики приэлектродных процессов и в наши задачи не входят. Нашей целью являются исследования процессов, протекающих в области ПС разряда.

На рис. 2 показано типичное распределение потенциала электрического поля вдоль канала плазматрона представленной модели. Как видно, протяженности областей катодного и анодного падения потенциала невелики, а наиболее протяженной областью является ПС. Общее напряжение на плазматроне определяется суммой $U = U_k + U_{nc} + U_a$.

По определению, **несамостоятельными разрядами** называются такие, которые могут существовать только при наличии внешних ионизирующих факторов. Такими ионизаторами могут быть излучение у квантов, рентгеновские лучи или потоки космических лучей и т.д. После отключения постороннего ионизатора несамостоятельный разряд гаснет.

Самостоятельными разрядами называются такие, которые в самом себе содержат механизмы для создания свободных зарядов — носителей тока. В самостоятельных разрядах нет необходимости поддерживать ионизацию за счет внешних факторов.

Важной макроскопической характеристикой разрядов является **вольт-амперная характеристика (ВАХ)**, или $U - I$ характеристика. На рис. 3 показана качественная стационарная ВАХ самостоятельного разряда. Каждая точка на этой кривой соответствует установившемуся состоянию плазмы в разрядном промежутке. При этом все процессы ионизации и рекомбинации, а также процессы переноса сбалансированы, а вся система находится в состоянии статистического равновесия. Выделенные участки на кривой ВАХ соответствуют определенному виду разряда. Проведем их краткий анализ.

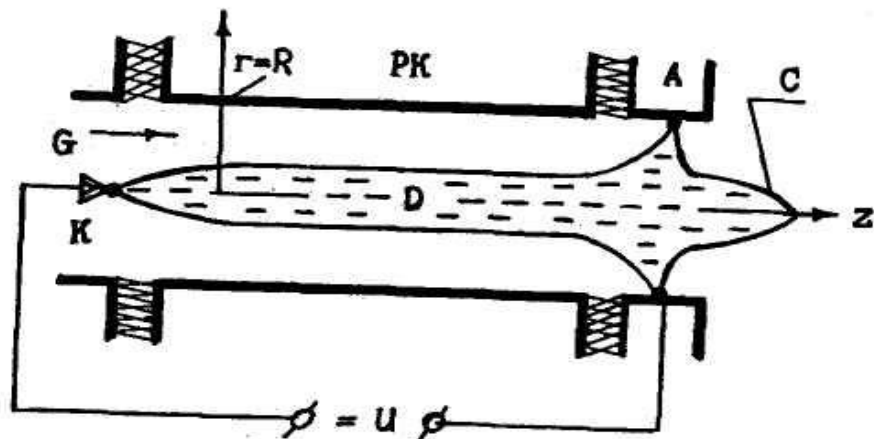


Рис.1 Модель электроразрядного генератора потока плазмы: К – катод; А – Анод; ПК – разрядная камера; G – поток плазмообразующего газа; U – напряжение электропитания; С – плазменная струя; R – радиус разрядной камеры.

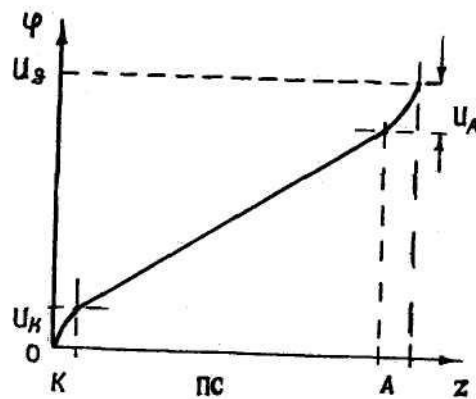


Рис.2 Типичное распределение потенциала электрического поля вдоль разрядной камеры плазматрона линейной схемы:.....

