

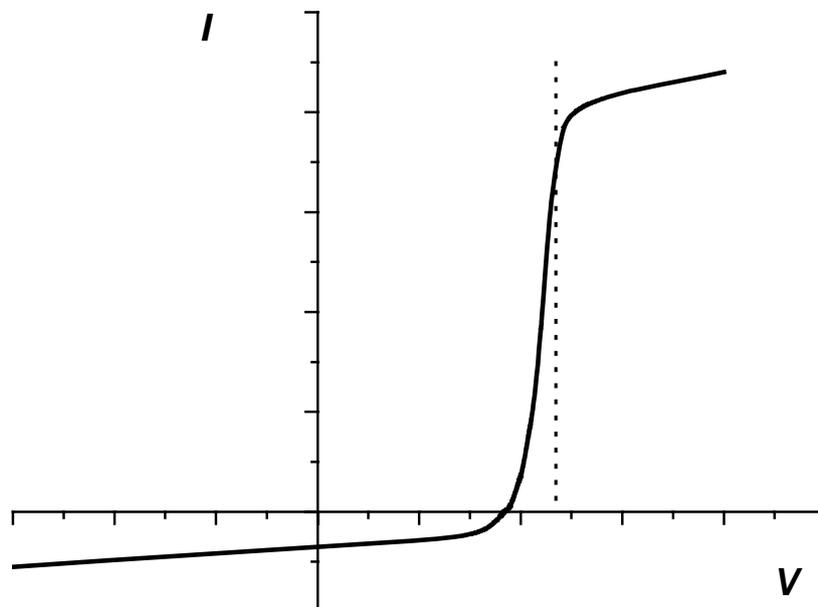


МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. М.В.ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

**СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ
ЛАБОРАТОРИИ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ**

**МЕТОД
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА**



Москва - 2007

«УТВЕРЖДАЮ»

зав. кафедрой физической электроники
профессор А.Ф.Александров

Ершов А. П. МЕТОД ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ЛЕНГМЮРА
Описание задачи спецпрактикума. М.: Физический факультет МГУ. 2007.
26 с.

Предлагаемая задача посвящена одному из классических методов исследования газоразрядной слабоионизованной плазмы низкого давления – методу электрических зондов. В процессе ее выполнения студент знакомится с аппаратурой и теорией метода, получает и анализирует экспериментальные результаты, на основе которых определяет основные параметры плазмы положительного столба тлеющего разряда низкого давления в инертном газе в зависимости от разрядного тока.

Методика определения параметров плазмы разбита на два уровня сложности. Первый (рекомендуется для студентов 3 курса) предполагает использование максимального числа упрощающих предположений, близких первоначальной теории Ленгмюра. Второй уровень (для студентов 4 курса) знакомит с методикой, учитывающей наличие неравновесного распределения электронов по энергиям и малого числа столкновений электронов и ионов с атомами.

@ Ершов А. П. 2007 г.

@ Физический факультет МГУ, 2007 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	ВВЕДЕНИЕ	3
I.	ОСНОВЫ МЕТОДА	4
II.	ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА	8
III.	КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННОЙ И ИОННОЙ ЧАСТЕЙ ВАХ	11
IV.	УРОВЕНЬ I. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВАХ	16
V.	УРОВЕНЬ II. УЧЕТ ГЛАВНЫХ ФАКТОРОВ, ИСКАЖАЮЩИХ ВАХ	20
VI	ЗАДАНИЯ	24
VII	КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ	25
VIII.	РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	26

ВВЕДЕНИЕ

Электрическим зондом называется металлический электрод небольших размеров, который вводится в исследуемую часть плазмы. Через источник напряжения зонд подсоединяют к опорному электроду, которым может быть анод или катод разрядной трубки, металлическая стенка разрядной камеры или специально введенный электрод. Измерения заключаются в регистрации зондового тока в зависимости от величины приложенного напряжения, т.е. определении зондовой вольтамперной характеристики (ВАХ). ВАХ позволяет определить локальные – в области нахождения зонда – параметры невозмущенной плазмы. Такая возможность основана на фундаментальном свойстве плазмы экранировать внешнее статическое или квазистатическое электрическое поле. Характерным размером экранировки является дебаевский радиус, размер которого много меньше размеров плазмы, поэтому область возмущения локализована вблизи поверхности зонда. Незначительная величина отбираемого зондом тока обеспечивает малость возмущений, вносимых им в распределение разрядных токов и концентраций заряженных частиц исследуемого объекта.

Именно локальность измеряемых характеристик является главным и неоспоримым достоинством зондового метода. Другим его преимуществом является простота используемой аппаратуры, что позволяет быстро и без высоких затрат получить результат. И, наконец, число измеряемых параметров и диапазоны их измерений столь велики, что не имеют аналогов среди других методов диагностики. Область применения метода по давлению газа охватывает диапазон от 10^{-5} до 10^3 Тор, концентраций заряженных частиц – от 10^7 до 10^{15} см⁻³. Сумма этих качеств обеспечивает востребованность метода с начала изучения газоразрядной плазмы¹ по настоящее время.

¹ Впервые зонд был применен Лехером в 1887 г для измерения распределения потенциала в электрической дуге.

Однако несомненные достоинства метода зондов отягощены сложностью теоретического описания, обусловленного наличием целого ряда факторов, влияющих на ВАХ зонда. Достаточно строгое описание возможно только в ряде предельных случаев, определяемых набором сильных неравенств вида $\Pi_i \gg 1$, $\Pi_j \ll 1$, где Π_i – безразмерные критериальные параметры (число Кнудсена, отношение размера зонда к радиусу Дебая, электрическое число Рейнольдса и др.). Смена знака хотя бы в одном из неравенств означает изменение физики взаимодействия плазмы с зондом, т.е. переход в другой режим.

Ниже рассмотрен классический случай применения зонда в слабоионизованной плазме положительного столба тлеющего разряда низкого давления². Особенностью такой плазмы является сильная неравновесность, возникающая из-за колоссального различия масс электронов m и тяжелых частиц M ($m/M \sim 10^{-4} - 10^{-5}$) в условиях малого числа столкновений между ними. Она проявляется, во-первых, в огромном отрыве температуры электронов от температуры тяжелых частиц, во-вторых, в отличии функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) от равновесной - максвелловской. Именно в этом случае роль метода зондов наиболее велика, поскольку он позволяет определить саму функцию распределения электронов – свойство, недоступное другим методам диагностики.

I. ОСНОВЫ МЕТОДА

Конструктивно зонд представляет собой металлический проводник, основная часть которого покрыта изоляцией. Небольшая оголенная поверхность зонда, контактирующая с плазмой (собирающая поверхность), может иметь различную форму – плоскую, цилиндрическую, сферическую – принципиальным является лишь требование выпуклости, позволяющее избежать эффекта «тени».

