

Государственный научный центр
Российской Федерации
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И.Будкера СО РАН

В.И.Волосов, А.Г. Стешов, И.Н.Чуркин

ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО
ПОТОКА ИСТОЧНИКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИСП ЗОНДОВЫ-
МИ МЕТОДАМИ.

ИЯФ 96-59

НОВОСИБИРСК
1996

MEASUREMENT OF MAIN PLASMA FLOW PARAMETERS OF
HEAVY IONS SOURCE (ISP) BY PROBE METHODES

V.I.Volosov, A.G.Steshov, I.N.Churkin

The Budker Institute of Nuclear Physics
630090, Novosibirsk, Russia

Abstract

The heavy ions source formes the plasma flow, which go out from the source along the magnetic field. The short description of diagnostic equipments and first experimental data of main plasma flow parameters are presented.

Аннотация

Рассматривается специальный источник тяжелых ионов, формирующий поток плазмы, вытекающей из источника вдоль магнитного поля. Приводится краткое описание диагностической аппаратуры и первые результаты экспериментов по измерению основных параметров плазменного потока.

1. ВЕДЕНИЕ

В связи с возрастающим в последнее время интересом к применению различных технологий с использованием тяжелых ионов весьма актуальным является исследование основных параметров принципиально нового универсального плазменного источника тяжелых ионов, предложенного авторами. Источник создан на основе магнитной ловушки со скрещенными полями (радиальное электрическое и аксиальное магнитное поля), в которой реализуется режим S-разряда, с холодным катодом [1].

Источник формирует поток плазмы, вытекающий из него вдоль силовых линий магнитного поля. В рассматриваемом источнике уже в первых экспериментах удалось получить высокие ионные токи (до 1А) в квазистационарном режиме.

2. ИСТОЧНИК ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Источник тяжелых ионов (типа ИСП) создан на основе магнитной ловушки со скрещенными полями (радиальное электрическое и аксиальное магнитное), в которой реализуется режим S-разряда с холодным катодом (рис.1).

Основные конструктивные размеры источника: расстояние между торцевыми электродами 400 мм, диаметр катода 10 мм, диаметр анода (вакуумная камера) 280 мм. S-разряд (Self-Sputtering discharge) - плазменный разряд с тяжелыми ионами в скрещенных электрическом и магнитном полях, поддерживающийся за счет самораспыления катода быстрыми тяжелыми ионами.

Ионы плазмы состоят в основном из материала катода. Основные закономерности горения S-разряда рассмотрены подробнее в [1],[2].

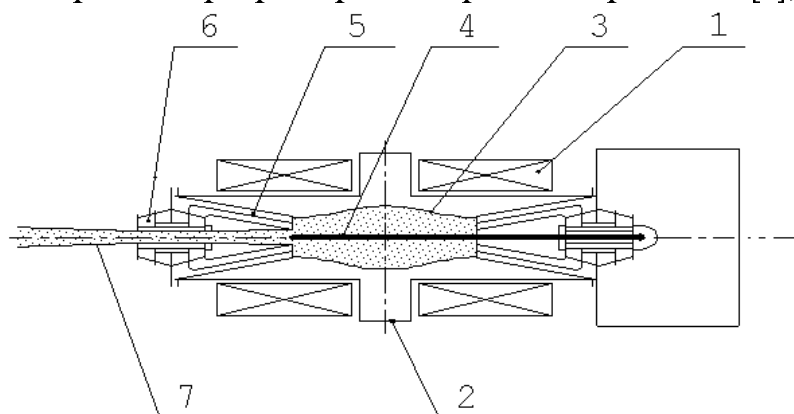


Рис.1 Конструкция источника.

1-катушка магнитного поля; 2-вакуумная камера; 3-плазменный объем; 4-катод; 5-электроды; 6- изолятор; 7-плазменный поток

В данном источнике ларморовский радиус ионов много больше размеров системы, однако поскольку $R_k \ll R$ - ионы будут замагничены, если выполнено условие при котором ион двигаясь по сложной траектории (типа розетки) не падает на катод, это условие может быть представлено в виде:

$$W_{\text{распл}} + q \cdot \int_{R_k}^R E(r) dr \leq \frac{q^2 B^2}{8m} \cdot \frac{(R^2 - R_k^2)^2}{R_k^2}$$

R_k - радиус катода, R - радиус точки рождения иона, m -масса иона, $E(r)$ - радиальное электрическое поле, создаваемое торцевыми электродами, $W_{расп\perp}$ - энергия распыленного атома в поперечном направлении

Основные процессы происходят в 2-х областях (рис.2). Практически весь потенциал, приложенный к плазме, сосредоточен в прианодной области (II), где электрическое поле достаточно велико.