Участок АВ соответствует темному, или тихому разряду. Этот вид разряда существует при токах не более 10 мкА и высоких значениях катодного падения потенциала, $U_K > 1$ кВ. Здесь рождение носителей заряда

происходит, преимущественно, за счет процессов автоэлектронной эмиссии с поверхности катода. Большую роль играют также вторичные электроны, выбиваемые с катода тяжелыми положительно заряженными ионами. В тихом разряде концентрация электронов и скорость дрейфа малы, возбуждение молекулярных уровней, а тем более нагрев газа и интенсивные диссоциация и ионизация в разрядном промежутке практически отсутствуют. Этот разряд называют темным еще потому, что свечение газа не наблюдается.

Участок ВС соответствует переходу разряда в режим тлеющего. Для тлеющего разряда (ТР) характерно яркое свечение, цвет которого зависит от рода плазмообразующего газа. В нормальном ТР (участок СД) напряжение разряда U , следовательно и E , с ростом силы тока не меняется. Проанализируем причины такой зависимости. Для этого приведем формулы (3.16) и (3.18)

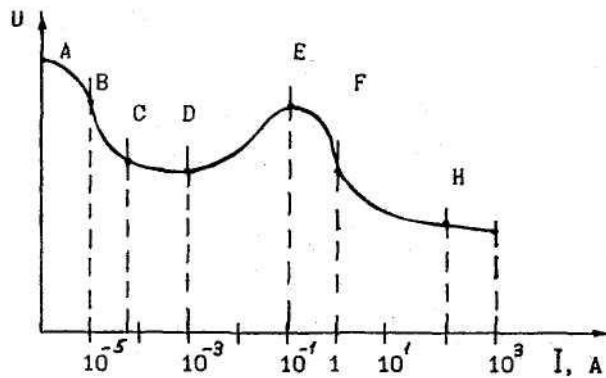


Рис. 3. Стационарная, качественная вольт-амперная характеристика самостоятельного разряда

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e}, \quad I = 2\pi E \int_0^\xi \sigma r dr .$$

Из формул видно, что при $E = \text{const}$ рост силы тока можно объяснить увеличением σ и радиуса электропроводной области (ξ). Частота столкновений является функцией параметра E/P , поэтому при постоянстве E

увеличение электропроводности σ возможно только за счет увеличения

n_e . Таким образом, сила тока здесь увеличивается за счет роста числа электронов и площади сечения электропроводной области.

С дальнейшим увеличением I (участок ДЕ) разряд переходит в режим аномального ТР. В этом режиме горения U и E растут с ростом силы тока. Это объясняется тем, что радиус разряда достигает оптимального значения и более не увеличивается, а рост силы тока осуществляется в основном за счет механизма возрастания n_e . Если ток будет увеличиваться только за счет роста n_e , то, начиная с некоторого момента, все большую роль станут играть процессы объемной рекомбинации. Станет необходимо затрачивать все большую энергию электрического поля на процессы ионизации электронным ударом, чтобы поддерживать необходимое значение носителей заряда, а это приведет к росту E в объеме разряда.

Существенной особенностью тлеющего разряда является его способность гореть в диффузионном режиме, когда плазма, подобно газу, занимает всю доступную ей область пространства. Характерной для ТР является также малая величина термического нагрева тяжелых компонентов плазмы при больших значениях температуры электронного газа, поэтому они относятся к холодным разрядам.

Устойчивые режимы горения ТР в трубке наблюдаются при токах не более 0,1 А и давлениях газа $P < 1$ атм. Если сила тока превышает некоторое критическое значение, то разряд из диффузионного режима горения переходит в **контрагированный режим**. Одной из причин такого перехода является увеличение термического разогрева тяжелых компонентов плазмы и активизации "теплового" механизма контрагирования. Причины такого контрагирования обсуждались ранее.

При силе тока более 0,1 А резко возрастает плотность тока в катодном пятне, что ведет к его интенсивному нагреву. Активнее становятся механизмы термической эмиссии электронов с катода. Плотность тока в разряде возрастает, что ведет еще к большему сжатию радиуса

токопроводящей области в канале. Все это приводит к переходу разряда в дуговой режим горения, участок FN на рис. 3.

Электрической дугой называют разряд большой силы тока, $J > 1$ А, с малым катодным падением потенциала при относительно низком напряжении горения. Электрические дуги относятся к контрагированным разрядам с высокой плотностью тока. Характерной для дуговых разрядов является большая интенсивность нагрева плазмы до высоких температур, десятки тысяч градусов и более.