² Именно для него Ленгмюром и Мотт-Смисом в 20-е годы XX века были заложены основы метода.

На практике, как правило, используют цилиндрические зонды (рис.1а). Простейшая электрическая схема зондовых измерений в разряде постоянного тока (рис.1б) включает: измерительный зонд, опорный электрод, замыкающий зондовую цепь (здесь им служит анод разрядной трубки), регулируемый источник напряжения смещения зонда и измерительные приборы – микроамперметр и вольтметр.

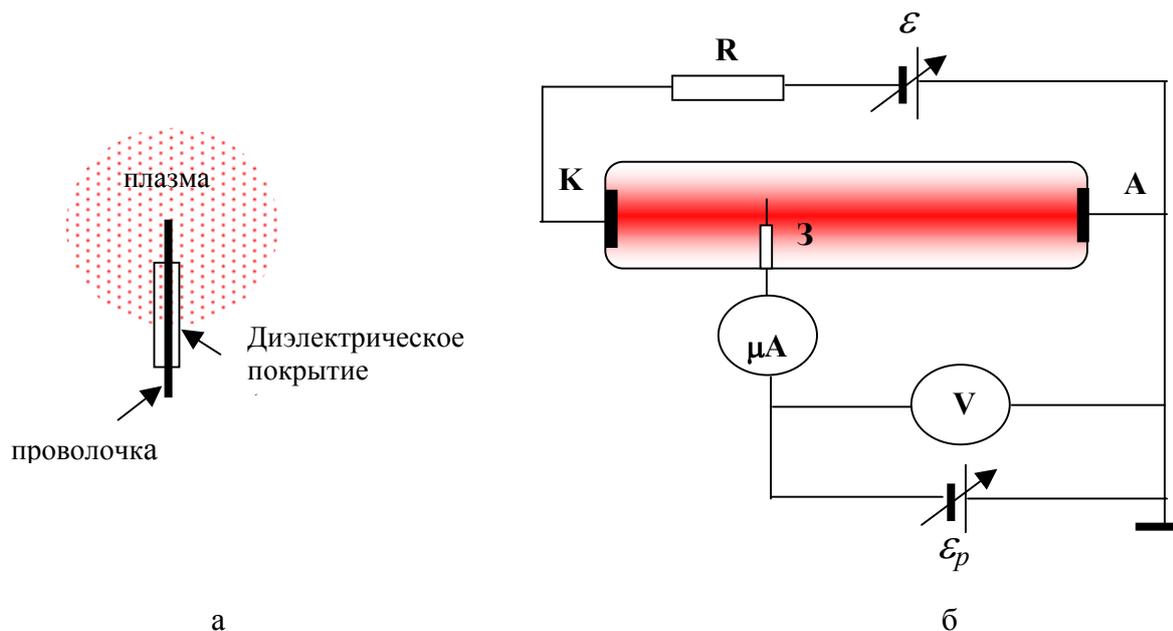


Рис.1. Схематичный вид цилиндрического зонда и простейшая зондовая схема. К, А – катод и анод разряда постоянного тока, R – балластное сопротивление, З – зонд, \mathcal{E} – источник питания разряда, \mathcal{E}_p – регулируемый источник напряжения смещения зонда

Типичная ВАХ $I(V_p)$ – зависимость тока I , протекающего через зонд, от разности потенциалов V_p между зондом и опорным электродом (противозондом) представлена на рис.2. Дадим ее качественную интерпретацию.

Измеряемая разность потенциалов V_p складывается из двух величин: V – потенциала зонда относительно невозмущенной плазмы в его окрестности и V_s – разности потенциалов между плазмой и противозондом, т.е. $V_p = V + V_s$. В приведенной схеме величина V_s соответствует потенциалу невозмущенной плазмы в области размещения зонда.

Электрический ток на зонд складывается из противоположно направленных токов электронов и положительных ионов $I = I_e + I_+$.

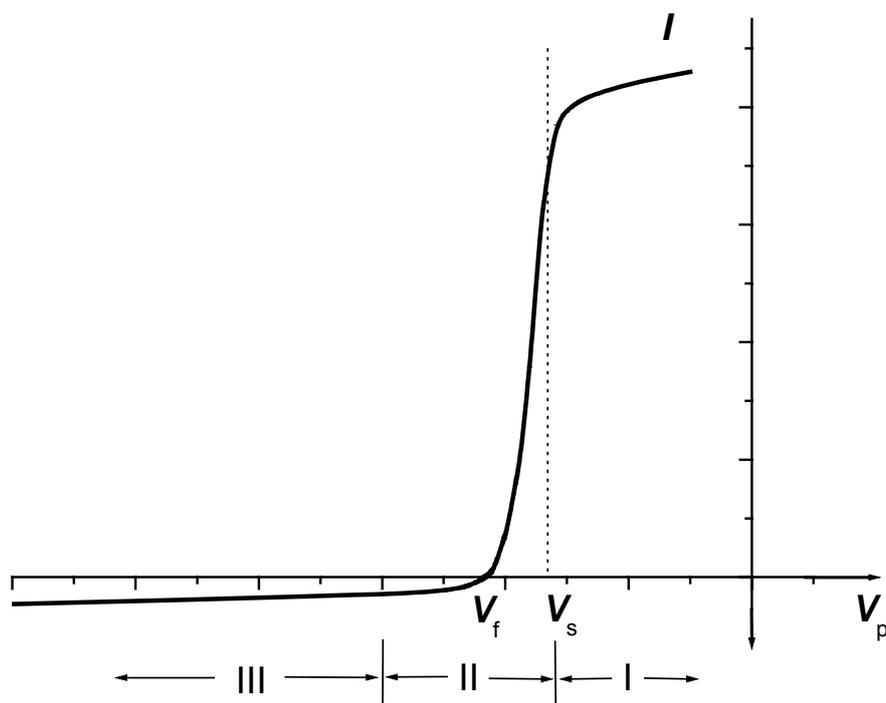


Рис.2. Типичная зондовая характеристика и три ее области:
 I – электронного тока насыщения, II – суммарного тока электронов и ионов, III – ионного тока насыщения.

Если потенциал зонда совпадает с потенциалом пространства ($V_p = V_s$, $V = 0$), заряды попадают на зонд исключительно благодаря своему хаотическому – тепловому движению. Поскольку тепловая скорость электронов $v_e \approx \sqrt{kT_e/m}$ гораздо выше тепловой скорости ионов $v_i \approx \sqrt{kT_i/M}$, ток практически полностью определяется электронной компонентой: $I \approx I_e$.