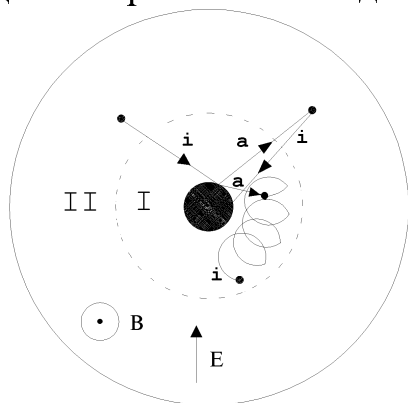


Рис.2 Принцип работы источника тяжелых ионов.

В этой области образуются как замагниченные, так и немагниченные тяжелые ионы. Немагниченные тяжелые ионы с высокими энергиями падают на катод под углом и поддерживают баланс частиц в разряде за счет распыления материала катода. Практически для всех возможных материалов реальный коэффициент самораспыления $S > 1$ с учетом того, что часть ионов падает на поверхность катода под малыми углами. Замагниченные быстрые тяжелые ионы образуют ионную компоненту горячей плазмы в области II, что обеспечивает необходимые условия для ионизации в этой области.

Радialное распределение потенциалов в источнике и конструкция электродного узла позволяют максимально уменьшить радиальное электрическое поле в области (I), что позволяет в свою очередь получить в этой области относительно холодную, замагниченную тяжелоионную плазму. Тяжелые ионы, образовавшиеся за счет ионизации распыленных атомов, вылетевших с катода с энергией 1-10 эВ, имеют энергию:

$$W_{\perp} = W_{\perp расп} + W_E$$

где W_E - энергия, набираемая в радиальном электрическом поле (в области I) после ионизации.

Ларморовский радиус этих ионов меньше радиального размера области (I). Замагниченные тяжелые ионы формируют в прикатодной области плотное плазменное облако, которое выходит в специальную выпускную трубу вдоль силовых линий магнитного поля через магнитную пробку. Диаметр трубы 50 мм. Максимальные поперечные энергии выходящих тяжелых ионов ограничены радиусом трубы и размерами катода. Внутри источника поперечная энергия иона определяется в основном электрическим полем и местом ионизации, а скорость в продольном направлении - перекачкой энергии из поперечной в продольную, торможением при прохождении пробки и диаграммой направленности распыленного атома. Столкновительный режим вытекания плазменного потока приводит к выравниванию продольной и поперечной энергий тяжелых ионов.

Тяжелый ион выходит из источника через магнитную пробку, набирая продольную энергию за счет нескольких процессов: начальной энергии распыленного атома [3], перекачки поперечной энергии в продольную в градиентном магнитном поле, а также набора энергии в результате $i-i$

столкновений [4], кроме того имеется ускорение или замедление ионов за счет малых электрических потенциалов ($\sim T_e$) существующих в области (I).

$$W_{\parallel} \approx W_{sp} + W_{\perp} \cdot \frac{t}{\tau} - W_{\perp} \cdot \frac{\Delta B}{B_0} + q \cdot U_{\parallel}$$

где ΔB - перепад магнитного поля между центральной частью установки и магнитной пробкой; t - время пролета между точкой рождения и магнитной пробкой; τ - время между i - i столкновениями; W_{sp} - продольная энергия распыленного атома; U_{\parallel} - напряжение, обусловленное продольным электрическим полем.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА

3.1 Основные параметры источника тяжелых ионов.

Для прогнозирования перспектив использования источника ионов в программе по ИЦР-разделению изотопов необходимо получить информацию о следующих параметрах плазмы: температуре электронов T_e , плотности тяжелых ионов n_i , продольной скорости плазмы (ионов) вдоль оси источника V_{\parallel} , поперечной энергии ионов $W_{\perp}(V_{\perp})$.

3.2 Методика измерений и результаты.