Свойства и характеристики тлеющих, дуговых и других видов электрических разрядов и процессы, протекающие в них, отличаются исключительной сложностью и многообразием. Подробнее с особенностями разрядов познакомимся в дальнейшем при анализе процессов в плазменных аппаратах.

2. Неравновесная плазма в канале с электрическим током

В газоразрядной плазме различают термическую (тепловую), ионизационную и химическую **неравновесности**.

Термическая неравновесность плазмы заключается в сильном отрыве среднего значения температуры электронного газа от средней температуры тяжелых компонентов, ионов, атомов и молекул. Например, в условиях существования тлеющего разряда, величина T_e достигает до 30 тыс. К, а температура ионов и атомов обычно не превышает 1 тыс. К. Рассмотрим причины такого различия, исходя из анализа процессов в области положительного столба разряда.

В плазмотронах $U_{nc} > (U_k + U_a)$, поэтому в области положительного столба разряда выделяется основная часть энергии электрического поля, передаваемая газу. Кроме того, многообразие процессов, **протекающих в ПС**, является определяющим в формировании свойств потока плазмы. Именно эта область разряда является в дальнейшем предметом нашего

интереса.

Основным механизмом ионизации газа в области ПС является ионизация электронным ударом. Следовательно, для устойчивой генерации свободных зарядов в объеме энергия поступательного движения электронов должна быть пропорциональна энергии ионизации атомов. Оценочные расчеты показывают, что в установившемся разряде средняя энергия электронов не должна быть меньше 1 эВ, т.е. 10% от энергии ионизации. В тлеющем разряде, в диапазоне изменения параметра E/P до 10 В/см тор, это соответствует температуре электронов более 10 тыс. К. Таким образом, минимальная температура электронов является величиной ограниченной.

Тепло атомам и молекулам передается от электронов при упругих столкновениях. Как было отмечено в разделе 3.3, тепловая мощность, идущая на нагрев единицы объема плазмы, определяется формулой (3.24):

$$g = 3m_e/m_i k (T_e - T_i) v_{ei} n_e .$$

Не анализируя детально все процессы теплообмена в плазме, несложно видеть, что T_i прямо пропорциональна g , а $T_e \sim jE$. Из этих соотношений следует:

$$(T_e - T_i) / T_i \sim (v_{ei} j E) \quad (5.1)$$

Из выражения (5.1) видно, что процесс выравнивания температур в газоразрядной плазме будет идти тем интенсивнее, чем больше плотность тока и частота упругих столкновений электронов. Величина v_{ei} быстро растет с ростом давления газа. Следовательно, в контрагированных разрядах, где P и j велики, отрыв электронной температуры от температуры тяжелых компонентов плазмы незначителен. В электродуговых разрядах при $P > 1$ атм плазма практически термически равновесная достигается.

В заключение следует отметить, что процесс выравнивания температур

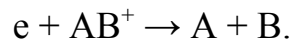
компонентов плазмы идет не по пути значительного снижения электронной температуры, а по пути подтягивания температур тяжелых частиц к значению T_e , поскольку, как отмечалось выше, для реализации процессов ионизации электронным ударом величина T_e , не может быть ниже минимально допустимой. В двухтемпературной модели плазмы процессы установления термического равновесия протекают в три этапа. **На первом** этапе e/i -столкновения приводят к изотропному распределению электронов по скоростям теплового движения. Одновременно с этим, e/e -столкновения ведут к выравниванию энергий электронов, т.е. к установлению единой температуры T_e для электронного газа. На втором этапе i/i -столкновения способствуют изотропному распределению ионов по скоростям и установлению термического равновесия в ионном газе с единой температурой T_i . На третьем этапе e/i - и e/e -столкновения ведут к установлению термического равновесия для плазмы в целом с единой температурой $T_a = T_e = T_i$. Скорость протекания, или эффективность, того или иного процесса обмена энергией зависит от состава плазмы и параметров состояния.