Когда на зонд подан положительный относительно плазмы потенциал $V_p > V_s$, $V > 0$ (область I), ионы отталкиваются от зонда, а электроны притягиваются. Около зонда возникает слой отрицательного объемного заряда, который экранирует потенциал V . Основное падение потенциала и, соответственно, электрическое поле зонда локализируются в области слоя, асимптотически исчезая при переходе в невозмущенную

плазму. Эффект аналогичен поляризации плазмы вокруг заряда и экранировке поля заряда в плазме. Электроны попадают из невозмущенной плазмы на внешнюю границу слоя, а потом и на зонд, благодаря тепловому движению, чем и определяется их поток. Рост тока обусловлен ростом собирающей поверхности слоя, которая слабо растет с ростом потенциала зонда. Этому соответствует пологая часть ВАХ, которую называют электронным током «насыщения».

Если создать на зонде отрицательный относительно плазмы потенциал $V_p < V_s$, $V < 0$ (область II), электроны будут отталкиваться от зонда, их ток будет резко падать по мере возрастания абсолютного значения V , так как все меньшее число электронов будет обладать скоростями, достаточными для преодоления тормозящего поля зонда. Так возникает крутая, наиболее информативная часть ВАХ. При потенциале $V_p = V_f$ суммарный зондовый ток становится равным нулю: ток на зонд небольшого количества электронов, способных преодолеть тормозящую разность потенциалов V , компенсирует ток ионов. Такой же потенциал V_f будет на зонде, если отключить его от внешней цепи, поэтому он называется плавающим; его приобретает любое изолированное тело в плазме. При $V_p < V_f$ ток ионов начинает превалировать над электронным током - зондовый ток меняет знак.

При еще бóльших отрицательных потенциалах зонд отталкивает практически все электроны и притягивает ионы (область III). Зонд окружает слой положительного объемного заряда, который экранирует отрицательный потенциал V . Ток на зонд является чисто ионным и определяется потоком ионов, попадающих на границу слоя из окружающей плазмы. Этому соответствует нижняя пологая часть ВАХ.

Таким образом, особенностью ВАХ зонда в плазме является ее сложный, нелинейный характер, обусловленный различием движения в электрическом поле двух сортов заряженных частиц противоположного знака с существенно разными тепловыми скоростями.

Задача теории заключается в установлении связи между измеряемой ВАХ зонда и параметрами плазмы в невозмущенной области плазмы. При этом в теории решается прямая задача – параметры плазмы предполагаются известными и для них вычисляется вид $I_e(V)$ и $I_+(V)$. В эксперименте решается обратная задача – по известной зависимости $I(V_p) = I_e(V_p) + I_+(V_p)$ определяются параметры плазмы. Для того чтобы связь между ними была однозначной, требуется соответствие предположений теории условиям эксперимента.

II. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА

Введем, согласно Ленгмюру, понятие зондового слоя (слоя пространственного заряда у поверхности зонда) как области, за которой плазму можно считать квазинейтральной $n_e \approx n_+$, а поле зонда – отсутствующим. Тогда можно рассматривать три характерных размера: для плазмы (которую считаем неограниченной) – длина свободного пробега заряженных частиц λ , зонда – R (обычно его радиус), слоя ($r_s - R$) – дебаевский радиус r_D (рис.3).

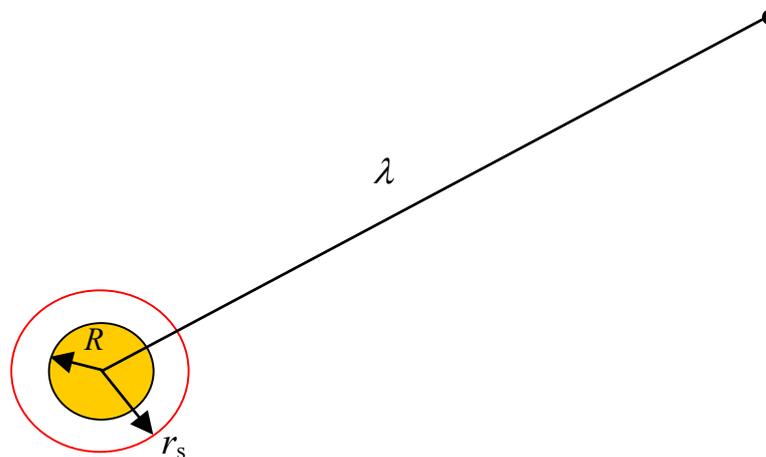


Рис.3. Схематическое изображение масштабов зонда, зондового слоя и длины свободного пробега заряженной частицы в теории Ленгмюра.

Соотношения между ними вытекают из следующих общих соображений. Во-первых, естественно потребовать, чтобы возмущающее действие зонда на плазму было пренебрежимо мало за пределами

зондового слоя. Во вторых, для слабоионизованной плазмы низкого давления можно предположить, что в слое не происходит никаких столкновений: электроны и ионы не сталкиваются с нейтральными частицами и не взаимодействуют между собой.

Конкретизируем сделанные предположения. Зонд вызывает возмущение плотности заряженных частиц в плазме за счет экранировки одних частей плазмы от других и поглощения частиц зондом. Малость этих возмущений обеспечивается неравенством:

$$\lambda \gg R \quad (1)$$

где $\lambda \in \lambda_e, \lambda_+$ - длины свободного пробега электронов и ионов.

Поскольку масштаб протяженности слоя пространственного заряда определяется дебаевским радиусом экранирования r_D , предположение о том, что в призондовом слое не происходит столкновений, означает, что должно выполняться условие:

$$\lambda \gg r_D. \quad (2)$$

Сильные неравенства (1) и (2) представляют собой главные, т.н. геометрические критерии зонда Ленгмюра. Они позволяют ограничиться наиболее простым случаем, т.е.

- описывать движение заряженных частиц в слое как движение частиц в вакууме в потенциальном электрическом поле зонда;
- рассматривать электронный и ионный токи независимо.

Существует и третье соотношение – соотношение между R и r_D . Если неравенства (1), (2) выполнены, соотношение между R и r_D не является принципиальным, но позволяет существенно упростить описание тока на собирающий зонд в двух предельных случаях: «бесконечно тонкого» слоя $R \gg r_D$, и «бесконечно толстого» слоя $R \ll r_D$. Первый случай фактически соответствует плоской геометрии. Однако собственно плоский зонд не может быть малым, а зонд больших размеров вносит в плазму сильное возмущение. Поэтому ниже будем рассматривать зонды цилиндрической

или сферической геометрии, т.е. рассматривать движение заряженных частиц в слое в центрально-симметричном потенциальном поле зонда.

