

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Департамент молекулярной и биологической физики

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Учебно-методическое пособие

Составители: Н.А. Данильченко
 С.И. Ткаченко

МОСКВА
МФТИ
2016

УДК 533.9

Рецензент

Доктор физико-математических наук *Ю.Г. Калинин*

Исследование параметров плазмы с помощью электрического зонда. Лабораторная работа : учеб.-метод. пособие / сост.: Н.А. Данильченко, С.И. Ткаченко. – М.: МФТИ, 2016. – 48 с.

Цель учебно-методического пособия – ознакомить студентов с методами исследования вещества, находящегося в плазменном состоянии. В нем кратко изложены основы зондовых методов измерения концентрации положительных ионов и температуры электронов в плазме положительного столба ВЧ-разряда. Как правило, авторы избегали подробных выводов, предполагая, что они должны быть знакомы студентам из курсов общей и теоретической физики.

Предназначено для студентов 3–4 курсов факультетов молекулярной и химической физики и биологической и медицинской физики, изучающих курс «Физические методы исследований».

Учебное издание

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

Учебно-методическое пособие

Составители: **Данильченко** Никита Александрович
Ткаченко Светлана Ивановна

Редактор *Л.В. Себова*. Корректор *В.А. Дружинина*

Подписано в печать 02.06.2016. Формат 60 × 84 ¹/₁₆. Усл. печ. л. 3,0

Уч.-изд. л. 2,7. Тираж 60 экз. Заказ № 208

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
Тел. (495) 408-58-22, e-mail: rio@mipt.ru

Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
Тел. (495) 408 84 30, e-mail: polygraph@mipt.ru

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2016

© Данильченко Н.А., Ткаченко С.И., сост., 2016

Содержание

Введение	4
Основные понятия физики плазмы	4
Генерация плазмы в природных и лабораторных условиях	11
Модели описания плазмы	18
Основные принципы диагностики в исследованиях в области физики плазмы	21
Основные положения метода исследования плазмы с помощью электрических зондов.....	23
Одиночный зонд. Теория Ленгмюра.....	28
Двойной зонд	36
Описание экспериментальной установки для измерения параметров плазмы с помощью электрического зонда.....	45
Задание	45
Обработка	46
Требования техники безопасности	47
Контрольные вопросы.....	48
Литература	48

Введение

В данной работе объектом исследования является *низкотемпературная* (температура порядка нескольких электронвольт) *неравновесная* (температура электронов может отличаться от температуры ионов и нейтралов) плазма ВЧ-разряда (плазма генерируется при приложении высокочастотного мегагерцового электрического поля к промежутку, заполненному разреженным газом с давлением меньше торра).

Разряды широко используются в различных технических приложениях. Например, физика тлеющего разряда, одного из самых старых и, казалось бы, самых изученных разрядов, испытала небывалый подъем, связанный с использованием тлеющего разряда в электро-разрядных лазерах, в особенности мощных технологических CO₂-лазеров. Подобным же образом стимулом для расширения и углубления исследований дуговой плазмы с $p \sim 1$ атм, $T \sim 10^4$ К и аналогичных разрядов во всех частотных диапазонах явилось применение генераторов плотной низкотемпературной плазмы – плазмотронов в металлургии, плазмохимии, для плазменной сварки и резки и др. Требования современной энергетики и техники высоких напряжений (в частности, задачи молниезащиты) стимулировали углубленное изучение искрового разряда (одного из самых сложных и трудно постигаемых явлений в области газовых разрядов).

Основные понятия физики плазмы

Вещество в наблюдаемой нами части Вселенной может существовать в одном из четырех агрегатных состояний: твердом, жидком, газообразном и плазменном. Силы, которые связывают частицы, составляющие рассматриваемый объект, отличаются для этих состояний: они относительно велики в твердых телах, малы в жидкостях и практически отсутствуют в газообразном состоянии. То, в каком из агрегатных состояний находится вещество, зависит от тепловой энергии его атомов и молекул – при нагреве вещества в твердом или жидком агрегатном состоянии энергия его атомов или молекул увеличивается до тех пор, пока они не смогут преодолеть потенциальную энергию связи. Увеличение кинетической энергии приводит к фазовому переходу: по мере нагревания твердое вещество сначала превращается в

жидкость в процессе плавления, а затем жидкость испаряется, превращаясь в газ.

С увеличением энергии хаотического движения молекул газа их столкновения друг с другом будут вызывать все более разрушительные последствия для самих молекул. Сначала молекулы будут диссоциировать на составляющие их атомы, а затем атомы ионизируются, т.е. разбиваются на отрицательно заряженные электроны и положительно заряженные ионы. Таким образом, при нагревании вещества оно в конце концов превращается в ионизованный газ или плазму. **Степень ионизации** $\alpha = n_i/n_0$, характеризующаяся отношением плотности ионов n_i к начальной плотности нейтральных атомов n_0 , увеличивается по мере увеличения температуры. От обычного газа электрически нейтральных атомов и молекул он отличается своими свойствами (см. ниже), в связи с чем английский химик Уильям Крукс назвал его четвертым состоянием вещества. Термином **плазма** это состояние назвал американский ученый Ирвинг Ленгмюр в 1928 г. Ленгмюр указывал на сходство между переносом красных и белых кровяных клеток плазмой крови и движением частиц в электрически нейтральной части газового разряда. (Кровь, очищенную от красных кровяных тел, чешский медик Ян Пуркине назвал плазмой еще приблизительно в 1848 г.)

Коллективные явления и взаимодействия между частицами. Главная особенность коллектива заряженных частиц, составляющих плазму, состоит в появлении нового типа взаимодействия частиц этой среды – через дальнедействующие электрические и магнитные поля. **Вследствие дальнедействующего характера кулоновских сил каждая заряженная частица в плазме одновременно взаимодействует с множеством других заряженных частиц.** Именно благодаря дальнему действию электрических и магнитных сил газ заряженных частиц приобретает новые свойства, образуя нечто целое с электромагнитным полем. Это коллективное (самосогласованное) поле, с одной стороны, создается заряженными частицами, а с другой – существенным образом влияет на их движение.

Динамика частиц в плазме определяется как внутренними полями, зависящими от свойств и характера движения частиц, так и внешними электрическими и магнитными полями. Основной тип взаимодействия между частицами плазмы – электромагнитное взаимодействие.

В плазме следует различать взаимодействия между заряженными частицами и между заряженными и нейтральными частицами. Заряженная частица создает электрическое поле и взаимодействует с другими частицами в соответствии с законом Кулона ($F \sim 1/r^2$). Более того, при движении заряженной частицы возникает магнитное поле, которое при этом влияет на движение других зарядов. При сближении заряженной и нейтральной частиц электрическое поле искажает электронное облако нейтральной частицы, что приводит к появлению ближкодействующих (ван-дер-ваальсовых) сил, действие которых заметно только на расстояниях порядка размера атома, т.е. на расстояниях, достаточно малых, когда возникает возмущение движения орбитальных электронов.

Исходя из этого следует различать *слабоионизованную* и *сильноионизованную* плазму. В *слабоионизованной* плазме ($\alpha \ll 1$) взаимодействия заряженных частиц с нейтральными доминируют над кулоновскими. Когда степень ионизации становится такой, что начинают преобладать кулоновские столкновения, плазма считается *сильно ионизованной* ($\alpha < 1$). Если доля нейтральных атомов пренебрежимо мала ($\alpha \sim 1$), то говорят о *полностью ионизованной плазме* (все частицы испытывают только кулоновское взаимодействие).

Поскольку в плазме либо часть, либо все частицы электрически заряжены, они и создают электромагнитные поля и взаимодействуют с внешними электромагнитными полями. Поэтому при исследовании характеристик того или иного процесса в плазме необходимо учитывать ее взаимодействие как с электрическим, так и с магнитным полями.

Благодаря высокой подвижности электронов плазма обычно является хорошим проводником тепла и электрических зарядов. Из-за высокой электропроводности плазма не поддерживает электростатических полей. В некоторой степени исключение составляют поля в направлении, перпендикулярном любому присутствующим магнитным полям, поскольку магнитные поля препятствуют движению заряженных частиц в этом направлении.

При возникновении в плазме градиентов плотности частицы будут диффундировать из областей с большей плотностью в области с меньшей плотностью. Хотя задачи диффузии в немагнитной плазме в чем-то похожи на задачи диффузии в обычных жидкостях,

существует и фундаментальное различие. Из-за своей меньшей массы электроны стремятся диффундировать быстрее ионов, и в результате разделения зарядов возникает самосогласованное электрическое поле. Это поле способствует диффузии ионов и уменьшает скорость диффузии электронов, так что итоговая диффузия электронов и ионов происходит примерно с одинаковой скоростью. Этот процесс называют *амбиполярной диффузией*. Если к плазме приложено внешнее магнитное поле, то диффузия заряженных частиц поперек силовых линий магнитного поля уменьшается. Этот факт лежит в основе использования магнитных полей для удержания плазмы в лабораторных условиях.

В плазме могут развиваться и распространяться разнообразные электростатические и электромагнитные колебания.

Квазинейтральность. Самосогласованное поле, если оно достаточно сильное, делает ионизованный газ квазинейтральным. Квазинейтральностью называют приближенное равенство плотности электронов n_e и ионов n_i , так что вещество в целом будет электрически нейтрально. В более общем случае, когда атомы ионизованы многократно, в среднем Z раз каждый, квазинейтральность означает, что

$$n_e \approx Z n_i. \quad (1)$$

При достаточно большой плотности электронов и ионов даже малое пространственное разделение зарядов в ионизованном газе привело бы к возникновению очень сильных электрических полей, препятствующих такому разделению. Как следствие, из этого при любых внешних полях «естественной» величины смесь электронов и ионов сохраняет квазинейтральность даже при весьма бурно протекающих в ней процессах.

Основываясь на этом свойстве, часто плазму определяют как *квазинейтральный газ заряженных частиц* (электронов и положительно заряженных ионов). Важно понимать, что *квазинейтральность есть не изначальная характеристика плазмы, а всего лишь ее свойство, вытекающее из главенствующей роли коллективного взаимодействия частиц через самосогласованное поле.*

Необходимо отметить, что квазинейтральность нарушается на размерах, меньших некоторой величины, называемой дебаевским радиусом.

Дебаевское экранирование. Рассмотрим плазму, в единице объема которой находится n_e электронов (каждый с зарядом $-e$) и примерно столько же однозарядных ионов n_i (с зарядом $+e$). Если вследствие теплового движения частиц в области с размером l произойдет разделение зарядов, т.е. самопроизвольно возникнет разность плотности электронов и ионов $\delta n = n_e - n_i$, это приведет к тому, что в данной области появится заряд с плотностью $\rho_\varepsilon = en_i - en_e = -e\delta n$. Потенциал φ электрического поля этого заряда можно определить, решая уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi = -4\pi\rho_\varepsilon = 4\pi e\delta n. \quad (2)$$

Для грубой оценки можно принять $\nabla^2 \varphi = \delta\varphi/l^2$, здесь $\delta\varphi$ – перепад потенциала на масштабе l . Из уравнения (2) можно найти, что по порядку величины

$$\delta\varphi \sim 4\pi e\delta n l^2. \quad (3)$$

Абсолютная величина $e\delta\varphi$ не может существенно превышать среднюю кинетическую энергию частиц K , в противном случае возникший потенциал воспрепятствует разделению зарядов. Кинетическую энергию можно записать следующим образом: $K \sim kT$ (здесь $k = 1.38 \times 10^{-16}$ эрг/град – постоянная Больцмана), следовательно, $e\delta\varphi \lesssim kT$, учитывая (3), получим

$$\frac{\delta n}{n} \lesssim \frac{kT}{4\pi n e^2 l^2}. \quad (4)$$

Введем обозначение

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}}, \quad (5)$$

имеющее размерность длины, тогда можно утверждать, что *выделенный элемент объема будет квазинейтральным, если его размер l велик по сравнению с λ_D* , так как

$$\frac{\delta n}{n} \lesssim \frac{\lambda_D^2}{l^2}. \quad (6)$$

Параметр λ_D называют *дебаевской длиной* (или радиусом). Если линейный размер L всего сгустка заряженных частиц сравним с дебаев-

ской длиной λ_D , то сгусток ионизированного газа не является квазинейтральным, поскольку в этом случае $\delta n \sim n$. При $L \approx \lambda_D$ сгусток по существу представляет скопление отдельных заряженных частиц, которые не являются плазмой и могут свободно покидать сгусток, так что полное число частиц $N = nL^3$ флуктуирует на такую же величину $\delta N = \delta n L^3 \sim N$.