Измерения проводились в одном режиме работы источника, характерные осциллограммы тока разряда и напряжения на плазме приведены на рис.3. Вся диагностическая аппаратура находилась под потенциалом катода (~ 5 кВ), а измерения проводились относительно потенциала плазмы. Эксперименты проводились с ионами титана (материал катода).

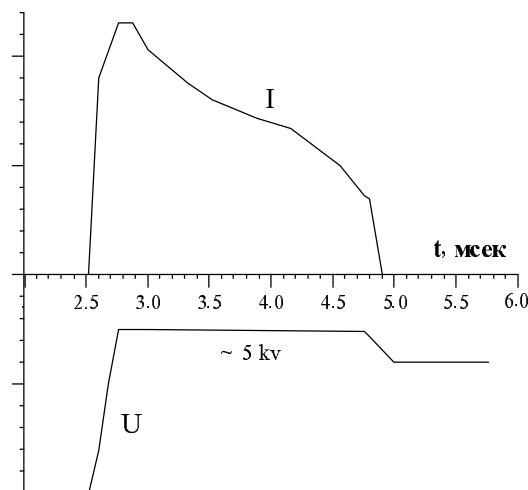


Рис.3 Характерные осциллограммы тока и напряжения в источнике.

Использовались автономные системы питания зондов, измеряемый сигнал преобразовывался и передавался по световодным каналам на регистрирующую аппаратуру. Блок схема измерений показана на рис.4.

Использовались зондовые методы диагностики, позволяющие оценить основные параметры плазмы. Для специфических условий плазмы в источнике (замагниченные тяжелые ионы, высокая плотность) были применены специально сконструированные зонды.

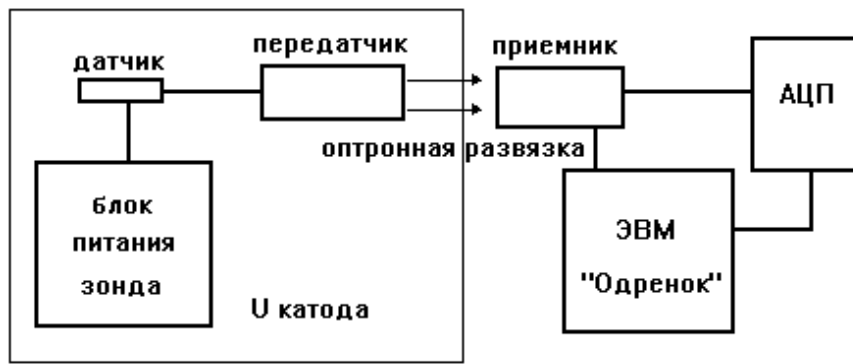


Рис. 4 Блок-схема измерений.

3.2.1 Измерение нижней границы спектра продольных скоростей тяжелых ионов методом отсечки ионного тока диафрагмами.

3.2.1.1 Методика измерения.

Используя замагниченность тяжелых ионов можно оценить нижнюю границу продольного спектра ионов по скоростям. Для этого поток плазмы падающий на плоский экран пропускается через малое отверстие с $D \ll R_L$, $D \gg \rho_D$ (R_L -ларморовский радиус иона, ρ_D -дебаевский радиус экранирования). Через диафрагму с заданными размерами (толщина d и диаметр D) проходят ионы с определенным соотношением $V_{||}/V_{\perp}$. За время пролета через диафрагму $t = d/V_{||}$ ион пройдет в поперечном направлении расстояние l , представляющее собой дугу ларморовской окружности. При $R_L \gg D$ дугу можно считать отрезком прямой, т.е. не учитывать кривизны. Тогда условие прохождения иона через диафрагму:

$$l/V_{\perp} \geq d/V_{||}$$

Из приведенного соотношения можно записать условие для $V_{||}$, при котором тяжелые ионы не проходят через диафрагму:

$$V_{||} \leq V_{\perp} \cdot d/L$$

Предельный случай потери ионов на торце диафрагмы возникает при $L=D$, когда ионный ток на внутренний цилиндр равен нулю.

3.2.1.2 Конструкция датчика.