В дополнение к этим неравенствам потребуем, чтобы исследуемая плазма

- была неподвижной и стационарной (т.е. отсутствовали колебания концентрации и температуры заряженных частиц, потенциала плазмы);
- была однородной и изотропной (т.е. характерный размер неоднородности плазмы много больше длины свободного пробега заряженных частиц, электрические и магнитные поля отсутствуют);
- состояла из электронов и однократно ионизованных положительных ионов одного сорта, функции распределения которых являлись максвелловскими с температурами T_e и T_+ , причем $T_e \gg T_+$.

Кроме того, будем полагать, что

- поверхность зонда является выпуклой и каталитической (т.е. электрон, достигший поверхности, поглощается ею, а ион – рекомбинирует);
- отсутствует любой тип эмиссии с поверхности;
- потенциал плазмы постоянен на длине зонда.

Эти предположения определяют понятие так называемого ленгмюровского зонда и позволяют дать относительно простое количественное описание электронной и ионной частей ВАХ.

Для оценки области применимости зонда Ленгмюра по давлению газа будем исходить из того, что типичный размер зонда $R \sim 10^{-2}$ см, длины свободного пробега электронов и ионов имеют порядок $\lambda_e \sim 10^{-1}/p$ [см] и $\lambda_+ \sim 10^{-2}/p$ [см] (давление p выражено в торах), а дебаевский радиус экранирования³ описывается выражением

³ в предположении, что ионы обладают бесконечно большой массой

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}} = 743 \sqrt{\frac{T_e [\text{эВ}]}{n_e [\text{см}^{-3}]}} \quad [\text{см}] \quad (3)$$

Температура электронов является консервативной величиной и, как правило, составляет единицы электронвольт. Поэтому r_D главным образом определяется концентрацией электронов и при типичных значениях $n_e \sim 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ лежит в диапазоне $r_D \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}$, т.е. имеет порядок радиуса зонда и меньше. Тогда неравенства (1), (2) выполняются для электронов при $p \ll 10 \text{ Тор}$ и для ионов при $p \ll 1 \text{ Тор}$. Таким образом, приближенно область применимости ленгмюровского зонда соответствует давлениям газа $p < 1 \text{ Тор}$.

III. КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННОЙ И ИОННОЙ ЧАСТЕЙ ВАХ

А) ТОКИ НА ОТТАЛКИВАЮЩИЙ ЧАСТИЦЫ ЗОНД

Это наиболее простой случай описания тока на зонд, поскольку поток частиц, достигающих зонда, не зависит от размеров слоя r_s (рис.4а). Эффективное сечение зонда равно площади его поперечного сечения, а поверхности достигают все частицы, способные преодолеть тормозящее поле. Важным является случай движения электронов в тормозящем поле зонда, которому соответствует наиболее крутая, электронная часть ВАХ.

Самый общий подход к описанию тока на зонд основан на использовании функции распределения электронов по скоростям $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ (ФРЭ) у поверхности зонда. При этом нужно связать ее с ФРЭ в невозмущенной плазме. Поскольку мы предположили, что столкновения отсутствуют, справедлива теорема Лиувилля, согласно которой функция распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ не меняется вдоль траектории частицы в фазовом пространстве \mathbf{r}, \mathbf{v} , т.е. $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f(\mathbf{r}_0, \mathbf{v}_0)$.

Другим условием является предположение о том, что плазма однородна и изотропна. Тогда функция распределения зависит только от энергии электрона ε , т.е. является функцией распределения электронов по

энергиям (ФРЭЭ). В потенциальном поле $eV(r)$ изменение энергии не зависит от формы траектории, поэтому аргументом ФРЭЭ является $\varepsilon + eV(r)$. Если ФРЭЭ в невозмущенной плазме $f_0(\varepsilon)$, то в области электрического возмущения $f(\varepsilon)=f_0(\varepsilon+eV(r))$. Отсюда для плотности электронного тока на зонд J_e получают наиболее общее выражение:

$$J_e(V) = \frac{2\pi e n_0}{m^2} \int_{eV}^{\infty} f_0(\varepsilon)(\varepsilon - eV) d\varepsilon \quad (4)$$

где n_0 – концентрация электронов в невозмущенной плазме. Поскольку плотность тока на все участки выпуклого зонда одинакова, на зонд площадью S идет ток $I_e(V) = J_e(V)S$, где, напомним, $V = V_p - V_s$.

В предположении, что ФРЭЭ – максвелловская:

$$f_0(\varepsilon) = \left(\frac{m}{2\pi kT_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_e}\right)$$

для электронного тока на зонд из (4) получаем:

$$I_e(V) = I_{e0} \exp\left(-\frac{eV}{kT_e}\right), \quad (5)$$

где $I_{e0} = \frac{1}{4}en_0 \langle v \rangle S$ – хаотический (тепловой) ток на зонд, $\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}}$ –

средняя тепловая скорость электрона. Т.е. крутой части ВАХ соответствует экспоненциальное изменение электронного тока с потенциалом.

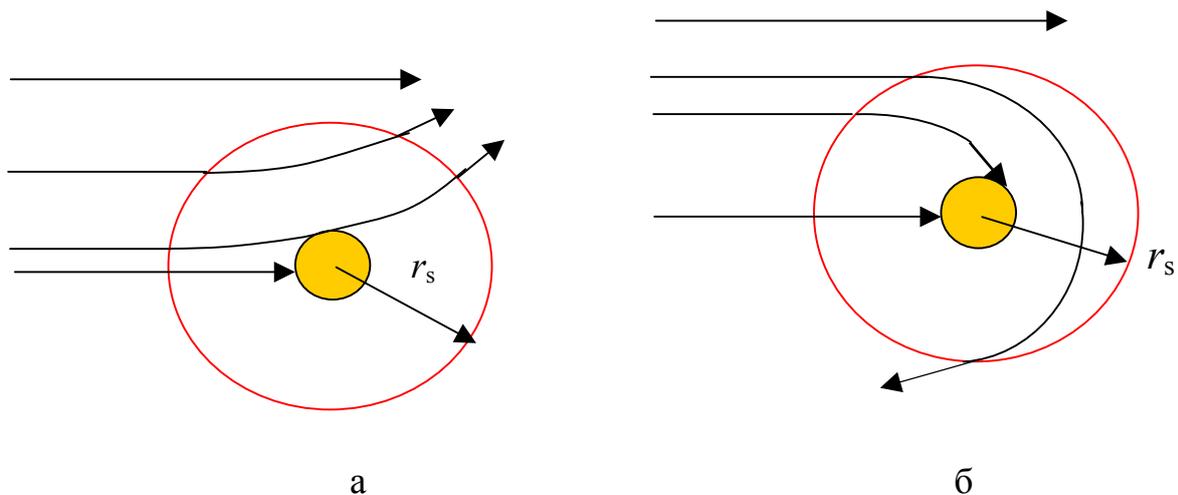


Рис. 4. Траектории отталкиваемых а) и притягиваемых б) цилиндрическим или сферическим зондом частиц.