Ионизованный газ квазинейтрален и, следовательно, является плазмой, если выполняется условие

$$L \gg \lambda_D. \quad (7)$$

Величина флуктуаций числа частиц δN в объеме с линейными размерами L ограничена неравенством

$$\frac{\delta N}{N} \lesssim \frac{\lambda_D^2}{L^2}, \quad (8)$$

существенно более жестким, чем условие (6), которое ограничивает величину флуктуации плотности в малых объемах с размером $l \ll L$. На совсем малых расстояниях $l \sim \lambda_D$ плотности электронов и ионов могут различаться существенно, так что $\delta n \sim n$. Такое случается вблизи электродов (катода и анода), между которыми зажигают газовый разряд (см. ниже). На поверхности электродов возникает *дебаевский слой*, величина которого обычно пропорциональна температуре плазмы; в таком слое $e\delta\varphi \sim (5 \div 8)kT$. Дебаевские слои экранируют электрическое поле электродов, препятствуя его проникновению вглубь плазмы.

Если электроды не изолированы от плазмы и находятся под большим потенциалом $U \gg kT/e$, вблизи поверхности электродов *возникает ленгмюровский слой*, в котором также нарушается условие квазинейтральности. Его толщина определяется законом «трех вторых», открытым Чайлдом в 1911 г. и Ленгмюром в 1913 г.

Ленгмюровские колебания. Дебаевская длина характеризует пространственный масштаб, на котором происходит разделение зарядов. Характерное время существования флуктуаций плотности в объеме размером λ_D можно оценить как λ_D/v_e (здесь $v_e \sim \sqrt{kT/m_e}$ – тепловая скорость электронов, m_e – масса электрона):

$$t_p \sim \frac{\lambda_D}{v_e} \sim \sqrt{\frac{m_e}{4\pi e^2}}. \quad (9)$$

За это время тепловое движение электронов «замажет» возникшую флуктуацию.

Если флуктуация плотности возникает в объеме с размером $l \gg \lambda_D$, тепловое движение не успевает ее замазать за время t_p . В этом случае возникают чисто *потенциальные колебания* с длиной волны $\lambda = l$, в которых магнитное поле отсутствует. Они сопровождаются периодическим изменением плотности электронов около среднего значения, равного плотности ионов.

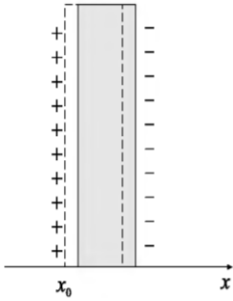


Рис. 1. Колебания слоя электронов

Действительно, выделим плоский слой электронов, как показано на рис. 1, и для простоты пренебрежем тепловым разбросом скоростей (это оправдано, если $\lambda \gg \lambda_D$). Ионы можно считать неподвижными, поскольку одинаковое по величине электрическое поле вызывает несравненно меньшее смещение ионов (по сравнению с электронами) из-за их большей массы.

Если слой электронов сдвинулся вправо вдоль оси x перпендикулярно своей плоскости на расстояние $dx = x - x_0$ от своего начального положения x_0 (исходно плотность электронов была однородна и равна плотности ионов), то слева от слоя возникнет избыток положительного заряда с величиной $\sigma = en(x - x_0)$ на единицу площади слоя. Напротив, справа образуется избыточный отрицательный заряд $-\sigma$. В результате образуется подобие плоского конденсатора, заряженные обкладки которого формируют электрическое поле $E_x = 4\pi\sigma$. Оно тормозит электроны в слое, стремясь вернуть их в исходное положение. В этом случае можно написать уравнение движения электрона:

$$m_e \ddot{x} = 4\pi e^2 (x - x_0). \quad (10)$$

Оно описывает потенциальное колебательное движение электронов с частотой

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 / m_e} \quad (11)$$

около своего исходного значения x_0 ; ω_p называют *ленгмюровской частотой*.

Плазменным параметром называют куб отношения дебаевской длины λ_D к среднему расстоянию между частицами плазмы $a \sim n^{-1/3}$. Иногда уточняют, что имеется в виду полное число частиц (электронов и ионов) в сфере радиусом Дебая:

$$N_D = \frac{8}{3} \pi \lambda_D^3 n. \quad (12)$$

Генерация плазмы в природных и лабораторных условиях

Плазму можно получить, повышая температуру вещества до тех пор, пока степень ионизации не станет достаточно большой. Другой способ генерации плазмы связан с процессами ионизации атомов или молекул при столкновении с высокоэнергетичными частицами: пучками электронов, ионов или фотонов (которые могут быть созданы как внешними источниками, так и генерироваться внутри объема при приложении к нему электромагнитных полей различной природы). В лабораторных условиях существует множество методов создания плазмы; в зависимости от метода получения плазма может иметь большую или малую плотность, высокую или низкую температуру, она может быть стабильной или нестационарной, устойчивой или неустойчивой и т.д.

В процессах фотоионизации ионизация происходит при поглощении падающих фотонов, энергия которых равна или больше потенциала ионизации поглощающего атома. Избыток энергии фотона переходит в кинетическую энергию образовавшейся пары электрон–ион. Так, например, энергия ионизации атомарного водорода равна 13.6 эВ; следовательно, водородную плазму можно получить при освещении нейтрального газа водорода электромагнитным излучением с длиной волны порядка или меньше 91 нм. Поскольку в спектре излучения Солнца присутствуют такие длины волн, ионосфера Земли представляет собой фотоионизованную плазму.

В *газовом разряде* электрическое поле, приложенное к ионизованному газу, ускоряет свободные электроны до энергий, достаточно высоких, чтобы при столкновении с ними атомы ионизовались. Ха-

рактерная особенность процесса заключается в том, что прикладываемое электрическое поле намного эффективнее передает энергию легким электронам, а не тяжелым ионам. Поэтому в газовом разряде электронная температура обычно выше ионной, поскольку передача энергии от легких электронов к более тяжелым частицам происходит очень медленно.

Если источник ионизации выключить, то из-за рекомбинации (перехода ионов в нейтральное состояние вследствие их связывания с электронами) степень ионизации будет постепенно уменьшаться, пока не достигнет равновесного значения, зависящего от температуры среды. В лабораторных условиях процессы рекомбинации происходят настолько быстро, что за доли секунды плазма полностью исчезает. Поскольку в рамках лабораторной работы исследуются параметры разрядной плазмы, остановимся подробнее на особенностях ее генерации.

Разрядом называют всякий процесс протекания электрического тока через ионизованный газ, а также любой процесс возникновения ионизации под действием приложенного электрического поля.



Рис. 2. Газоразрядная трубка

Типичные виды разрядов. Чтобы в лабораторных условиях получить разряд, достаточно провести сравнительно простой эксперимент: пару металлических электродов (например, в форме параллельных дисков) поместить в газовую среду и подключить к источнику постоянного напряжения. Чтобы иметь возможность варьировать давление и менять род газа, электроды вводят в стеклянную рубку, которую можно откачивать и наполнять нужным газом (рис. 2).

Если подать на электроды небольшое напряжение, скажем, десятки вольт, никаких видимых эффектов в трубке не произойдет, но чувствительный прибор зарегистрировал бы протекание исключительно слабого тока, может быть 10^{-15} А. Ток течет, поскольку по случайным причинам (под действием космического излучения, фоновой радиоактивности и т.д.) в газе образуются заряды. Известно, например, что вследствие естественных причин в воздухе на уровне моря в 1 с рождаются 1–10 пар ионов в 1 см^3 , которые потом рекомбинируют. В отсутствие поля в воздухе неизменно присутствуют в среднем по-

рядка 10^3 пар ионов в 1 см^3 . Приложенное поле вытягивает заряды к электродам противоположного знака, что и регистрируется, как процесс протекания тока. Можно получить гораздо более сильный ток, до 10^{-6} А , если специально облучать газ источником, излучающим фотоны или заряженные частицы. Разряд и электрический ток, которые возникают только благодаря действию постороннего ионизирующего источника или в результате эмиссии электронов или ионов с электродов под действием посторонних причин (например, вследствие накаливания катода), называют *несамостоятельным* (область A на вольт-амперной характеристике, рис. 3).

При увеличении напряжения ток сначала возрастает, так как все большую часть зарядов удаётся вытянуть на электроды до того, как они успеют рекомбинировать. Но потом, когда поле успевает вытягивать все образующиеся заряды, ток перестает расти и достигает насыщения, ибо он лимитируется скоростью образования ионов (область BC на рис. 3).

Далее, если увеличивать напряжение, при некотором его значении ток резко возрастает и появляется свечение (область CD на рис. 3). Это происходит пробой — один из важнейших разрядных процессов. При давлении $p \sim 1 \text{ Торр} \equiv 1 \text{ мм рт. ст.}$ и межэлектродном расстоянии $L \sim 1 \text{ см}$ напряжения пробоя составляют несколько сотен вольт. Напряжение, при котором происходит пробой V_t , называют **потенциалом зажигания**.

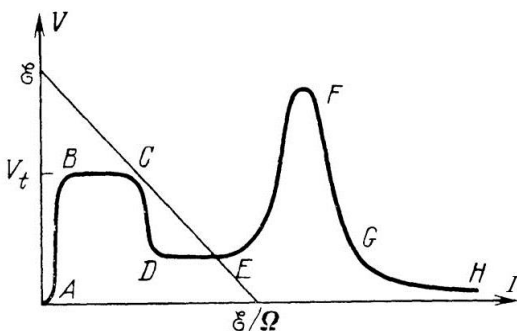


Рис. 3. ВАХ разряда между электродами в широком диапазоне токов и нагрузочная прямая. Буквами обозначены следующие типы разрядов: A — область самостоятельного разряда, BC — темный таунсендовский разряд, DE — нормальный тлеющий разряд, EF — аномальный тлеющий разряд, FG — переход в дугу, GH — дуга

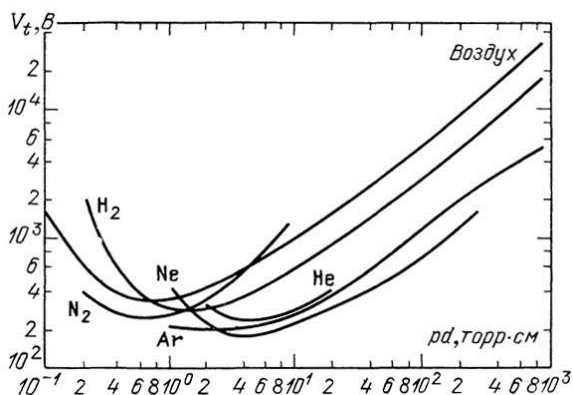


Рис. 4. Потенциал зажигания в различных газах в широком диапазоне значений pd (кривые Пашена)

Эта величина и соответствующее поле пробоя E_t зависят от рода газа, материала катода, давления и длины разрядного промежутка. На рис. 4 показан потенциал зажигания для различных газов в широком диапазоне значений pd . Пробой начинается с некоторого числа случайных

или искусственно впрыснутых электронов, когда хотят стимулировать процесс. Но разряд немедленно приобретает самостоятельность и не нуждается больше в посторонней поддержке. В поле электрон ускоряется и набирает энергию. Достигнув потенциала ионизации атомов, он при столкновении с атомом вырывает другой электрон, затрачивая на это приобретенную энергию. В результате такого процесса ионизации появляются два медленных электрона. Они повторяют тот же цикл, и т.д. Таким способом развивается электронная лавина и происходит размножение электронов. За 10^{-7} – 10^{-3} с газ ионизируется заметным образом, и электрический ток вырастает на несколько порядков величины.