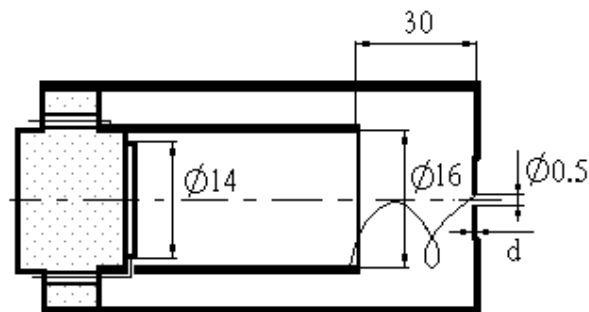


Рис. 5 Датчик для измерения продольной скорости потока ионов.

Датчик для измерения продольной скорости потока (рис.5) представляет собой конструкцию из двух вложенных цилиндров и плоского электрода ("пятак"), внешний цилиндр служит корпусом датчика и закрывает-

ся диафрагмой с размерам: $D=0.5$ мм - диаметр отверстия, d - толщина диафрагмы.

Принцип работы датчика заключается в следующем: входная диафрагма вырезает часть плазменного потока и центрует проходящие через нее частицы относительно осей цилиндров (центр диафрагмы совпадает с осью цилиндров). Отрицательное напряжение, подаваемое на внутренний цилиндр относительно внешнего, позволяет собирать ионную компоненту, отсекая электроны.

Траектория иона представляет собой винтовую кривую с ларморовским радиусом вращения иона, определяемым поперечной скоростью:

$$R_{\perp} = M_i \cdot V_{\perp} / qB$$

где M_i -масса иона, кг; q -заряд, Кл; B -магнитная индукция, Тл.

На цилиндр радиуса R_{\perp} попадают ионы с $R_{\perp} \geq R_{\perp}/2$, при этом нижняя граница их поперечной энергии:

$$W_{\perp} = \frac{(qB \cdot R_{\perp})^2}{8 \cdot M_i}$$

Внутренний цилиндр с радиусом 8 мм собирает ионы с поперечной энергией ≥ 7.5 эВ ($V_{\perp} = 5.6 \cdot 10^5$ см/с).

Центральный электрод собирает все оставшиеся частицы.

Ось датчика совпадает с осью источника.

3.2.1.3 Результаты измерений.

Экспериментальная зависимость ионного тока от отношения d/D ($D=0.5$ мм; $d=20; 100; 150; 250; 350; 450; 600$ мкм) приведена на рис.6 .

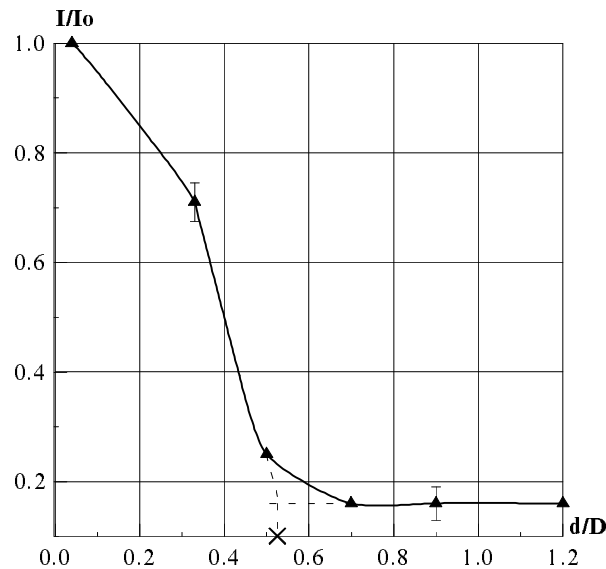


Рис.6 Ионный ток в зависимости от отношения d/D ($z=10$ мм).

Из графика видно, что отсечка ионного тока на цилиндр происходит при: $d/D \approx 0.53$, таким образом

$$V_{\parallel} \approx 0.53 \cdot V_{\perp} = 3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$$

Измерения проводились на расстоянии 10 мм от магнитной пробки, при увеличении смещения по Z скорость заметно не изменялась.

С помощью этого же датчика при некоторой модификации расчетного метода можно получить полный энергетический спектр продольных скоростей.

3.2.2. Спектр поперечных энергий и радиальное распределение плотности плазмы.

3.2.2.1 Измерительный датчик .

Измерительный датчик представляет собой комплект вложенных соосных цилиндров (рис. 7).