Если отталкивающими частицами являются ионы, создаваемый ими ток полностью маскируется электронным током.

Б) ТОКИ НА ПРИТЯГИВАЮЩИЙ ЧАСТИЦЫ ЗОНД

В случае притягиваемых зондом частиц ситуация намного сложнее. В предположении, что плазма разделена на две области – область слоя и область квазинейтральной плазмы, типичные траектории частиц показаны на рис.4б. Если скорость частицы выше некоей критической, возможны траектории, для которых заряды пересекают слой, но не попадают на зонд, если слой очень тонкий – все частицы, попадающие в слой, попадают на зонд. Однако слой с резкой границей является приближением и это обстоятельство оказывается принципиально важным для холодных, малоподвижных частиц – ионов и связано с критерием образования слоя.

Критерий образования слоя (критерий Бома)

Этот критерий гласит, что в плазме, содержащей два типа заряженных частиц с разными скоростями (массами и температурами m_1, T_1 и m_2, T_2), при собирании частиц типа 1 для образования слоя их направленная скорость на его границе должна удовлетворять условию

$$v_1 > \left(\frac{kT_2}{m_1}\right)^{1/2} \quad (6)$$

Применительно к зондовой кривой это означает, что когда электроны притягиваются к зонду (область I), условие (6) требует, чтобы их скорость на границе слоя превышала $\left(\frac{kT_+}{m}\right)^{1/2}$. В предположении $T_e \gg T_+$ эта величина мала по сравнению с хаотической скоростью электронов и ток электронов на слой с хорошей степенью точности соответствует хаотическому току.

В случае собирания ионов их направленная скорость должна превышать $\left(\frac{kT_e}{M}\right)^{1/2}$, т.е. ионы должны входить в слой со скоростью, определяемой электронной температурой. Это означает, что

предположение о полном экранировании зонда слоем является неверным – между слоем и невозмущенной плазмой образуется большая квазинейтральная область, падение потенциала в которой составляет величину порядка kT_e .

Ионный ток

Это поле приводит к тому, что роль поверхности, собирающей ионы, играет не поверхность слоя, а поверхность бóльшего радиуса, лежащая в квазинейтральной области. Для определения ионного тока приходится прибегать к сложным вычислениям. Однако в предельных случаях толстого и тонкого слоев ситуация упрощается. В случае «бесконечно» толстого слоя объемного заряда можно просто пренебречь этим обстоятельством и выражение для тока на цилиндрический зонд длиной L (при $T_i/T_e \rightarrow 0$) будет иметь вид:

$$I_+(V) \approx 2en_0RL\sqrt{2eV/M} \quad (7)$$

Для бесконечно тонкого слоя геометрию можно считать плоской, и плотность тока близка к произведению n_0 на критическую скорость $\left(\frac{kT_e}{M}\right)^{1/2}$. Именно поэтому зонды оказываются нечувствительными к температуре ионов. Соответствующее выражение называется формулой Бома и для тока на цилиндрический зонд имеет вид

$$I_+ \approx 0.4en_0\sqrt{\frac{2kT_e}{M}}S \quad (8)$$

Электронная ветвь насыщения

Поскольку собирание горячих частиц не требует больших направленных скоростей у границы слоя, ток электронов на слой с хорошей степенью точности соответствует хаотическому току, а их распределение по скоростям можно по-прежнему считать максвелловским.

Для толстого слоя ток на цилиндрический зонд длиной L при больших напряжениях $eV \gg kT_e$ описывается выражением, подобным (7):

$$I_e(V) \approx 2en_0RL\sqrt{2eV/m} \quad (9)$$

В случае тонкого слоя все входящие в слой частицы попадают на зонд и поглощаются его поверхностью, площадь слоя близка к площади зонда, поэтому $I_e = jS$ и ток в этом случае не зависит от напряжения

$$I_e = \frac{1}{4}en_0 \langle v \rangle S = \frac{1}{2}en_0\sqrt{\frac{2kT_e}{\pi m}}S \quad (10)$$

УРОВЕНЬ I.

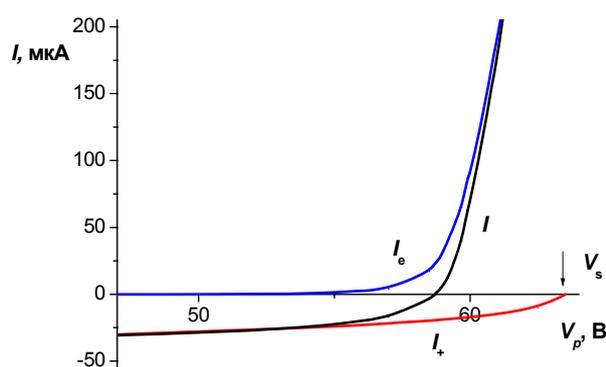
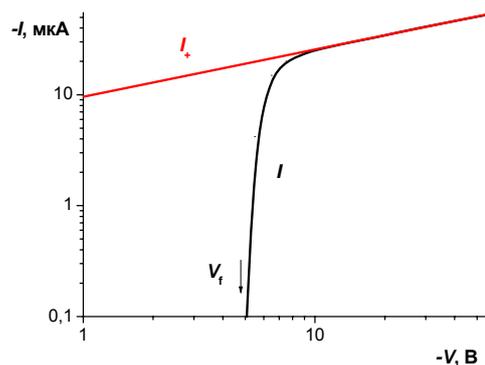
IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВАХ

Непосредственно ВАХ зонда позволяет определить только плавающий потенциал V_f . Нахождение других параметров требует выделения электронной и ионной частей. Наиболее информативной является электронная ветвь ВАХ, которая позволяет определить следующие локальные параметры плазмы: потенциал пространства, температуру электронов, концентрацию электронов. Ионная ветвь ВАХ в отличие от электронной ветви позволяет определить только концентрацию ионов. Тем не менее она имеет несомненное преимущество по крайней мере в двух случаях: а) замагниченной плазмы или плазмы ВЧ разрядов, т.к. влияние ВЧ и магнитных полей на движение ионов наступает при гораздо больших значениях полей по сравнению с электронами; б) высоких концентраций заряженных частиц, когда большой электронный ток разогревает зонд или существенно возмущает исследуемую плазму.