Дальнейшее развитие разрядного процесса зависит от ряда условий. При небольших давлениях (например, 1–10 Торр) и большом электрическом сопротивлении внешней цепи, которое не позволяет течь большому току, в результате пробоя зажигается **тлеющий разряд** – один из наиболее применяемых типов разряда. Для него характерны небольшая сила тока ($I \sim 10^{-6}$ – 10^{-1} А в трубках радиусом $R \sim 1$ см, на рис. 3 область DE вольт-амперной характеристики) и довольно высокое напряжение (сотни и тысячи вольт). В достаточно длинной трубке (скажем, $L \sim 30$ см) при $p \sim 1$ Торр образуется одно-

родный по длине, красиво светящийся столб (в рекламных трубках реализован именно такой разряд).

В тлеющем разряде практически повсюду, за исключением приэлектродных областей, ионизованный газ в столбе электронейтрален, т.е. представляет собою плазму. Это – так называемый положительный столб тлеющего разряда. Плазма в нем ионизована очень слабо (до степени ионизации 10^{-8} – 10^{-6}), она существенно неравновесна: электроны, непосредственно приобретающие энергию от поля, обладают средней энергией ~ 1 эВ (т.е. их температура $\sim 10^4$ К). Между тем температура газа, в том числе и ионов, порядка температуры окружающей среды – 300 К. Такое неравновесное состояние с сильным отрывом электронной и газовой температур поддерживается из-за малой скорости выделения джоулева тепла при относительно больших теплоемкости газа и скорости его естественного охлаждения. Неравновесна и степень ионизации: она на много порядков ниже термодинамически равновесной величины, соответствующей температуре электронов. Это происходит из-за большой скорости гибели зарядов в холодном газе.

Если давление газа высоко, порядка атмосферного, а сопротивление внешней цепи мало, так что цепь может пропустить сильный ток, вскоре после пробоя обычно зажигается **дуговой разряд** (на рис. 3 область *FGH*). Для дуги характерны достаточно сильный ток ($I > 1$ А), низкое напряжение (десятки вольт) и ярко светящийся разрядный столб. Так как в дуге выделяется большая мощность, стеклянная трубка довольно скоро разрушается от перегрева. Поэтому, зажигая дуговой разряд в замкнутом сосуде, необходимо позаботиться об интенсивном отводе тепла от его стенок. Дугу часто зажигают прямо на открытом воздухе. Тогда тепло рассеивается в пространстве. В дуге атмосферного давления обычно образуется термодинамически равновесная, так называемая **низкотемпературная плазма** с $T_e \sim T \sim 10^4$ К и соответствующей таким температурам равновесной степени ионизации 10^{-3} – 10^{-1} . Дуговой разряд существенно отличается от тлеющего тем, что протекание тока в нем обеспечивается электронной эмиссией с катода (без катодной эмиссии не мог бы течь постоянный ток). В тлеющем разряде электроны выбиваются с поверхности холодного металла под действием вытягиваемых на катод положительных ионов. В дуговом разряде из-за сильного тока катод

разогревается либо по всей поверхности, либо локально, и происходит **термоэлектронная эмиссия**.

При давлении $p \sim 1$ атм, расстоянии между электродами $L > 10$ см и достаточно высоких напряжениях происходит **искровой разряд**. Пробой при этом осуществляется **стримерным** механизмом – быстрое прорастание плазменного канала от одного электрода к другому. Потом происходит как бы короткое замыкание электродов сильноионизованным искровым каналом. Молния является природной формой искрового разряда, для которой «электродами» служат заряженное электричеством облако и земля. В сильно неоднородных полях, недостаточных для пробоя всего промежутка, может возникнуть **коронный разряд**. Светящаяся корона появляется около острий, где концентрируется поле (усиливается напряженность электрического поля); проводов, находящихся под напряжением; около линий электропередач.

Разрядные процессы. Многие черты объемных плазменных (т. е. неэлектродных) процессов, характерных для пробоя в постоянном электрическом поле, для тлеющего и дугового разрядов, свойственны разрядам в быстропеременных полях, где присутствие электродов вообще не является обязательным. Поэтому целесообразно провести также классификацию, минуя признаки, связанные с электродными эффектами. В основу классификации можно положить два признака: состояние ионизованного газа и частотный диапазон приложенного поля.

По первому признаку различаются: 1) пробой газа, 2) поддержание полем неравновесной плазмы, 3) поддержание равновесной плазмы. По признаку частоты – 1) постоянные и низкочастотные импульсные электрические поля ($f \ll 10^5$ Гц), 2) высокочастотные поля, их еще называют радиочастотными (частоты $f \sim 10^5$ – 10^8 Гц), 3) сверхвысокочастотные, или микроволновые ($f \sim 10^9$ – 10^{11} Гц; длины волн $\lambda \sim 10^2$ – 10^{-1} см), 4) оптические (от дальнего инфракрасного до ультрафиолетового).

Способы возбуждения высокочастотного поля в разрядном объеме. Способы возбуждения можно разбить на две основные группы по признаку того, замыкаются ли силовые линии электрического поля в разрядной плазме или нет, иначе – является ли поле вихревым или потенциальным. К первой группе относятся **индукционные** ме-

тоды, основанные на использовании явления электромагнитной индукции.

Типичный и наиболее распространенный способ воплощения этого принципа заключается в следующем (рис. 5а). Через катушку пропускается ток высокой частоты (на практике катушка вполне может состоять из одного или нескольких витков). Магнитное поле этого тока, также переменное, внутри катушки направлено вдоль ее оси. Под действием переменного магнитного потока внутри катушки индуцируется вихревое электрическое поле. Силовые линии его представляют собою замкнутые окружности, соосные с витками катушки. Это электрическое поле может зажигать и поддерживать разряд, причем токи также замкнуты и протекают вдоль круговых линий электрического поля. Практически в катушку вставляют диэлектрическую трубку, наполненную исследуемым газом, и при соответствующих условиях в газе возникает пробой и может стационарно гореть однажды зажженный разряд. Разряд можно сделать импульсным, если подать в катушку достаточно сильный импульс тока. Описанный разряд называют индукционным или Н-типа. Буква Н символизирует определяющую роль магнитного поля. Индукционные разряды, естественно, являются безэлектродными.

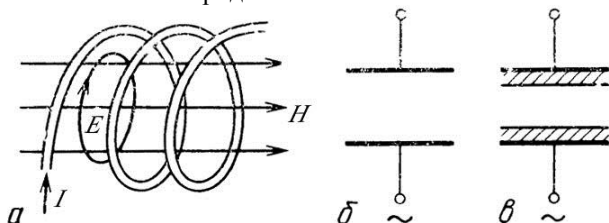


Рис. 5. Схемы возбуждения ВЧ-разрядов: а – индукционный; б – напряжение подается на электроды, соприкасающиеся с плазмой; в – электроды изолированы от плазмы (безэлектродный, ёмкостной способ)

В методах второй группы высокочастотное (и вообще любое переменное) напряжение подают на электроды. В простейшей и наиболее употребительной геометрии это два параллельных плоских электрода. Электроды могут быть оголенными и непосредственно соприкасаться с разрядной плазмой, а могут быть изолированными от плазмы диэлектриками (рис. 5б, в). Система двух электродов ведет

себя по отношению к переменному напряжению как конденсатор, поэтому разряды данной категории, в отличие от индукционных, называют ёмкостными или Е-типа. Буква Е символизирует определяющую роль электрического поля.

Ёмкостный разряд зажигают и в трубке, создавая продольное поле при помощи пары кольцевых электродов, наложенных поверх стекла у концов трубки. Это позволяет наблюдать разряд через торцы.

Модели описания плазмы

Нередко можно слышать, что 99.9% вещества находится в состоянии плазмы. Вероятно, эта оценка сильно завышена, так как недавние исследования убедили астрофизиков в существовании «темной массы», природа которой в настоящий момент неясна. Известно только, что она оказывает гравитационное воздействие на расширение Вселенной и движение галактик. Однако звезды, их атмосферы, газовые туманности и значительная часть межзвездного газа действительно находятся в ионизованном состоянии. В непосредственном окружении Земли, за пределами атмосферы, космические аппараты сталкиваются с плазмой радиационных поясов и солнечного ветра.

Таблица 1

Типичные параметры лабораторной и космической плазмы

объект	$n, \text{см}^{-3}$	$T, \text{эВ}$
Солнечное ядро	10^{26}	10^3
Солнечная корона	10^9	10^2
Солнечный ветер	5	$10 \div 50$
Ионосфера Земли	$10^2 \div 10^6$	0.1
Газовая туманность	10^3	1
Межзвездный газ	1	1
Газовый разряд	$10^6 \div 10^{14}$	1
УТС с магнитным удержанием	$10^{12} \div 10^{15}$	$10^3 \div 10^4$
Инерциальный УТС	$10^{20} \div 10^{24}$	$10^2 \div 10^4$

Для эффективной ионизации вещества его температура, как можно предположить, должна была бы приближаться к энергии ионизации отдельного атома, которая по порядку величины составляет

10 эВ. Поэтому иногда плазму подразделяют на *низкотемпературную* ($T < 10$ эВ) и *высокотемпературную* ($T > 10$ эВ). Такое деление до некоторой степени условно и отражает тот факт, что в лабораторных условиях высокотемпературная водородная плазма полностью ионизована, тогда как в низкотемпературной плазме обычно велика доля нейтральных атомов. Поскольку в процесс ионизации вклад вносят в том числе и высокоэнергичные частицы из «хвоста» максвелловского распределения, то высокая степень ионизации для не очень плотной плазмы может быть достигнута при температурах, в 5–10 раз меньших энергии ионизации.

Для ориентировки в порядках величин в табл. 1 приведены типичные параметры плазмы, встречающейся в различных устройствах и природных объектах. (В таблице использована аббревиатура УТС, обозначающая устройства для исследования процессов, которые могут привести к реализации управляемого термоядерного синтеза.)

Если средняя кинетическая энергия частиц $K = 3kT/2$ превышает энергию электростатического взаимодействия, приходящуюся на одну частицу $W = -e^2/(2\lambda_D)$, то есть $|W| \ll K$ при выполнении условия $N_D \gtrsim 1$, говорят об *идеальной плазме*. В обратном случае, $|W| \gtrsim K$, плазму называют *неидеальной*.

Термодинамические свойства идеальной плазмы мало отличаются от свойств идеального газа. Например, ее внутренняя энергия вычисляется по формуле

$$U = 2 \times \frac{3}{2} nkT \left(1 - \frac{1}{9N_D} \right), \quad (13)$$

тогда как для идеального газа $U = 3/2 nkT$. Множитель 2 в (13) связан с тем, что электроны и ионы дают одинаковый вклад, а второе слагаемое в скобках, связанное с кулоновским взаимодействием частиц плазмы, мало; во многих задачах им можно пренебречь.

Предыдущее изложение базировалось на представлениях, выработанных классической, доквантовой физикой. Выясним, когда квантовые эффекты несущественны.

При заданной энергии ε частицы с массой m ее импульс равен $p = \sqrt{2m\varepsilon}$. Согласно *принципу неопределенности*, имеется неустранимая погрешность (на языке квантовой механики – неопределен-

ность) при одновременном измерении импульса частицы p и соответствующей ее координаты x . Погрешности измерений Δp и Δx обусловлены волновой природой частицы и связаны соотношением неопределенности Гейзенберга

$$\Delta p \Delta x \gtrsim \hbar, \quad (14)$$

где $\hbar = 6.58 \times 10^{-16}$ эВ·с – постоянная Планка. Полагая, что неопределенность импульса Δp не может быть больше самого импульса p , находим, что минимальная неопределенность в положении частицы Δx равна длине волны де Бройля:

$$\lambda_B = \frac{\hbar}{\sqrt{2m\varepsilon}}. \quad (15)$$

Если λ_B мала по сравнению с межчастичным расстоянием $a \sim n^{-1/3}$, то из волн де Бройля можно составить пакет, размер которого будет мал по сравнению с a и который будет двигаться квазиклассически.