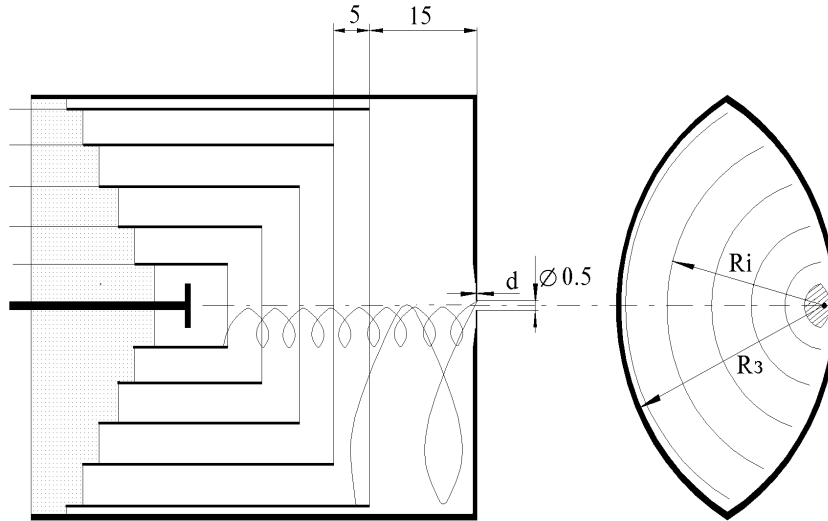


Рис.7 Датчик для измерения спектра поперечных энергий ($R_i=4; 8.5; 13; 17.5; 22$ мм , $R_3=23.5$ мм, $d=20$ мкм)

Принцип работы датчика заключается в следующем: входная диафрагма вырезает часть плазменного потока и центрирует проходящие через нее частицы относительно осей цилиндров (центр диафрагмы совпадает с осью цилиндров). Плазменный поток проходит через отверстие в диафрагме, так как дебаевский радиус экранирования в нашем случае:

$$\rho_D = 500 \cdot (W[\text{эВ}] / n_0[\text{см}^{-3}])^{1/2} = 3.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$$

меньше диаметра отверстия диафрагмы ($D=0.5$ мм). Использование диафрагмы позволяет уменьшить ток тяжелых ионов на датчик.

После прохождения частицами диафрагмы происходит пространственное разделение зарядов, т.к. $R_{\text{ле}} < D$ ($R_{\text{ле}}=5 \cdot 10^{-3}$ см), а $R_{\text{ли}} > D$ ($R_{\text{ли}} \sim 1$ см).

Траектория иона представляет собой винтовую кривую с ларморовским радиусом иона $R_{\text{л}}$, определяемым поперечной энергией. Собирая ионы с определенными ларморовскими радиусами на соответствующие цилиндры, можно восстановить энергетический спектр тяжелых ионов по поперечным энергиям. На цилиндр радиуса $R_{\text{ци}}$, без учета эффекта попадания иона на соседний цилиндр попадают ионы с: $R_{\text{ци}i} \leq 2R_{\text{л}} < R_{\text{ци}i+1}$ ($R_{\text{ци}i+1} > R_{\text{ци}i}$), при этом их поперечная энергия:

$$(q \cdot B \cdot R_{\text{ци}})^2 / (8 \cdot M_i) \leq W_{\perp} < (q \cdot B \cdot R_{\text{ци}i+1})^2 / (8 \cdot M_i)$$

Систематическая погрешность датчика при определении энергии приведена в *таблице 1*:

$R_{ц}, \text{мм}$	4	8.5	13	17.5	22
$W_{\perp}, \text{эВ}$	2.5	11.6	27.1	49.2	77.7
$\pm \Delta W_{\perp}, \text{эВ}$	4.5	7.7	10	14.2	4.5

При снятии энергетических спектров необходимо учитывать поправки, обусловленные потерями ионов на датчике: входной диафрагме; стенках датчика и так далее. Спектр так же может быть искажен попаданием иона на соседний цилиндр. Все эти поправки были рассчитаны и учтены при конструировании датчика и обработке результатов измерений. Физическая сущность этих поправок рассмотрена ниже.

Диафрагма.

При измерении спектра поперечных энергий ионов считаем, что продольная скорость фиксирована и равна скорости определяемой в соответствии с п.3.2.1. По мере увеличения V_{\perp} диафрагма начинает обрезать поток частиц проходящих через диафрагму вдали от ее оси (вблизи стенок). Поправка связанная с этим эффектом рассчитывается по методике приведенной в Приложении 1.