А) Определение потенциала пространства и выделение электронной и ионной частей ВАХ

Обработка экспериментальной ВАХ начинается с определения потенциала пространства, потому что физически значимой (и входящей в теоретические выражения, связывающие параметры плазмы с током на зонд), является разность потенциалов $V = V_p - V_s$. Для этого в области

правее плавающего потенциала строится ВАХ в полулогарифмическом масштабе. Логарифм электронного тока от потенциала в тормозящем поле зонда согласно (5) описывается прямолинейной зависимостью, поэтому начало отклонения от нее является координатой положения потенциала пространства. Найденное значение V_s позволяет перейти от переменной V_p к V и в предположении $I_+ \sim V^\beta$ построить ионную ветвь ВАХ до плавающего потенциала в обеих координатах I и V в логарифмическом масштабе (рис.5а). Аппроксимация зондового тока при больших потенциалах прямой линией позволяет легко экстраполировать его к потенциалу пространства. Электронная ветвь ВАХ находится суммированием абсолютных значений экстраполированной кривой $I_+(V)$ с кривой $I(V)$ (рис.5б).



а

б

Рис.5. Аппроксимация ионного тока степенной функцией а) и выделение электронного тока б).

Б) Определение концентрации и температуры электронов

Зависимость $I_e(V)$ с логарифмическим масштабом по I_e в соответствии с (5) является прямолинейной до потенциала пространства, наклон которой (логарифмическая производная тока по потенциалу зонда) и отражает величину температуры (рис.6):

$$\frac{1}{T_e} = -\frac{k}{e} \frac{d \ln I_e}{dV} \quad (11)$$

Практически величина температуры в электронвольтах соответствует интервалу ΔV в вольтах, соответствующему изменению $\ln I_e$ на единицу. При переводе ее в градусы Кельвина следует учитывать, что знаменатель в множителе $\exp(eV/kT)$ будет равен 1 эВ, если $T = 11600$ К.

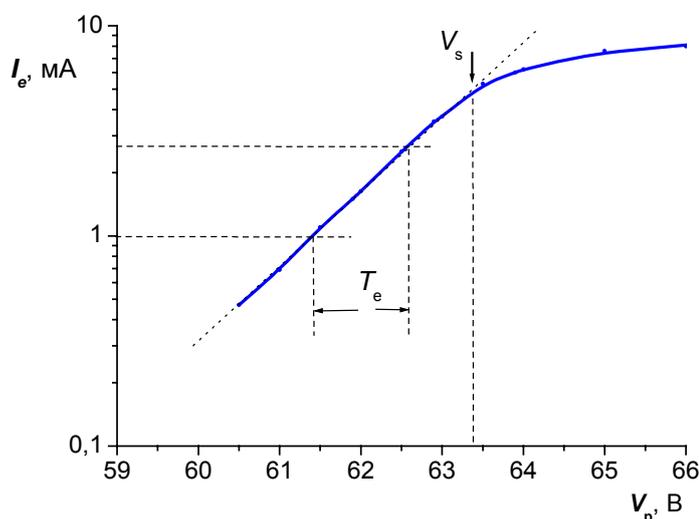


Рис.6. Определение температуры электронов T_e из электронной ветви ВАХ

После того, как температура электронов определена, концентрация электронов находится из того же выражения (5). Удобнее определить n_0 из тока при потенциале пространства:

$$n_0 = \frac{I_e(V_s)}{eS\sqrt{kT_e/2\pi m}} = \frac{3.74 \cdot 10^8 I_e(V_s) [\text{мА}]}{S [\text{см}^2] \sqrt{T_e [\text{эВ}]} \quad (12)$$

Использования области электронного тока насыщения избегают, поскольку в этом случае ток на зонд превосходит хаотический, и возмущение, которое вызывает зонд, притягивающий электроны, может

распространяться на большие расстояния. Ее применяют только в протяженной плазме низкой концентрации – например, при диагностике ионосферы зондами, установленными на спутниках. Наличие прямолинейной зависимости $I^2(V)$ позволяет найти концентрацию электронов без определения T_e : $I_e^2 = \frac{2}{\pi^2} S^2 n_0^2 e^3 \frac{V}{m}$.

В) Определение концентрации ионов из ионной части ВАХ

В качестве значения ионного тока насыщения $I_{+\infty}$ следует выбирать ток, соответствующий началу «насыщения». Тогда из формулы Бома (10)

$$n_0 \approx 10^{10} \frac{\sqrt{A} I_{+\infty} [\text{мА}]}{S [\text{см}^2] \sqrt{T_e [\text{эВ}]}} \quad (13)$$

где A – атомный вес иона.

Г) Определение аксиального электрического поля

Среднюю величину продольного электрического поля в плазме E_z можно измерить с помощью двух зондов, размещенных на оси разрядной трубки на некотором расстоянии d (рис.8). Средняя на длине d величина электрического поля $E_z = \frac{V_{s1} - V_{s2}}{d}$, т.е. задача сводится к определению потенциалов пространства в плоскостях расположения зондов 1 и 2.

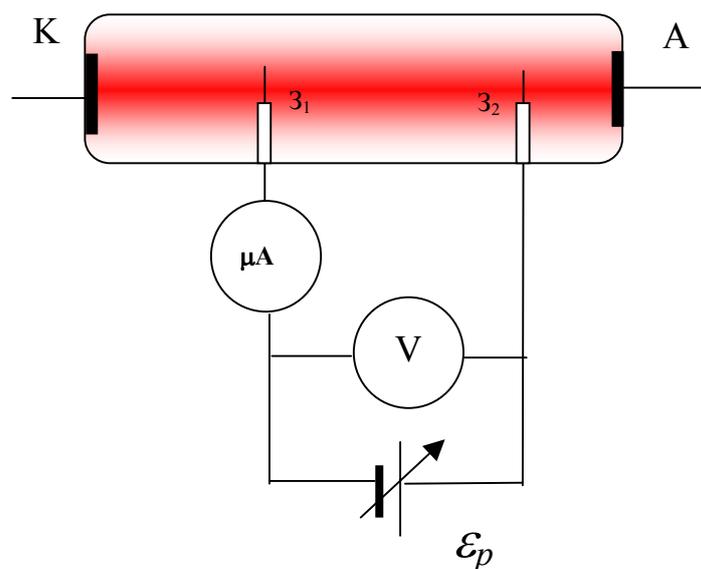


Рис.8. Определение продольного электрического поля в плазме разряда

постоянного тока методом компенсации

Однако точность определения потенциала пространства графическим способом невелика, более того, при нахождении разности ошибки складываются. Поэтому на практике вместо разности потенциалов пространства $V_{s1} - V_{s2}$ измеряют разность плавающих потенциалов $V_{f1} - V_{f2}$, поскольку измерить потенциал, соответствующий нулю тока, можно с хорошей точностью. Для этого подбирают напряжение смещения между зондами Z_1 и Z_2 так, чтобы ток в цепи стал равен нулю. Такая замена возможна, если $V_{f1} - V_{s1} \equiv V_{f2} - V_{s2}$.