В классической физике этот пакет отождествляется с частицей. Так как при равной энергии длина волны де Бройля для электронов существенно больше, чем для более тяжелых ионов, при понижении температуры условие $\lambda_B \ll n^{-1/3}$ сначала нарушается для электронов, а уж затем для ионов, когда температура понизится еще в $m_i/m_e = 1836$ раз. По этой причине, говоря о квантовых эффектах в плазме, имеют ввиду прежде всего электроны. Таким образом, плазма описывается классической физикой, если при $\varepsilon \sim kT$ выполняется условие

$$\lambda_e \ll n^{-1/3}, \quad (16)$$

здесь λ_e – длина волны де Бройля для электрона. Если ввести обозначение

$$\varepsilon_F \sim \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{2m_e}, \quad (17)$$

условие (16) можно переписать в следующем виде:

$$kT \gg \varepsilon_F, \quad (18)$$

ε_F называют *энергией Ферми* (для электрона). По определению энергия Ферми равна энергии самого высшего уровня, на котором может находиться фермион при абсолютном нуле температуры. К фермионам, в частности, принадлежат электроны и протоны. Так как энергия

Ферми обратно пропорциональна массе, для ионов условие, аналогичное (17), фактически всегда выполняется, поэтому вплоть до экстремально низких температур ионы описываются классической физикой. Для свободных электронов в металлах, где их плотность $n_e \approx 10^{20} \div 10^{24} \text{ см}^{-3}$ очень велика, энергия Ферми варьируется в пределах от 1 до 3 эВ, так что неравенство (18) нарушается при комнатных температурах.

В вырожденной плазме, характеризуемой условием

$$kT \lesssim \varepsilon_F, \quad (19)$$

средняя кинетическая энергия электронов

$$K' = \frac{3}{5} \varepsilon_F, \quad (20)$$

примерно равна энергии Ферми и не зависит от температуры, а функция распределения существенно отличается от максвелловской. Происхождение термина **вырожденная плазма** связано с тем, что при низкой температуре квантовые состояния электронов вырождены по энергии, а именно: на каждом энергетическом уровне находятся по два электрона.

Основные принципы диагностики в исследованиях в области физики плазмы

Можно считать, что диагностика плазмы берет свое начало в работах астрофизиков, и многие основополагающие принципы физики плазмы так же, как и используемая сейчас техника спектроскопических измерений, заимствованы из методов, развитых в астрофизике.

Кратко проанализируем процессы, происходящие в плазме, при изучении которых можно определять ее параметры, т.е. температуру, концентрацию и давление ее подсистем (нейтралов, электронов и ионов различного заряда).

- I. Для образования и поддержания плазмы необходимо затратить энергию, обеспечивающую ионизацию и диссоциацию первоначально нейтрального газа, а также сообщить ионам и электронам кинетическую энергию, необходимую для предотвращения их соединения и рекомбинации в процессе эксперимента. Как правило, сообщение плазме этой энергии основано на использовании образующейся плазмы в качестве переменного элемента электриче-

ской цепи. Таким образом, изучение зависимости от времени токов и напряжений в возникшем контуре является основным источником информации о средних по всему объему параметрах плазмы.

- II. Наличие большого запаса энергии у вещества в плазменном состоянии приводит к тому, что свечение является свойством, характерным для плазмы; это обстоятельство используется в различных методах скоростной фотографии, позволяющих получить пространственно-временную картину общих изменений формы плазмы в процессе ее существования и распада.
- III. В большинстве динамических способов получения плазмы ее заряженные компоненты взаимодействуют с магнитными полями, поэтому немаловажные сведения можно получить при тщательном изучении распределения в пространстве и во времени полей, окружающих плазму.
- IV. Процесс ионизации в плазме неизбежно приводит к образованию возбужденных атомов и ионов, излучающих при переходе на нижележащий уровень. Столкновение заряженных частиц в плазме сопровождается излучением за счет свободно-свободных (тормозное излучение) и свободно-связанных (рекомбинационное излучение) переходов. Таким образом, горячая плазма, вообще говоря, излучает в широком диапазоне спектра электромагнитных волн. Следовательно, параметры плазмы можно изучать по ее излучению в различных спектральных диапазонах: по интенсивности как спектральных линий, так и континуума, а также по уширению спектральных линий.
- V. Важная группа методик связана с изучением процессов прохождения, ослабления и рассеяния излучения плазмой. Спектральные области зондирующего излучения, используемого в этих методах, простираются в зависимости от плотности электронов в плазме от мягкого рентгеновского, оптического и до микроволнового диапазонов.
- VI. Отдельно можно выделить диагностики, связанные как с анализом частиц, вылетающих из плазмы, так и взаимодействием электронных, ионных и молекулярных пучков с плазмой.
- VII. Одним из основных и самым старейшим методом исследования низкотемпературной плазмы газового разряда является метод

ленгмюровских зондов, с помощью которых можно измерять электронную и ионную плотности, электронную и ионную температуры и потенциал плазмы.

Основные положения метода исследования плазмы с помощью электрических зондов

Первые измерения параметров лабораторной плазмы были выполнены с помощью электрических зондов, этот метод остается и сейчас одним из основных в исследовании газового разряда, низкотемпературной плазмы малой плотности, пристеночной плазмы в токамаках и других ловушках для УТС с магнитным удержанием. Он был разработан Ленгмюром в 1924 г. Электрический зонд – это небольшой металлический электрод, большая часть площади которого покрыта изоляцией, погруженный в плазму.

Небольшая оголенная поверхность зонда (*собирающая поверхность*), контактирующая с плазмой, может иметь различную форму – плоскую, цилиндрическую, сферическую (см. рис. 6 и 7а). На практике, как правило, используют цилиндрические зонды (рис. 6а, 7а). Зонд соединяется с источником питания (рис. 7),

позволяющим поддерживать на нем различные напряжения, положительные или отрицательные, относительно потенциала плазмы; для замыкания зондовой цепи используется опорный электрод (на рис. 7б для этой цели используется анод разрядной трубки). Величина тока, идущего при этом на зонд, и его зависимость от поданного потенциала дают сведения о параметрах плазмы.

Простота технических средств и эксперимента являются достоинствами зондового метода. Недостаток его – в сложности теории, с помощью которой из данных, полученных при измерениях, извлекаются характеристики плазмы. Правильнее сказать так: лишь в ограниченном диапазоне условий теория не настолько сложна, чтобы была значительной вероятностью некорректных измерений или ошибок

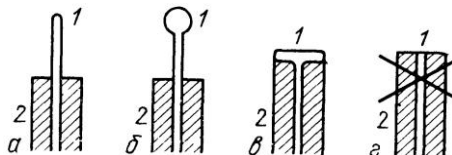


Рис. 6. Возможные конструкции зондов:

а–в – правильные; г – неправильная.

1 – зонд; 2 – изолятор

ной интерпретации их результатов. При измерении какой-либо величины всегда следует стремиться к тому, чтобы в основе метода лежала простая, не вызывающая сомнений теория с минимумом допущений и нечетких ограничений. В этом отношении зондовый метод работает с достаточной надежностью лишь в случае разреженной среды, когда длина свободного пробега заряженных частиц больше характерных размеров зонда и возмущенной области плазмы вокруг него. В принципе с помощью зондов можно исследовать плазму в следующем диапазоне параметров: $p \sim 10^{-5} - 10^2$ Торр, $n_e \sim 10^6 - 10^{14}$ см $^{-3}$.

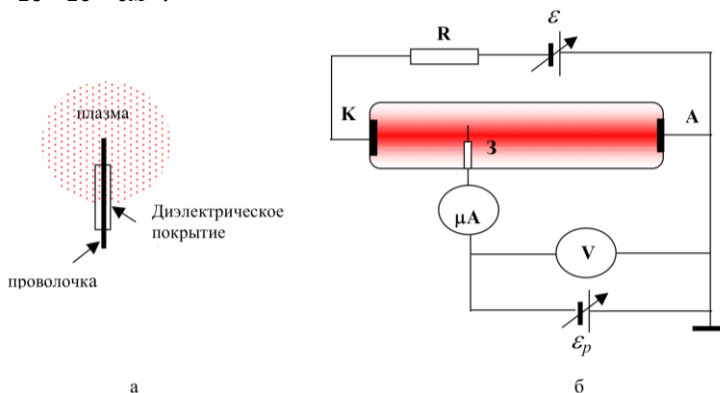


Рис. 7. Схематичный вид цилиндрического зонда, погруженного в плазму и простейшая зондовая схема. К, А – катод и анод разрядного промежутка, R – балластное сопротивление, З – зонд, ε – источник питания разряда, ε_p – регулируемый источник напряжения, подаваемого на зонд

Обстоятельством, благоприятствующим применению зондов, является способность плазмы в широком диапазоне условий локализовать возмущения, вносимые зондом, в силу чего зонд, действительно, может рассматриваться как пробный, зондирующий электрод, в том смысле, что само его присутствие не оказывает влияния на измеряемые величины. Необходимо отметить, что в ряде случаев, например в сильном магнитном поле, возмущения не локализуются и ток зонда зависит не только от параметров плазмы, но и от способа образования и поддержания плазмы. Очевидно, что в этих условиях зондовый метод становится менее полезным.

Трудности обусловлены тем обстоятельством, что зонды граничат (контактируют) с плазмой, а вблизи границ уравнивания движения частиц плазмы меняют свой вид. В частности, условие квазинейтральности плазмы не выполняется вблизи границы: плотности электронов и ионов существенно различаются, а следовательно, могут существовать большие электрические поля. Главный вывод основополагающей работы Ленгмюра и Мотт-Смита заключался в том, что во многих случаях *слой плазмы, прилегающий к зонду, можно считать тонким* и вплоть до границы слоя, положение которой определяется достаточно точно, справедливо условие квазинейтральности.

Если в плазме присутствует магнитное поле, теория сильно усложняется, и интерпретировать измерения бывает трудно. То же относится и к случаю, когда в плазме имеются отрицательные ионы. В случае высокотемпературной плазмы частицы, имеющие высокие энергии, вызывают вторичные процессы на поверхности зонда (выбивание с поверхности электродов металлических ионов горячими ионами газа), это приводит к искажению вольт-амперной характеристики зонда. При отсутствии опорного электрода, как, например, в безэлектродном высокочастотном разряде или в распадающейся плазме с отключенным полем, с помощью одиночного зонда невозможно снять вольт-амперную характеристику, в этом случае пользуются двойными зондами.

Несмотря на трудности, возникающие при зондовых измерениях в горячей и замагниченной плазме, этот метод сохраняет свое значение благодаря важному преимуществу перед всеми другими диагностическими *методами*: он *дает возможность производить измерения локальных параметров*. Почти все другие методы дают информацию, усредненную по некоторому объему плазмы.

Плазменный слой. Если в плазму поместить какое-либо тело, то оно приобретет отрицательный заряд, и, следовательно, его потенциал по отношению к потенциалу плазмы будет отрицательным. Вблизи границы тела возникает пограничный слой, получивший название *плазменный слой* (его также называют *слой объемного заряда*), в котором плотности ионов и электронов различны. Внутри плазменного слоя потенциал монотонно растет от некоторого отрицательного значения на границе тела до величины, соответствующей потенциалу невозмущенной плазмы. Толщина плазменного слоя, в котором про-

исходит отклонение от макроскопической зарядовой нейтральности, примерно равна дебаевской длине.

Начнем с описания физического механизма формирования плазменного слоя на плоской бесконечной стенке, расположенной в $x = 0$.