Коэффициент прохождения ионов в зависимости от энергий для диафрагмы размерами $d=20 \text{ мкм}$, $D=0.5 \text{ мм}$ - *таблица 2*.

$R_{ц}, \text{мм}$	4	8.5	13	17.5	22
$l, \text{мкм}$	22	47	72	97	122
K_1	1.05	1.14	1.22	1.3	1.43

Влияние стенки датчика.

Конструкция датчика представляет собой усеченные цилиндры, что обеспечивает возможность радиальных измерений по всему размеру выпускной трубы. Часть прошедших диафрагму ионов теряется на стенке, не долетая до цилиндров. Потери зависят от энергии ионов и определяются размерами датчика.

Численные значения поправочных коэффициентов (Приложение 2) для датчика $R_3=23.5 \text{ мм}$ и расстояния от стенки датчика до отверстия диафрагмы 1.5 мм , приведены в *таблице 3*

$R_i, \text{мм}$	3	4	8.5	13	17.5	22
K_2	2	3	4	5.25	6.56	8

Влияние стенки вакуумной камеры на радиальное распределение.

При восстановлении радиального распределения спектров необходимо учитывать поправочный коэффициент, вносимый вакуумной камерой (выпускной трубой) при измерениях возле ее стенки. Ранее коэффициент

датчика был рассчитан из условия равновероятного вхождения иона в диафрагму под любым углом. При измерении вблизи стенки трубы это условие нарушается (Приложение 3). Численные значения коэффициента K_3 приведены в *таблице 4*.

$R_i, \text{мм}$	0	5	10	15	20
$R_{ц}, \text{мм}$					
4	1	1	1	1	1
8.5	1	1	1	1	0.75
13	1	1	1	0.78	0.65
17.5	1	1	0.78	0.65	0.58
22	1	0.74	0.61	0.56	0.53

Влияние объемного заряда.

При пространственном разделении зарядов возникает объемный заряд, который может ограничивать ток на датчик. Оценка по закону “3/2” для цилиндрической конфигурации дает $I_{кр} \sim 2.5 \text{ мА}$. [5] Была проведена экспериментальная проверка влияния объемного заряда на ток тяжелых ионов, проходящих через диафрагму. На датчик устанавливались диафрагмы толщиной 20 мкм с различными диаметрами отверстий (0.2; 0.5; 1; 1.5 мм), ток датчика с учетом поправочных коэффициентов (K_1, K_2, K_3) изменялся пропорционально изменению площади отверстия диафрагмы. Таким образом, экспериментальная проверка показала отсутствие влияния объемного заряда на измерения тока датчиком.

3.2.2.2 Энергетические спектры тяжелых ионов по поперечным энергиям.

Энергетические спектры тяжелых ионов в зависимости от радиуса, снятые на расстоянии 10 мм от пробки показаны на рис.8.

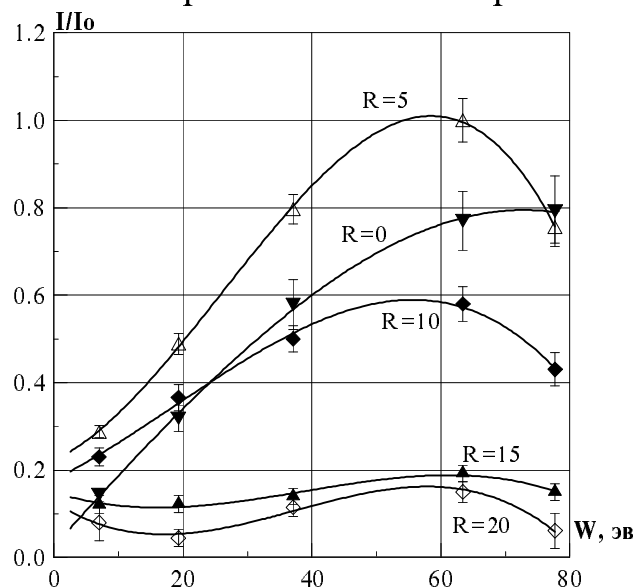


Рис.8 Спектры поперечной энергии ионов Ti для различных радиусов выпускной трубы источника ($Z=10 \text{ мм}$, $I_0=35 \text{ мкА}$)

3.2.2.3 Радиальное распределение плотности тяжелых ионов.