Е) Определение скорости направленного движения электронов

Скорость электрона в плазме является суммой скоростей хаотического $\langle v \rangle$ и направленного движения $v_z = \mu_e E_z$, где μ_e - подвижность электронов. Поэтому плоский односторонний зонд, направленный собирающей поверхностью к потоку электронов, собирает суммарный ток $I_e^{(0)} = I_{e\langle v \rangle} + I_{vz}$, тогда как при повороте на 180 он будет собирать ток $I_e^{(180)} = I_{e\langle v \rangle} - I_{vz}$. Учитывая, что при потенциале пространства (отсутствии тормозящего поля) направленная компонента тока $I_{vz} = en_0 v_z S$, для направленной скорости получаем

$$v_z = \frac{I_e^{(0)} - I_e^{(180)}}{2en_0 S} \quad (14)$$

где токи $I_e^{(0)}$ и $I_e^{(180)}$ измеряются при потенциале пространства.

УРОВЕНЬ II.

V. УЧЕТ ГЛАВНЫХ ФАКТОРОВ, ИСКАЖАЮЩИХ ВАХ

Рассмотренный выше подход основан на двух главных предположениях: равновесного распределения электронов по скоростям и полного пренебрежения столкновениями электронов и ионов с атомами. Однако эти предположения заведомо не выполняются в эксперименте и поэтому требуют анализа их влияния на определение параметров из ВАХ.

А) ОТЛИЧИЕ ФРЭЭ ОТ МАКСВЕЛЛОВСКОЙ

Зондовый метод позволяет непосредственно определить ФРЭЭ. Действительно, после двухкратного дифференцирования общего выражения для электронного тока при задерживающих потенциалах (4) получаем т.н. соотношение Драйвестейна:

$$\frac{d^2 J_e}{dV^2}(V) = \frac{2\pi e^3 n_0}{m^2} f_0(eV)$$

ФРЭЭ оказывается пропорциональной второй производной электронного тока на зонд. Ее можно найти либо радиотехническими методами, либо дважды продифференцировав численно зависимость $I_e(V)$. Интегралы от ФРЭЭ позволяют найти основные параметры электронного газа, и в частности «эффективную» температуру электронов $T_{эф}$ как меру их средней энергии:

$$T_{эф} \equiv \frac{2}{3} \langle \varepsilon \rangle = \int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} d\varepsilon \quad (15)$$

Однако возможен более простой подход, позволяющий определять параметры плазмы без нахождения ФРЭЭ [8,9].

Аналогично случаю максвелловского распределения можно ввести понятие "дифференциальной", или "измеряемой" температуры электронов

$$T_u(V) = -\frac{e}{k} \left[\frac{d \ln i_e}{dV} \right]^{-1} \quad (16)$$

и рассмотреть вопрос о величине потенциала зонда V_0 , для которого

$$T_u(V_0) = T_{эф}.$$

Результаты такого рассмотрения в широком классе ФРЭЭ [7] показывают, что значение V_0 слабо зависит от вида ФРЭЭ и лежит в диапазоне $0 < V_0 < kT_{эф}$. Это означает, что для нахождения средней энергии электронов должен использоваться участок ВАХ вблизи потенциала пространства $kT_{эф} < eV < 0$. Существенно, что этот вывод справедлив не только для случая малых отклонений ФРЭЭ от равновесной, и поэтому не связан с тем, что ток вблизи потенциала пространства формируется основной массой электронов. Например, в случае полного отсутствия

медленных электронов, когда ФРЭЭ описывается δ - функцией $f_0(\varepsilon) \propto \delta(\varepsilon - \varepsilon_0)$, $T_{эф} = 2/3 \varepsilon_0$, а $T_{и}(V) = \varepsilon - eV$, поэтому значение $V_0 = \varepsilon_0 / 3 = T_{эф} / 2$. Близость измеренной вблизи потенциала пространства температуры к эффективной температуре электронов для широкого класса функций является свойством функционала, описывающего зависимость электронного тока от потенциала зонда (4).

Влиянием отличия ФРЭЭ от равновесной на ионную часть ВАХ можно в первом приближении пренебречь.

Б) ВЛИЯНИЕ МАЛОГО ЧИСЛА СТОЛКНОВЕНИЙ

Электронная часть ВАХ

Влияние столкновений зависит от собираемого тока и наиболее заметно проявляется вблизи потенциала пространства. При этом на зонд попадает большое количество электронов, а это приводит к обеднению прилегающей к зонду плазмы, поскольку диффузионный поток из невозмущенной области не успевает восполнить сток электронов на зонд. Как следствие, величина тока вблизи потенциала пространства оказывается заниженной, излом $\ln I_e(V)$ сглаживается, истинный потенциал пространства не совпадает с потенциалом точки, где $\ln I_e(V)$ отклоняется от прямолинейной. В результате при использовании формул (11) – (12) найденное значение концентрации электронов n_0^* оказывается заниженным, а измеренная температура T_e^* - завышенной. Эффект определяется т.н. параметром стока δ , порядок величины которого $\delta \approx R/\lambda$. Для истинных значений

$$n_0 \approx n_0^*(1 + \delta), T_e \approx T_e^*/(1 + \delta) \quad (18)$$

Ионная часть ВАХ

Учет малого числа столкновений должен основываться на строгой теории бесстолкновительного движения ионов.

Для цилиндрических и сферических зондов существуют две основных теории. В первой предполагается, что ионы в невозмущенной плазме покоятся, момент движения относительно зонда равен нулю и поэтому их движение происходит только в радиальном направлении⁴. Во второй – момент движения может принимать различные значения, а значит, ионы движутся по различным орбитам⁵ (см. рис.4).

Предложенные теории допускают только численное решение. Если ввести безразмерные переменные

$$\xi = R / r_D, \quad \eta = eV / kT_e, \quad j^* = \frac{I_+(\eta_0)}{S} / en_0 \left(\frac{kT_e}{2\pi M} \right)^{1/2}$$

где $I_+(\eta_0)$ – ток при фиксированном потенциале η_0 , то результаты численных расчетов для обработки ионной ветви экспериментальной ВАХ удобно представить в переменных $j^*, j^* \xi^2$ (рис.7).