Заряженные частицы плазмы, соударяясь со стенкой во время своего хаотического теплового движения, по большей части теряются плазмой. Ионы в основном рекомбинируют на стенке и возвращаются в плазму уже как нейтральные частицы. Электроны могут либо «рекомбинировать» (быть захваченными атомами поверхности), либо попасть в зону проводимости, если поверхность стенки металлическая. В случае изотропной функции распределения хаотический поток частиц, т.е. количество частиц, сталкивающихся с единицей площади стенки в единицу времени только с одной стороны стенки, определяется формулой $\Gamma_p = n_p \langle v \rangle_p / 4$, где v_p – средняя скорость частиц сорта p . В случае максвелловского распределения по скоростям можно найти $\langle v \rangle_p = \sqrt{8kT_p / (\pi m_p)}$, т.е. $\Gamma_p = n_p \sqrt{kT_p / 2\pi m_p}$.

Из этого выражения очевидно, что если в плазме концентрации электронов и ионов равны, то поток электронов (Γ_e) будет намного больше потока ионов (Γ_i). Следовательно, стенка, находящаяся в контакте с плазмой, будет быстро накапливать отрицательный заряд, поскольку количество электронов, сталкивающихся со стенкой в начальный момент времени, намного больше, чем число ионов. Возникающий отрицательный потенциал будет отталкивать электроны и притягивать ионы, так что поток электронов будет уменьшаться, а поток ионов возрастать. В итоге отрицательный потенциал стенки станет достаточно большим и характерные потоки электронов и ионов, сталкивающихся со стенкой, станут равны. При таком *плавающем отрицательном потенциале* стенка и плазма будут находиться в динамическом равновесии и суммарный ток около стенки будет равен нулю.

Электрический потенциал стенки. Для оценки величины потенциала стенки после формирования плазменного слоя рассмотрим стационарную задачу и предположим, что электрический потенциал $\phi(x)$ на стенке ($x = 0$) задается как $\phi(0) = \phi_w$, а относительное значение

потенциала в плазме на большом расстоянии от стенки $\phi(\infty) = 0$. Предполагается, что электроны и ионы находятся в термодинамическом равновесии при одинаковой температуре T , под воздействием электрического поля, возникающего из-за наличия отрицательного потенциала на стенке. При $x \rightarrow \infty$ плазма становится невозмущенной, концентрации электронов и ионов равными n_0 . Тогда плотность электронов и ионов можно выразить в виде

$$n_e(r) = n_0 \exp\left(\frac{e\phi(r)}{kT}\right), \quad n_i(r) = n_0 \exp\left(-\frac{e\phi(r)}{kT}\right). \quad (21)$$

Необходимо отметить, что в этих уравнениях не учитывается дрейф частиц по направлению к стенке. Этот дрейф вызван тем, что электроны и ионы, сталкиваясь со стенкой, в основном теряются, а не возвращаются в плазму. Чтобы возместить потери заряженных частиц, должен существовать стационарный поток обоих сортов частиц по направлению к стенке. Несмотря на этот недостаток, формулы (21) могут быть полезны для оценок потенциала стенки.

Одно из граничных условий состоит в том, что в равновесии заряд на стенке остается постоянным, поэтому должно выполняться соотношение для электронного и ионного токов:

$$J_e(0) = J_i(0). \quad (22)$$

Рассматривая только однозарядные ионы, получим соотношение

$$\sqrt{1/m_e} \exp(e\phi_w/kT) = \sqrt{1/m_i} \exp(-e\phi_w/kT), \quad (23)$$

которое можно переписать в виде

$$\exp(-2e\phi_w/kT) = \sqrt{m_i/m_e} \quad \text{или} \quad \phi_w = (-2e/kT) \ln \sqrt{m_i/m_e}. \quad (24)$$

Более точные методы вычисления потенциала стенки приводят к результатам, которые в случае $T_e = T_i$ качественно совпадают с (24). Заметим, что в (24) величина потенциальной энергии около стенки $|e\phi_w|$ по порядку величины совпадает со средней тепловой энергией частиц плазмы, поскольку

$$(e\phi_w/kT) = \frac{1}{4} \ln m_i/m_e. \quad (25)$$

Например, для водорода, согласно (25), отношение энергий примерно равно 2, а для более тяжелых ионов может быть близко к 3.

Одиночный зонд. Теория Ленгмюра

При изучении параметров плазмы можно использовать модель плоского зонда, т.е. теорию Ленгмюра, в том случае, если справедливы следующие утверждения:

- а) плазма неограниченна, однородна и в отсутствие зонда квазинейтральна;
- б) электроны и ионы имеют максвелловские распределения скоростей, характеризующиеся соответственно температурами T_e и T_i , причем $T_e \gg T_i$;
- в) средние длины свободного пробега электронов λ_e и ионов λ_i велики по сравнению с характерными размерами зонда и плазменного слоя (если это условие не выполняется, теория становится сложной);
- г) каждая частица, столкнувшаяся с поверхностью зонда, поглощается и не вступает в химическую реакцию с материалом зонда;
- д) область перед поверхностью зонда, в которой параметры плазмы отличаются от параметров невозмущенной плазмы, ограничена плазменным слоем (его еще называют слоем пространственного заряда), имеющим резко очерченную границу. Потенциал пространства вне этой области считается постоянным;
- е) толщина плазменного слоя d мала по сравнению с поперечными размерами зонда. Это означает, что краевыми эффектами можно пренебречь (это положение нарушается в случае зонда, изображенного на рис. 6г).

В этом случае температуру и плотность электронов можно получить, используя некоторые характерные значения зависимости тока от потенциала. Когда поверхность зонда плоская, вольт-амперная характеристика (ВАХ) зонда имеет вид, аналогичный кривой, представленной на рис. 8.

Зонд в плазме будет окружен плазменным слоем, который защищает основную часть плазмы от возмущения, вносимого зондом. Толщина слоя – порядка дебаевской длины. Если через зонд ток не протекает, то он имеет плавающий потенциал ϕ_w , который соответствует потенциалу стенки, рассмотренному выше. В условиях равно-

весия число электронов, достигающих зонда в единицу времени, равно числу ионов, сталкивающихся с зондом в единицу времени. Предположим, что ток положителен, если он течет от зонда. Ток, связанный с электронами, направлен от зонда и, следовательно, рассматривается как положительный; электрический ток, создаваемый ионами, будет отрицательным. В условиях равновесия полный ток через зонд равен нулю, и его потенциал равен плавающему потенциалу ϕ_w .

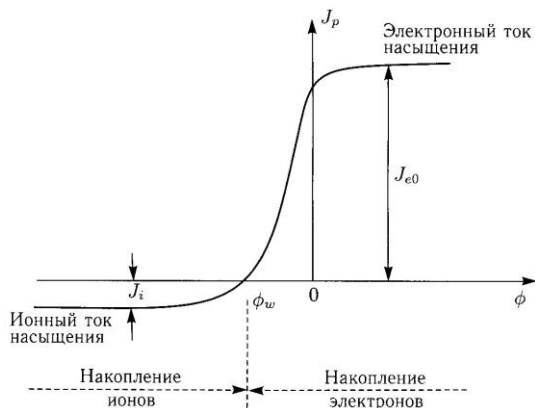


Рис. 8. Характерная вольт-амперная характеристика плоского электростатического зонда, помещенного в плазму. Плавающий потенциал зонда по отношению к потенциалу плазмы обозначен как ϕ_w

Когда потенциал зонда делают меньше ϕ_w , ток, создаваемый электронами, уменьшается, поскольку сила, отталкивающая электроны вследствие наличия у зонда электрического поля, возрастает. Если потенциал уменьшить еще сильнее, то ток, создаваемый электронами, станет пренебрежимо мал и полный электрический ток асимптотически приблизится к постоянному отрицательному значению, соответствующему плотности электрического тока J_i , связанного только с потоком ионов. Ионы, которые приближаются к границе плазменного слоя, попадают в потенциальную яму, и на создаваемый ими ток уменьшение потенциала практически не влияет.

С другой стороны, когда значение потенциала увеличивается с некоторого отрицательного значения ϕ_w , количество электронов,

достигающих зонда в единицу времени, становится больше количества ионов, поскольку сила, отталкивающая электроны, уменьшается, и полный электрический ток становится положительным. Если электрический потенциал равен нулю, т.е. потенциал зонда становится равным потенциалу плазмы, то, поскольку тепловая скорость электронов существенно выше тепловой скорости ионов, плотность электрического тока J_{0e} становится намного больше плотности тока, создаваемого ионами. Если потенциал становится положительным, то возникает ситуация, когда током, создаваемым ионами, можно пренебречь, но все электроны, достигающие границы слоя, попадают на зонд. Для достаточно больших положительных значений ϕ плотность электронного тока становится постоянной. Область плато на вольт-амперной характеристике зонда называется областью *насыщения* электронного тока. Для еще более высоких значений ϕ вольт-амперная характеристика усложняется, так как следует учитывать и другие эффекты.

Приблизительное выражение для величины электронного тока вдали от области насыщения может быть получено из (21)

$$J_e = J_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right), \quad (26)$$

где J_{e0} – значение плотности тока при потенциале, равном нулю. Поскольку $\Gamma_e = n_e \langle v \rangle_e / 4$ для $\phi = 0$, подставляя значение тепловой скорости электронов, получаем

$$J_{e0} = en_e \sqrt{kT_e / 2\pi m_e}, \quad (27)$$

где n_e – плотность электронов в невозмущенной плазме. Заметим, что когда ϕ отрицателен, ионы, попадающие на границу плазменного слоя, продолжают падать в потенциальную яму, создаваемую отрицательным потенциалом зонда, и, следовательно, ионная плотность тока J_i в области отрицательного потенциала остается постоянной. Таким образом, полную плотность тока для $\phi < 0$ можно выразить в виде

$$J_p = J_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) - J_i. \quad (28)$$

Из этого уравнения можно получить

$$T_e = \frac{e}{k} \left\{ \frac{d}{d\phi} \left[\ln(J_p + J_i) \right] \right\}^{-1}. \quad (29)$$

Это выражение можно использовать для определения температуры электронов следующим образом. Сначала потенциал электрода делается отрицательным по отношению к потенциалу плазмы, причем его значение должно быть таково, чтобы ток создавался только ионами. Измерение этого тока дает значение J_i . Затем измеряется вольт-амперная характеристика зонда и строится кривая зависимости $\ln(J_p + J_i)$ от ϕ . Эта кривая в некоторой области (при значениях потенциала зонда, меньших потенциала плазмы) представляет собой прямую. Наклон этой прямой дает значение $\frac{d}{d\phi} [\ln(J_p + J_i)]$, кото-

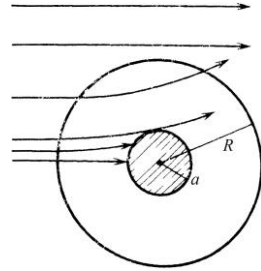


Рис. 9. Траектории частиц около отталкивающего сферического или цилиндрического зонда

рое после подстановки в (29) позволяет вычислить электронную температуру.

После определения электронной температуры T_e можно в соответствии с (27) оценить концентрацию электронов:

$$n_e = J_{e0} / e \sqrt{2\pi m_e / k T_e}. \quad (30)$$

Значение J_{e0} определяется из измерений тока, соответствующего области плато (электронного насыщения) вольт-амперной характеристики зонда.

Применимость теории для крутой части ВАХ к зондам малых размеров. Не все из тех электронов, которые влетают в слой объемного заряда, окружающего зонд конечных размеров, попадают на зонд – часть пролетает мимо (см. рис. 9). В такой постановке задача не является плоской, поэтому формулу (28) необходимо проверить. Если координаты точек поверхности зонда обозначить $\mathbf{r}_p$; скорость и функцию распределения электронов у поверхности – $\mathbf{v}_p$ и $f_p(\mathbf{r}_p, \mathbf{v}_p)$ соответственно, тогда плотность тока на зонд в точке $\mathbf{r}_p$ можно записать как

$$J_e = e \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty \mathbf{v}_p \cos \vartheta f(\mathbf{r}_p, \mathbf{v}_p) 2\pi \sin \vartheta d\vartheta v_p^2 dv_p. \quad (31)$$

В том случае, если поверхность зонда выпукла, электроны приходят на поверхность со всей полусферы $0 \leq \vartheta \leq \pi/2$ (на вогнутых участках некоторые углы «затенены» соседними выпуклостями, поэтому их не нужно учитывать при интегрировании).