Наряду с термической неравновесностью, в плазме имеет место ионизационная неравновесность. Она заключается в том, что прямые процессы ионизации не всегда компенсируются обратными процессами. Например, при равновесии, ионизация электронным ударом должна компенсироваться рекомбинацией при тройных столкновениях, а фотоионизация — рекомбинацией с излучением, т.е. должны выполняться условия:



Расчеты для условий в ТР показывают, что при $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, частота ионизации $\nu_i = 10^5 \text{ с}^{-1}$, а частота рекомбинации в тройных столкновениях значительно ниже, $\nu_p = 10^{-10} \text{ с}^{-1}$. В то же время действует более быстрый

процесс выноса зарядов — **амбиполярная диффузия** к стенкам с последующей рекомбинацией. С ростом концентрации электронов $n_e = 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ роль объёмной рекомбинации возрастает. Однако и в этом случае более быстрым оказывается процесс диссоциативной рекомбинации, протекающей по схеме



3. Степень ионизации в состоянии термодинамического равновесия в плазме.

Важной задачей исследований плазмы является определение степени ионизации для термодинамически равновесной системы. Для изолированного объема идеальной плазмы с ионами одного сорта, степень ионизации может быть рассчитана по формуле Саха.

Формула Саха выводится на основании закона действующих масс и принципа детального равновесия. Можно получить формулу и в квазиклассическом приближении на основе понятий фазового пространства с помощью функции распределения Максвелла-Больцмана.

Введенная ранее функция распределения $f(r,p,t)$ определяется как плотность вероятности обнаружения частицы в элементе объема фазового пространства $d\Gamma = dV dP$. Среднее число частиц, находящихся в элементе $d\Gamma$, вычисляется по формуле (4.10)

$$dN = N f(r,p,t) dVdP,$$

где N — полное число частиц данного сорта в рассматриваемой системе. Отсюда видно, что функция $f_1 = Nf$ имеет смысл плотности распределения частиц в ФП, причем

$$\int f_1(r,p,t) dVdP = N.$$

Интеграл вычисляется по всей области изменения переменных в фазовом пространстве. С учетом этого, для числа электронов в элементе $d\Gamma$ имеем

$$dN_e = A \exp\left(-\frac{p^2}{2m} + e\varphi_i\right) / kT^* dV dP \quad 5.2$$

Число электронов в элементе dV с произвольным значением импульса находят путем перехода к сферическим координатам в пространстве импульсов $dP = p^2 dp \sin\theta d\theta d\varphi$, и интегрируя по всей области пространства P

$$\begin{aligned} dN_e &= A \exp(-e\varphi_i/kT) dV dP = \\ &= A(2\pi m_e kT)^{3/2} \exp(-e\varphi_i/kT) dV \end{aligned} \quad 5.3$$

где $A = \text{const}$.

Электроны как квантовые частицы распределяются по квантовым состояниям. Согласно принципу неопределенности Гейзенберга одно квантовое состояние занимает минимальный объем в ФП, $\Delta\Gamma_{\min} = h^3$. Введем понятие статистического веса квантового энергетического состояния g , определяющего число частиц данного сорта, способных одновременно находиться в состоянии с данной энергией. Тогда число возможных состояний для электронов можно записать в виде (N_e/g_e) , а для числа состояний атомов, соответственно, — (N_a/g_a) . Число электронов пропорционально числу атомов. Теперь, если объем ФП, занимаемый всеми состояниями свободных электронов, разделим на объем одного состояния h^3 и результат умножим на g_e , то получим число электронов. С учетом этих рассуждений для свободных электронов имеем формулу,

$$N_e = (N_a/g_a) g_e V \left(2\pi m_e kT/h^2 \right)^{3/2} \exp(-e\phi_i/kT) \quad 5.4$$

Используя соотношения $N_e/N_a \approx n_e/n_a$ и $n_i V \approx g_i$ получим формулу Саха в виде [18]:

$$n_e n_i / n_a = g_e g_i / g_a \left(2\pi m_e kT/h^2 \right)^{3/2} \exp(-e\phi_i/kT)$$

Для потоков низкотемпературной плазмы формулу Саха можно применять только для качественной оценки степени ионизации. В реальных случаях необходимо решать сложную систему интегро-дифференциальных уравнений, описывающих плазменное состояние вещества.