Описанный вид датчика позволяет определить радиальное распределение плотности ионов. Сумма всех ионных токов, измеренные на цилиндрах, с учетом поправочных коэффициентов дает ионный ток через диафрагму:

$$I_{\Sigma} = \sum_i K_{1i} \cdot K_{2i} \cdot K_{3i} \cdot I_i$$

Плотность плазмы:

$$n = \frac{j}{e \cdot V_{\parallel}} = \frac{I_{\Sigma}}{S_d \cdot e \cdot V_{\parallel}}$$

где S -площадь отверстия диафрагмы.

При этом суммарный ионный ток в выпускной трубе ~ 0.6 А.

Графики распределения плотности по радиусам приведены для расстояний $z=10$ мм и $z=70$ мм от пробки на рис.9.

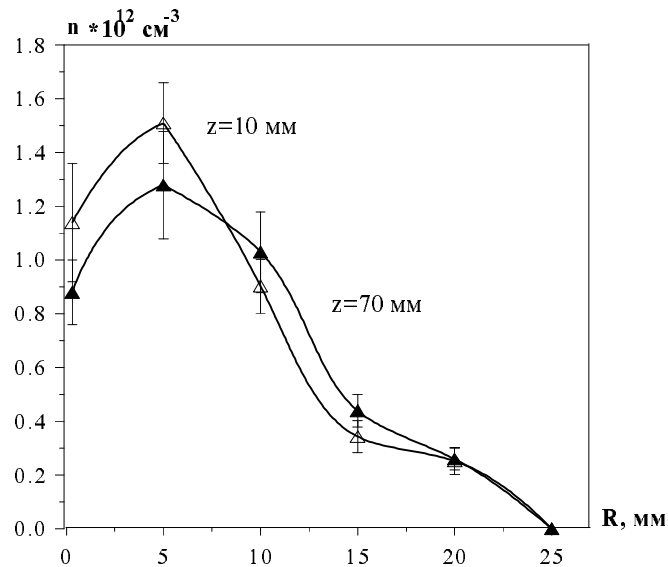


Рис.9 Радиальное распределение плотности тяжелых ионов (Ti) на расстоянии 10 и 70 мм от пробки.

3.2.2.4 Радиальное распределение примеси (рабочий газ - водород).

Ионы водорода (протоны) попадают на центральный электрод датчика, так как ларморовский радиус иона меньше размера электрода $R_n < Dz$. Доля примеси легкой компоненты в плазме $\sim 50\%$ (рис.10) в предположении, что продольные скорости легких и тяжелых ионов одинаковые и равны $V_{\parallel} \approx 3 \cdot 10^5$ см/с.

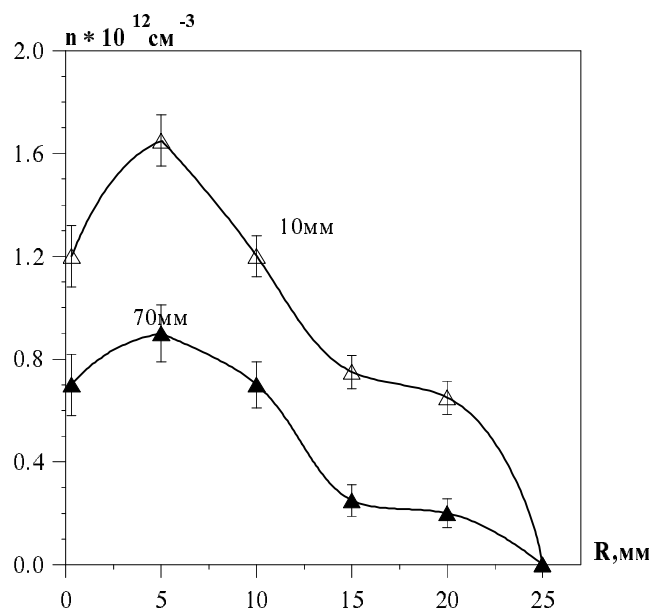


Рис.10 Радиальное распределение плотности примеси (водорода) на расстоянии 10 и 70 мм от пробки.

3.2.3 Ленгмюровские одиночные зонды.

Эксперименты проводились с одиночным зондом имеющим следующую конструкцию (рис.11): цилиндр из вольфрама (длина 3 мм, диаметр 0.1 мм) расположен вдоль оси источника.