В точку $\mathbf{r}_p$ со скоростью $\mathbf{v}_p$, направленной к поверхности, электрон приходит без столкновения из какой-то точки $\mathbf{r}$ невозмущенной плазмы, где он обладал скоростью $\mathbf{v}$. Вследствие потенциального характера тормозящей силы изменение кинетической энергии электрона на этом пути не зависит от пространственного распределения потенциала и формы траектории:

$$mv_p^2/2 = mv^2/2 - e|\phi_p|, \quad (32)$$

здесь ϕ_p – потенциал зонда относительно невозмущенной плазмы в его окрестности.

В соответствии с теоремой Лиувилля в отсутствие столкновений функция распределения не меняется вдоль траектории частицы в фазовом пространстве. В невозмущенной плазме она изотропна и равна равновесной максвелловской функции распределения $f_0(v) = (m/2\pi kT_e)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT_e)$. Следовательно, $f_0(\mathbf{r}_p, \mathbf{v}_p) = f_0(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(v)$. Используя это в (31), подставляя v_p^2 в соответствии с (32) и интегрируя по ϑ , получим

$$J_e = \frac{2\pi e}{m} \int_{v_t}^\infty \left(\frac{mv^2}{2} - e|\phi_p| \right) v f_0(v) dv. \quad (33)$$

Подставляя максвелловскую функцию распределения, получим (28). Так как плотность тока на все участки выпуклого зонда одинакова, ток, собираемый зондом, можно записать как

$$I = J_e S, \quad (34)$$

здесь S – собирающая поверхность зонда.

Почему не насыщается ток на маленький зонд. В идеальном плоском случае толщина слоя объемного заряда мала по сравнению с радиусом кривизны и размерами токособирающей поверхности, поэтому достаточно подать на зонд небольшой положительный потен-

циал ϕ_p , чтобы электронный ток достиг не зависящей от потенциала величины

$$I = J_{e0} S, \quad (35)$$

соответствующей насыщению. Если размеры зонда малы по сравнению с размерами (радиусом) области объемного заряда, электронный ток продолжает расти при увеличении положительного потенциала, хотя и медленнее, чем в крутой части ВАХ, отвечающей уменьшению тормозящего потенциала. Причина такого поведения ВАХ состоит в том, что не все электроны, влетающие в слой объемного заряда, где они подвергаются действию притягивающего поля, попадают на зонд. Часть из них пролетает мимо и вылетает из слоя, не задев зонда (см. рис. 10). Причем, чем выше ускоряющий потенциал ϕ_p , тем сильнее электроны притягиваются к зонду, тем большая их часть, попав в слой, собирается зондом; именно поэтому будет расти ток при увеличении потенциала.

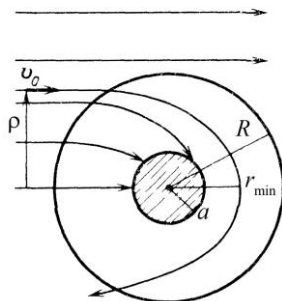


Рис. 10. Траектории частиц около притягивающего сферического или цилиндрического зонда

На рис. 10 показаны траектории электронов для случаев сферического или длинного цилиндрического зондов. В последнем случае он изображает проекции траекторий на плоскость, перпендикулярную оси. Если электрон приближается к слою с прицельным расстоянием ρ , превышающим радиус слоя R

(эффективную границу, вне которой поле зонда как бы отсутствует), прямолинейный ее путь не искривляется. Если частица влетает в слой ($\rho < R$), она может либо пролететь мимо, либо удариться о зонд. Это зависит от ее начальной скорости v_0 , прицельного расстояния ρ , величины и характера распределения потенциала по радиусу $\phi(r)$. Чем энергичнее электрон, тем меньше должно быть его прицельное расстояние или тем выше должен быть потенциал, чтобы под действием электрической силы он был притянут к зонду. Очень медленные электроны с любым $\rho < R$ собираются зондом.

Это регламентируется законами сохранения энергии и момента импульса:

$$mv_0^2/2 = mv^2/2 - e\phi(r), \quad mvr \sin\theta = mv_0\rho, \quad (36)$$

где r – расстояние от текущей точки траектории до центра; v – текущая скорость; θ – угол между ее направлением (касательной к траектории) и радиус-вектором $\mathbf{r}$, проведенным в точку траектории из центра. Наименьшее расстояние $r_{\min}$, на которое частица приближается к центру, удовлетворяет равенствам (36) с $\sin\theta = 1$, так как касательная к траектории перпендикулярна к $r_{\min}$. Если $r_{\min}$ меньше радиуса зонда a , частица непременно ударится о его поверхность, если больше – пролетает мимо.

Необходимо отметить, что описанные эффекты, свойственные зарядам обоих знаков, представляют большой интерес в случае ионов. Электронная часть зондовой характеристики (с $\phi_p > 0$), соответствующая притяжению электронов зондом, мало используется на практике. *Чтобы уменьшить воздействие зонда на плазму, желательно применять маленькие зонды, а электронный ток в области $\phi > \phi_s$ весьма силен и расплавляет их.* Поэтому для измерения плотности зарядов в плазме больше используется ионная часть ВАХ (см. ниже).

Ионный ток на зонд в разреженной плазме. Пусть на зонд подан отрицательный потенциал, настолько превышающий электронную «температуру» (скажем, на порядок), что все электроны отталкиваются от зонда и вклада в ток не дают. В этом случае зонд окружен слоем положительного объемного заряда. Допустим, что слой тонкий, так что площадь его внешней границы мало отличается от площади зонда S . Если длина пробега ионов много больше размеров зонда (и, тем более, слоя), окружающая плазма возмущена мало и, казалось бы, ионный ток можно оценить по формуле (35), заменив в ней $\langle v \rangle_e$ на тепловую скорость ионов $\langle v \rangle_+ = (8kT/\pi M)^{1/2}$. Однако плотность зарядов n_e в слабоионизованной плазме, определенная таким способом по измеренному ионному току в нижней пологой части ВАХ, оказывалась систематически завышенной по сравнению со значением, вычисленным на основе формулы (35) по электронному току насыщения (в точке верхнего излома, см. рис. 8).

Ответ на данный вопрос был дан в работах Бома, Бархопа и Мэсси (1949 г.). Различные варианты детальной теории, которая включает исследование траекторий ионов в слое объемного заряда и распределения потенциала в нем, очень сложны, однако оценочную формулу для ионного тока можно получить в рамках упрощенной теории.

Ток насыщения. В слабоионизованной плазме температура газа и ионов T в десятки раз меньше температуры электронов $T_e \approx 1$ эВ. Электронейтральность плазмы вдали от зонда начинает нарушаться там, где электроны испытывают заметное торможение в поле отталкивания, т.е. там, где отрицательный потенциал относительно невозмущенной плазмы

равен примерно $|\phi_g| \approx kT_e/e$. Это и есть внешняя «граница» слоя объемного заряда (рис. 11).

Плотность электронов на границе можно записать

$n_g = n_e \exp(-e|\phi_g|/kT_e) \approx n_e/\bar{e}$, здесь $\bar{e} \approx 2,7$ – число e . Снаружи от этой границы малоэнергичные ионы «подстраиваются» к более энергичным электронам так, чтобы сохранялась квазинейтральность, т.е. плотность ионов на границе близка к n_g .

Но, поскольку $kT \ll kT_e \approx e|\phi_g|$, ионы подвергаются относительно сильному воздействию поля и вне «слоя», а именно в том наружном «предслое», где потенциал ϕ заключен в пределах $kT < |e\phi| < kT_e$. Плазма там квазинейтральна, однако ионы под действием поля приобретают скорость, значительно большую тепловой. Они вступают из «предслоя» в «слой» нормально к граничной поверхности со скоростью $v_+ \approx (2e|\phi_g|/M)^{1/2} \approx (2kT_e/M)^{1/2} \approx (T_e/T)^{1/2} \bar{v}_+$.



Рис. 11. Распределения потенциалов и плотностей электронов и положительных ионов около отрицательного зонда

Таким образом, ионный ток насыщения в идеализированном «плоском» случае равен примерно

$$I_{\text{нас}} \approx Sen_g v_{+} \approx \left(\sqrt{2/\bar{e}} \right) Sen_e \sqrt{kT_e/M}. \quad (37)$$

Более детальные расчеты дают такой же результат и даже очень близкое значение числового коэффициента, который в (37) равен $\sqrt{2/\bar{e}} = 0,52$.

Как видно из сопоставления формул (35) и (37), электронный ток насыщения примерно в $\sqrt{M/m_e} \sim 10^2$ раз больше ионного. Как уже отмечалось, он сильнее возмущает плазму и расплавляет маленькие зонды. Формулой (37) пользуются для быстрого нахождения пространственного распределения плотности зарядов в плазме. Электронная температура чаще всего однородна в пространстве, так что определять ее в каждой точке не обязательно.

Плавающий потенциал. В случае максвелловского распределения электронов электронный ток при отрицательном потенциале зонда дается формулой (26), ионный определяется формулой (37). Приравнявая эти выражения, найдем отрицательный потенциал зонда относительно плазмы, который соответствует отсутствию тока на зонд:

$$e|\phi_f|/kT_e \approx \ln \left[\left(\bar{e}/\sqrt{4\pi} \right) \sqrt{M/m_e} \right] \approx \ln(0,77 \sqrt{M/m_e}). \quad (38)$$

Для водорода плавающий потенциал ϕ_f [В] = $3,3T_e$ [эВ], для аргона – $6,3T_e$. Самый простой способ измерить на опыте пространственное распределение потенциала плазмы ϕ_s – определить в каждом месте напряжение на зонде ϕ , при котором исчезает зондовый ток. Добавление к измеренной величине $|\phi_f|$ по формуле (38) и дает потенциал пространства. Если температура электронов (в более общем случае – средняя энергия) однородна в пространстве, т.е. $\phi_f = \text{const}$, постоянное смещение потенциала не влияет на распределение электрического поля, которое определяется разностями ϕ в соседних точках.

Двойной зонд

В газовом разряде почти всегда имеется электрод, находящийся в хорошем контакте с плазмой, относительно которого можно задавать напряжение смещения на зонде. Такими электродами могут быть

анод или катод разряда, металлические стенки или ограничивающая диафрагма безэлектродных разрядов, как это имеет место в стеллараторах или тороидальных пинчах. Однако в некоторых случаях такие опорные электроды отсутствуют. В качестве примера такой ситуации можно привести высокочастотный разряд в тороидальной стеклянной трубке или плазму ионосферы. В этих случаях приходится пользоваться двойным зондом. Первоначально метод предназначался для исследования распадающейся плазмы, в которой потенциал плазмы меняется во времени, и поэтому трудно поддерживать постоянную разность потенциалов между зондом и плазмой.

Итак, два лэнгмюровских зонда вводятся в плазму, подсоединяются к источнику постоянного напряжения таким образом, чтобы можно было менять и величину напряжения между зондами, и полярность (см. рис. 12). Причем оба электрода должны находиться в одной и той же энергетической зоне плазмы (потенциалы плазмы в месте локализации обоих электродов должны мало отличаться). Кроме того, расстояние между электродами двойного зонда должно значительно превышать толщину заряженного слоя вокруг каждого из них (чтобы исключить влияние поля одного электрода на ток, текущий через другой электрод).