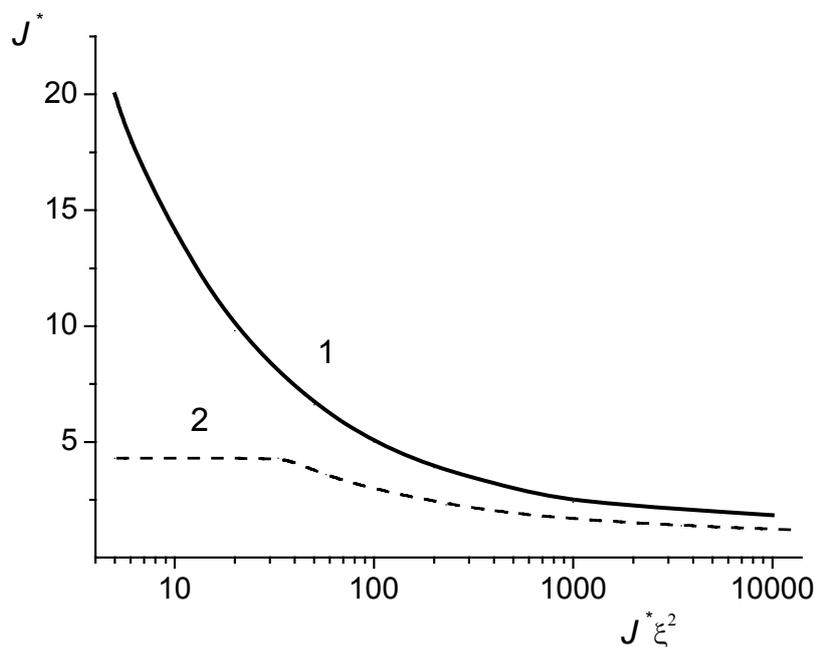


Рис.9. Кривые для определения концентрации ионов при $\eta_0 = 15$:
1 – теория радиального движения, 2 - теория орбитального движения.

⁴ теория радиального движения Д.Аллена, Р.Бойда и П.Рейнольдса

⁵ орбитальная теория И.Бернштейна и И.Рабиновича

Произведение $j^* \xi^2$ зависит только от T_e и измеренного тока, поэтому определяется непосредственно:

$$j^* \xi^2 = \frac{I_+(\eta_0)}{S} 4\pi^{3/2} R^2 \left(\frac{e}{kT_e} \right)^{3/2} \left(\frac{2M}{e} \right)^{1/2} = 4.6 \frac{R}{L} \sqrt{A} \frac{I_+(\eta_0) [\text{мкА}]}{T_e^{3/2} [\text{эВ}]}$$

(L - длина зонда). Тогда, найдя из графика соответствующую значению $j^* \xi^2$ величину j^* , делением $j^* \xi^2$ на j^* получаем значение ξ^2 , а из него для найденной ранее температуры электронов значение концентрации.

Нетрудно видеть, что при $\xi \leq 1$ точные теории дают даже качественное различие: в теории радиального движения плотность ионного тока монотонно возрастает с уменьшением отношения радиуса зонда к дебаевскому радиусу, а в теории орбитального движения выходит на насыщение.

Кажется, что теория орбитального движения должна быть более точной. Однако экспериментальные данные не обнаруживают эффекта насыщения, причем, как показывает анализ, это обусловлено не ролью момента движения, а тем, что малое число столкновений разрушает орбитальное движение. Ионы движутся по кратчайшей – радиальной траектории, а поскольку роль сил трения еще мала, плотность ионного тока превышает величину, даваемую теорией орбитального движения, приближаясь к расчетам по теории радиального движения.

VI. ЗАДАНИЯ

В работе определяются параметры плазмы положительного столба тлеющего разряда с накалимым катодом в неоне при фиксированном давлении $p \approx 0.3$ Тор. Зонд изготовлен из молибденовой проволоки $\varnothing 0.3$ мм и длиной рабочей (оголенной) части 7 мм. Схема установки соответствует рис.1б.

1. Измерить ВАХ одиночного зонда для нескольких заданных значений разрядного тока. На участке ионного тока насыщения (III, протяженностью

≈ 40 В) снимать значения зондового тока с шагом 5 В, далее – с шагом 1 В до напряжения, соответствующего зондовому току ≈ 2 мА.

2. Определить из ВАХ значения плавающего потенциала и потенциала пространства в месте расположения зонда, концентрацию и температуру электронов, концентрацию ионов.

3. Рассчитать степень ионизации плазмы n_e/N и дебаевский радиус экранирования для одного из разрядных токов.

4. Проверить справедливость предположений, лежащих в основе теории Ленгмюра (соотношений между длиной свободного пробега, радиусом зонда и дебаевским радиусом) для условий задачи.

5. Построить зависимости концентраций электронов и ионов от разрядного тока. Объяснить полученные результаты.

6. С помощью двух цилиндрических зондов определить методом компенсации величину продольного электрического поля для нескольких значений разрядного тока.

7. С помощью плоского одностороннего зонда определить величину скорости дрейфа электронов. Сравнить полученную скорость с а) тепловой скоростью электронов и б) расчетной, исходя из измеренных значений T_e и E_z и подвижности электронов в Ne $\mu_e p \approx 1.5 \cdot 10^6$ [см² Тор /В с].

VII. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

УРОВЕНЬ I.

1. Назовите основные достоинства и недостатки метода зондов.
2. В чем преимущество использования электронной ветви ВАХ?
3. В каких случаях рациональнее использовать ионную область насыщения ВАХ?
4. Можно ли определить температуру ионов из ионной части ВАХ?
5. Оцените степень выполнения геометрических критериев ленгмюровского зонда для условий проведенного эксперимента.

УРОВЕНЬ II.

6. Чем определяется основная ошибка в определении концентрации электронов?
7. С чем связано отличие найденных значений n_e и n_+ ?
8. Как влияют колебания потенциала плазмы на значения концентрации и температуры электронов?
9. К чему приведет недостаточная площадь противозонда?
10. Как изменится вид ВАХ в плазме, в которой все электроны заменены на отрицательные ионы с той же массой и температурой, что и у положительных ионов (такая плазма называется ион-ионной)?

VIII. РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Чен Ф. Электрические зоны. В кн. Диагностика плазмы. Пер. с англ. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С.Леонарда. М. Мир. 1967.
2. Шотт Л. Электрические зонды. В кн. Методы исследования плазмы. Пер. с англ. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М. Мир. 1971.
3. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир. 1978.
4. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М. Наука. 1981.
5. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. М. Энергоатомиздат. 1988.
6. Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М. Энергоатомиздат. 1996.
7. Ершов А.П., Кузовников А.А., Савинов В.П. Физика граничных слоев плазмы. Изд-во МГУ. 1990 г. 80 с.