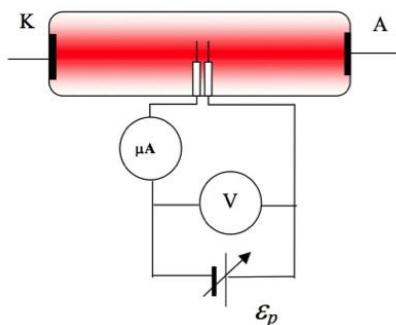


Рис. 12. Схема подключения двойного зонда: К – катод, А – анод, $\mathcal{E}_p$ – регулируемый источник напряжения, V – вольтметр, μA – микроамперметр

На рис. 13 показана измеренная характеристика двойного зонда, полученная в безэлектродном ВЧ-разряде. Разберем ее физический смысл в предположении об одинаковости самих зондов и параметров плазмы в местах, где они находятся. Симметричность приведенной характеристики свидетельствует о том, что эти условия выполнялись

в данном эксперименте с хорошей точностью.¹ Если потенциалы плазмы ϕ_p в местах расположения зондов одинаковы, то в отсутствие напряжения, $\phi_p = 0$, ток через зондовую цепь не течет: $I = 0$. В данном случае это условие также выполнялось: видимо, зонды были расположены достаточно близко, и градиент потенциала в плазме был малым. Оба зонда при этом находились под одним и тем же плавающим потенциалом $\phi_p < 0$ (рис. 14).

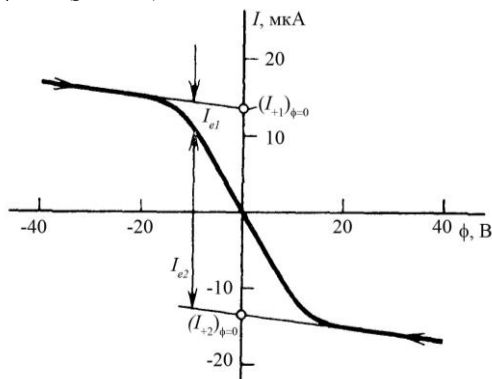


Рис. 13. Типичный вид ВАХ симметричного двойного зонда. Характеристика снята по схеме, изображенной на рис. 12 в безэлектродном ВЧ-разряде [9]

Обозначим потенциал левого зонда относительно плазмы ϕ_{p1} , правого — ϕ_{p2} . Условимся о направлении отсчета напряжения: $\phi = \phi_{p1} - \phi_{p2}$. Электрический ток I будем считать положительным, когда он течет из плазмы в левый зонд; I_e, I_+ — абсолютные значения электронного и ионного токов на зонд.² Сколько положительного заряда втекает из плазмы в один из зондов, столько вытекает из другого в плазму; поэтому можно записать

$$I = I_{+1} - I_{e1} = -(I_{+2} - I_{e2}), \quad I_{+1} + I_{+2} = I_{e1} + I_{e2}. \quad (39)$$

¹ В том случае, если собирающие площади зондов отличаются, ВАХ будет ассиметричной — $(I_{+1})_{\phi=0} \neq (I_{+2})_{\phi=0}$, а все нижеследующие выкладки несколько усложнятся.

² Знаки I и ϕ согласованы в соответствии с ориентацией кривой рис. 13.

Потенциал ни одного из зондов не может быть положительным. В самом деле, при $\phi_p > 0$ на зонд течет электронный ток насыщения. Согласно (39) на другом зонде он должен замыкаться ионным током, который существенно меньше. Таким образом, не только зондовая система в целом «плавает», т.е. заряжена отрицательно относительно плазмы, но и каждый из зондов непременно «отрицателен». Пусть на левый зонд от источника подан «минус», на правый – «плюс» ($\phi < 0$). Ток в плазме течет от «плюса» к «минусу». Значит, на левом зонде преобладает ионный ток, на правом – электронный. Если напряжение $|\phi|$ большое (по сравнению с kT/e), левый зонд сильно отрицателен, правый – менее отрицателен, чем плавающий (рис. 14б). На левый идет чисто ионный ток насыщения. Зависимость $I(\phi)$ при этом слабая. Этому соответствует левая пологая часть ВАХ. При небольших отрицательных ϕ ионный ток на левый зонд частично компенсируется электронным. Но последний сильно зависит от потенциала зонда (см. (26) и (34)). На этом участке ВАХ ведет себя круто; ток резко уменьшается до нуля при $\phi \rightarrow 0$. Правая часть ВАХ в точности повторяет левую и соответствует перемене полярности – подаче «плюса» на левый зонд, а «минуса» – на правый (рис. 14в).

Поскольку потенциалы на обоих зондах отрицательны относительно плазмы, для описания электронных токов I_{e1} , I_{e2} применима формула Ленгмюра (26). В соответствии с (39)

$$I = I_{+1}(\phi_{p1}) - I_{\text{енас}} \exp(e\phi_{p1}/kT_e) = -I_{+2}(\phi_{p2}) + I_{\text{енас}} \exp(e\phi_{p2}/kT_e), \quad (40)$$

где ионные токи относительно слабо зависят от ускоряющего ионы отрицательного потенциала зонда.

Для более полного понимания процесса зондовых измерений представляет интерес построение вольт-амперной характеристики двойного зонда из двух однозондовых ВАХ. Предположим, что ВАХ каждого электрода измерены заранее по отдельности, причем зонды были использованы как одиночные в плазме с точно такими же параметрами, как и та, в которую затем помещается двойной зонд (очевидно, что если электроды абсолютно одинаковы, то их однозондовые ВАХ будут совпадать и пересекать ось потенциала в точке ϕ_f).

Пусть амперметр показывает ток I_0 . Это значит, что *положительный* электрод *принимает* из плазмы определенное число электронов в единицу времени, которое соответствует току I_0 в зондовой цепи. На

его однозондовой ВАХ это соответствует точке $(\phi_1; I_0)$ (рис. 15a); видно, что эта точка на однозондовой ВАХ лежит в той области, которая соответствует *электронному* току на одиночный зонд, и также видно, что $\phi_1 > \phi_f$.

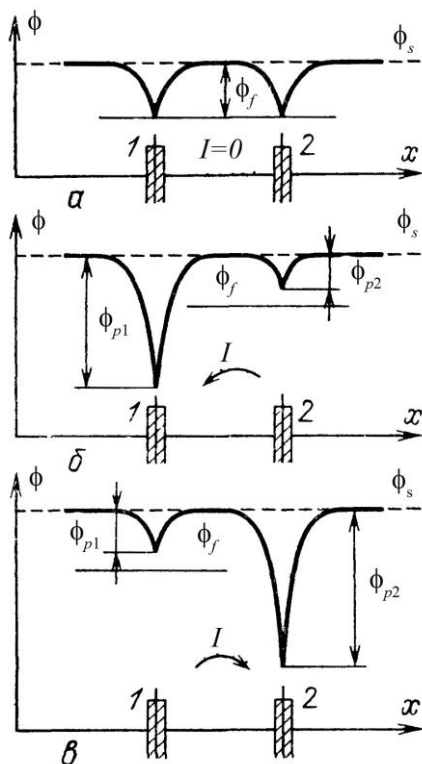


Рис. 14. Потенциалы двойного зонда: а – плавающее состояние, ток через зонд отсутствует; б – левый зонд сильно отрицателен, на него идет ионный ток насыщения; в – противоположная полярность, правый зонд сильно отрицателен

В то же время отрицательный электрод отдает такое же количество электронов в единицу времени в плазму – на его однозондовой ВАХ это соответствует точке $(\phi_2; -I_0)$, которая соответствует области ионного тока, и $\phi_2 < \phi_f$ (рис. 15а). В этом случае приложенное напряжение будет рав-

няться $U_0 = \phi_1 - \phi_2$. Если рассуждать более точно, первичным все-таки является напряжение, а значение тока устанавливается такое, чтобы разность ϕ_1 и ϕ_2 давали U_0 . Для удобства и наглядности графической интерпретации этого процесса можно сделать следующий шаг: отобразить ВАХ отрицательного электрода относительно оси потенциала ($\phi_2'(I) = \phi_2(-I)$) и поместить ее вместе с ВАХ положительного электрода на одну координатную плоскость, как это сделано на рис. 15б. Тогда становится понятно, что значение тока I_0 соответствует «высоте», на которой находится отрезок $U_0 = \phi_1 - \phi_2$, один конец которого *должен* лежать на ВАХ одного электрода, а другой конец – на перевернутой относительно оси потенциала ВАХ второго электрода (рис. 15б).

На рис. 16 подробно поточечно изображено, как с помощью подобного построения получается ВАХ двойного зонда.

Однозондовые ВАХ обоих электродов двойного зонда (на рисунке изображены штриховой и штрихпунктирной кривыми) располагаются на координатной плоскости симметрично друг другу относительно оси потенциала, обе пересекают ее в точке U_f – значении плавающего потенциала. Пересечения прямых, параллельных оси U , с ВАХ дают значения потенциалов, при которых суммарный ток на обоих элек-

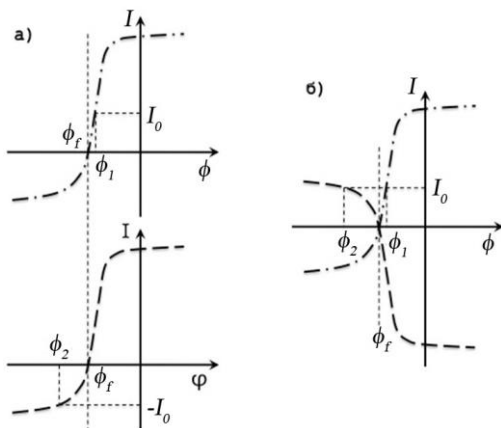


Рис. 15. Схема построения ВАХ симметричного двойного зонда из ВАХ двух одиночных зондов

тродах будет одинаков. $U_1'' - U_1' = \Delta U_1$, $U_2'' - U_2' = \Delta U_2$, $U_3'' - U_3' = \Delta U_3$ – так находятся значения напряжений, откладываемых на оси напряжений на новой координатной плоскости для искомой ВАХ двойного зонда. Значению напряжения $U_1'' - U_1' = \Delta U_1$ соответствует ток I_1 , напряжениям ΔU_2 и ΔU_3 , – токи I_2 и I_3 соответственно. Искомая ВАХ двойного зонда изображена сплошной кривой.

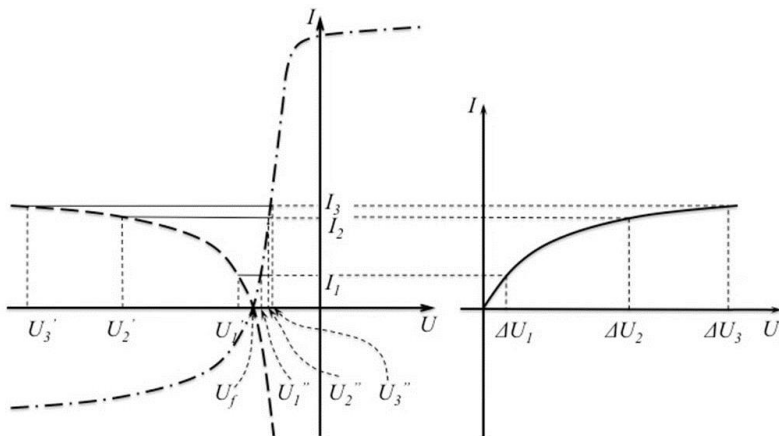


Рис. 16. Схема построения ВАХ симметричного двойного зонда по ВАХ двух одиночных зондов. ВАХ одного из зондов изображена не полностью (полную см. на рис. 15б)

Итак, вкратце повторим все то, что было сказано выше, и построим одну из ветвей ВАХ двойного зонда (рис. 16). Если зонды совершенно одинаковы, плазма однородна и оба зонда находятся в участке плазмы с одинаковым потенциалом, то при отсутствии внешнего напряжения на зондах ток в зондовой цепи течь не будет (следовательно, ВАХ двойного зонда будет проходить через начало координат), причем оба зонда имеют потенциал, равный потенциалу изолированного зонда (т.е. плавающему потенциалу). Если же к зондам приложить внешнее напряжение, то потенциал одного зонда станет выше, а другой ниже, чем потенциал изолированного зонда, вследствие чего в их цепи будет протекать ток, величину которого можно

определить из однозондовой характеристики. При этом на один зонд преобладает ток электронов, на другой – ионов. Так как электронный ток экспоненциально возрастает с увеличением потенциала (как показано выше для одиночного зонда), то потенциал положительного электрода (того, на который и идет этот самый ток электронов) может быть лишь немного выше потенциала изолированного зонда. Поэтому при достаточно большой разности потенциалов почти вся она равна потенциалу отрицательного электрода относительно изолированного зонда ($\Delta U \approx U_f - U'$).

Измерение параметров плазмы. Продифференцируем первое равенство (40) по ϕ в точке симметрии ВАХ, где $I = 0$. При этом $I_{e1}(\phi) = I_{+1}(\phi)$; обозначим эту величину $(I_{+1})_0$. Тогда можно написать

$$\left(\frac{dI}{d\phi}\right)_0 = \left[\left(\frac{dI_{+1}}{d\phi_{p1}}\right)_0 - \frac{e}{kT_e}(I_{+1})_0 \right] \left(\frac{d\phi_{p1}}{d\phi}\right)_0, \quad (41)$$

Если зондовый ток исчезает при нулевой разности потенциалов ϕ , то при перемене полярности напряжения зонды просто меняются ролями. Поэтому потенциалы зондов, помимо равенства $\phi = \phi_{p1} - \phi_{p2}$, связаны еще функциональным равенством $\phi_{p1}(\phi) = \phi_{p2}(-\phi)$. Дифференцируя эти равенства по ϕ , находим $1 = (d\phi_{p1}/d\phi)_\phi - (d\phi_{p2}/d\phi)_\phi$, $(d\phi_{p1}/d\phi)_\phi = (d\phi_{p2}/d\phi)_{-\phi}$. Отсюда следует, что в точке симметрии $(d\phi_{p1}/d\phi)_0 = 1/2$. Используя (41), получим

$$\frac{e}{kT_e} = (I_{+1})_0^{-1} \left[(dI_{+1}/d\phi_{p1})_0 - 2(dI/d\phi)_0 \right]. \quad (42)$$

Эту формулу используют для измерения электронной температуры. Производную $(dI/d\phi)_0$ находят по наклону измеренной ВАХ в точке, где $I = 0$.

Ионный ток и его производную, которая, кстати сказать, гораздо меньше производной от полного тока, можно определить линейной экстраполяцией пологой части ВАХ к точке симметрии (рис. 13). При этом предполагается, что в области больших отрицательных напряжений $\phi \approx \phi_p$, т.е. измеренную в этой области функцию $I_{+1}(\phi)$, можно

рассматривать как $I_{+1}(\phi_{p1})$, что и позволяет экстраполировать эту зависимость.

Применяется еще один способ нахождения T_e , который похож на используемый в однозондовом методе. Поделим второе равенство (39) на I_{e1} , воспользуемся формулой Ленгмюра (26) для электронных токов и прологарифмируем результат:

$$\ln \left(\frac{I_{+1} + I_{+2}}{I - I_{+1}} - 1 \right) = \frac{e}{kT_e}. \quad (43)$$

Определяя ионные токи экстраполяцией и построив полулогарифмический график (43) как функцию ϕ , по наклону «прямой» в области точки симметрии можно найти T_e .

Плотность зарядов в плазме находят, как в однозондовой методике, при помощи формулы (37) для ионного тока насыщения, по измеренному на пологой части ВАХ току $I \approx I_{\text{нас}}$ и известной T_e .

Измерение электрического поля. Когда в плазме имеется градиент потенциала, потенциалы пространства в местах расположения зондов ϕ_{s1} , ϕ_{s2} будут различны. Чтобы оба зонда «плавали» и на них не шел ток, на зонды нужно подать разность потенциалов $\Delta\phi = \phi_{p1} - \phi_{p2} = \phi_{s1} - \phi_{s2}$.

Варьируя напряжение, можно добиться прекращения зондового тока, а зная расстояние между зондами Δx , можно найти электрическое поле $E_x = \Delta\phi/\Delta x$. Потенциал же плазмы двухзондовым методом в принципе нельзя определить. Способы нахождения T_e и n_e при $\Delta\phi \neq 0$ остаются в силе. Просто на оси ϕ смещается на $\Delta\phi$ точка симметрии ВАХ, где $I = 0$. К ней и следует «привязываться» в (42), (43).

Поскольку ток в двойном зонде гораздо меньше электронного тока в одиночном зонде, двойной зонд меньше возмущает плазму. Поэтому им пользуются и при исследовании нестационарных явлений, когда возмущения особенно нежелательны, так как могут исказить всю картину эволюции состояния плазмы.

Описание экспериментальной установки для измерения параметров плазмы с помощью электрического зонда

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 17.

Электрический зонд выполнен из двух покрытых стеклом молибденовых проволочек диаметром ~ 0.6 мм, расположенных на расстоянии 4 мм друг от друга; рабочую поверхность зонда составляют оголенные кончики проволочек длиной 8 мм, расположенные вдоль оси трубки.

Трубка из стекла, в которой находится атмосферный воздух, с одной стороны закрыта краном-накателем и манометром, с другой – подключена к форвакуумному насосу. При полностью закрытом кране с помощью используемого насоса внутри трубки можно получить минимальное давление до 4.5×10^{-3} Торр.

Разряд возбуждается высокочастотным генератором с рабочей частотой 6.4 ± 0.2 МГц, который запитывается от источника постоянного напряжения (диапазон значений напряжения источника – 0–500 В, изменение напряжение источника приводит к изменению амплитуды и частоты ВЧ-генератора). На газоразрядную трубку надеты два металлических кольцевых электрода, которые подключены к генератору переменного напряжения. Расстояние между электродами примерно равно 25–30 см, на них подается переменное напряжение с амплитудой 200–1000 В, от которого зажигается разряд.

Схема для получения зондовых характеристик изображена на рис. 18. Мост служит для формирования напряжения, подаваемого на зонд. В одно из плеч моста включен переменный резистор, при помощи которого можно установить необходимую разность потенциалов между электродами зонда.

Задание

Для разных значений давления (в диапазоне от 4.5×10^{-3} до 0.5 Торр) и различных значений постоянного напряжения, питающего ВЧ-генератор (в диапазоне 250–500 В), получите серии ВАХ разряда. Конкретные значения давления и напряжения получите у преподавателя.

Обработка

1. Вычислите температуру электронов и концентрацию ионов, используя все полученные ВАХ, оцените также степень ионизации. Постройте зависимости найденных величин от давления (при постоянном напряжении, питающем ВЧ-генератор) и от напряжения, питающего ВЧ-генератор (при постоянном давлении). Вычислите степень ионизации газа.

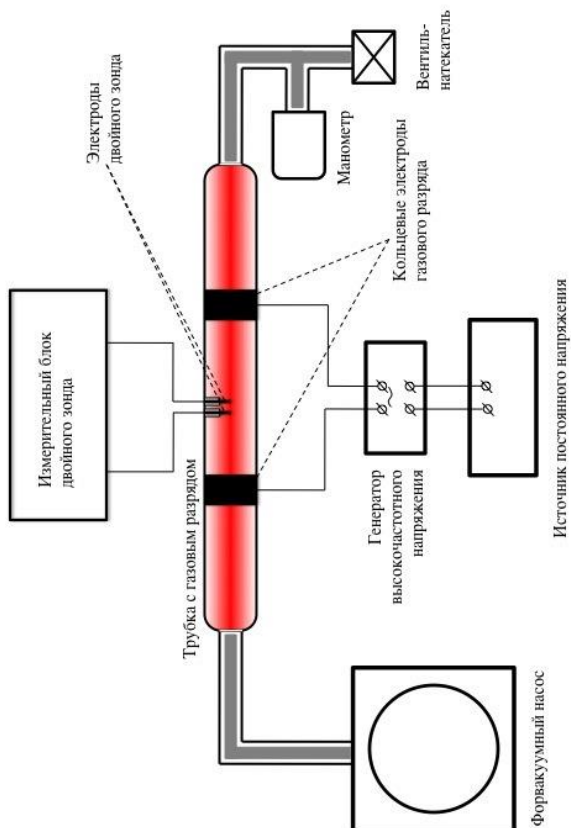


Рис. 17. Блок-схема экспериментальной установки для изучения плазмы методом двойного зонда

2. Вычислите экспериментальную погрешность в определении T_e и n_i и укажите основные источники этих погрешностей.
3. Проверьте, насколько выполнены условия применимости зондовой теории в исследованных режимах разряда. Оцените насколько и в какую сторону могут быть искажены значения T_e и n_i в том случае, если условия применимости не выполняются.
4. Оцените, какую максимальную и минимальную температуру электронов можно измерить на данной установке. То же самое для концентрации зарядов.
5. Проанализируйте возможные причины изменения интенсивности свечения плазмы и его окраски при изменении параметров разряда.

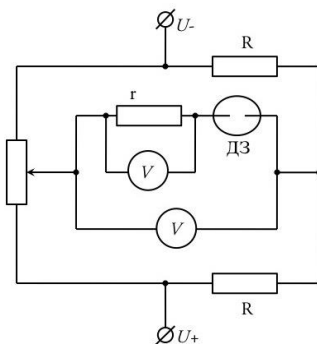


Рис. 18. Схема подачи потенциала на электроды зонда и измерения тока, протекающего между ними. $R = 30 \text{ кОм}$, $r = 9.1 \text{ кОм}$

Выключение установки

1. Выключите источник питания разряда, предварительно повернув ручку установки напряжения на нулевое значение.
2. Выключите источник питания зондовой цепи.
3. Выключите форвакуумный насос.
4. Откройте максимально кран-натекатель таким образом, чтобы в трубке установилось атмосферное давление (значение давления в трубке отображает манометр), после чего выключите из сети манометр.

Требования техники безопасности

НЕ ПРИКАСАЙТЕСЬ ВО ВРЕМЯ РАБОТЫ К ЭЛЕКТРОДАМ И ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ПРОВОДАМ ВЧ-ГЕНЕРАТОРА И ИСТОЧНИКА ПОСТОЯННОГО НАПЯЖЕНИЯ!!!

Контрольные вопросы

1. При каких условиях можно утверждать, что вещество является не просто ионизованным газом, а другим, четвертым (плазменным), его состоянием?
2. Каким образом можно генерировать плазму в лабораторных условиях?
3. Встречается ли плазма в природных условиях? Приведите примеры и поясните механизмы ее генерации.
4. Расскажите о принципах диагностики плазменных объектов.
5. Перечислите положения теории Ленгмюра для электрического зонда. Какие параметры плазмы можно определять однозондовым методом?
6. Можно ли измерять параметры плазмы и ее потенциал в том случае, если в результате изготовления собирающие площади зондов оказались неодинаковыми?
7. Всегда ли применим метод двойного зонда при изучении параметров плазмы? Перечислите его достоинства и недостатки.
8. Можно ли с помощью электрических зондов определить электронную температуру при наличии в плазме двух групп электронов с разными температурами?

Литература

1. Райзер Ю.Л. Физика газового разряда: учеб. руководство. 2-е изд. М.: Наука, 1992.
2. Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы: учебное пособие. 3-е изд. Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2008.
3. Котельников И.А. Лекции по физике плазмы. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014.
4. Биттенкорт Ж.А. Основы физики плазмы. М.: Физматлит, 2009.
5. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
6. Чен Ф. Электрические зонды. // Диагностика плазмы: сб.ст. / под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967.
7. Шотт Л. Электрические зонды. // Методы исследования плазмы: сб.ст. / под ред. В. Лохте-Хольтгрёвена. М.: Мир, 1971.