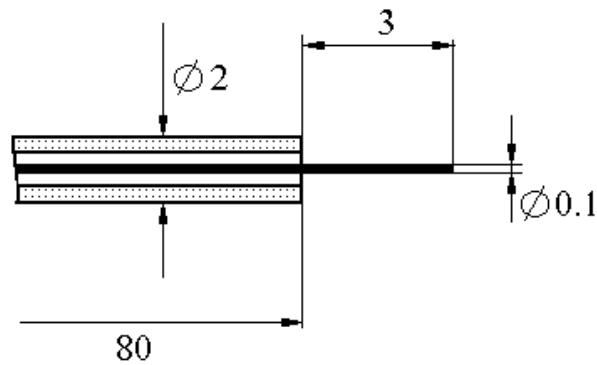


Рис.11 Конструкция одиночного зонда.

Одиночный зонд дает удовлетворительную точность измерений, если плазма описывается распределением Максвелла. В нашем случае максвеллизация происходит в разряде в центральной части источника, где $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $V_e \sim 4 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, $\sigma \sim 10^{-16} \text{ см}^2$, следовательно $t_{\text{макс}} = 2.5 \text{ мкс}$.

Влияние размера зонда на измерения незначительное, так как длины свободного пробега ионов и электронов $\lambda_i \sim 200 \text{ см}$; $\lambda_e \sim 1000 \text{ см}$ много больше размеров зоны возмущенной зондом.

Измеренная зондовая характеристика приведена на рис.12.

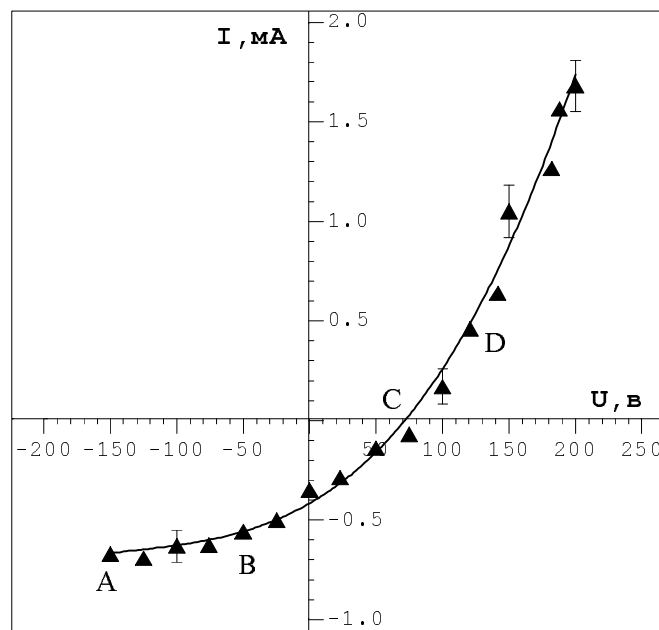


Рис.12 Зондовая характеристика одиночного зонда $R=12$ мм; $Z=10$ мм.

При энергиях ионов порядка 20-80 эВ коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии невелик $\gamma_{ie} > 10^{-3}$ электрон/ион [3], [6], и его влиянием на измерения ионного тока можно пренебречь. При положительном потенциале зонда вторичная ионная эмиссия с поверхности зонда также мала $\gamma_{рас\ i} \sim 0.1$ [6],[7].

3.2.3.1 Измерение T_e .

Обычно электронная температура определяется по наклону электронной ветви зондовой характеристики:

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\frac{d \ln I}{dU}}$$

Более точное значение T_e можно получить, обработав графически участок BD (рис.12) [8]. Этот метод предпочтительнее в нашем случае, так как при небольших отрицательных и положительных потенциалах зонда влияние магнитного поля на электронную ветвь характеристики мало [8]. Для этого необходимо экстраполировать ионный ток из зоны “насыщения” АВ в область более низких (по модулю) потенциалов зонда.

Учитывая, что $D_d \ll R_{пл}$, можно считать, что влияние электрического поля на ионы несущественно и, что ток ионов на зонд в любой точке характеристики постоянен:

$$I_i = I_{и\text{нас}} = \text{const} ,$$

где $I_{и\text{нас}}$ -ток ионного насыщения.

Используя соотношение $I_e = I_{\Sigma} - I_i$ можно получить значение I_e в любой точке характеристики.

Полученный таким образом электронный ток на зонд представлен на рис.13 .

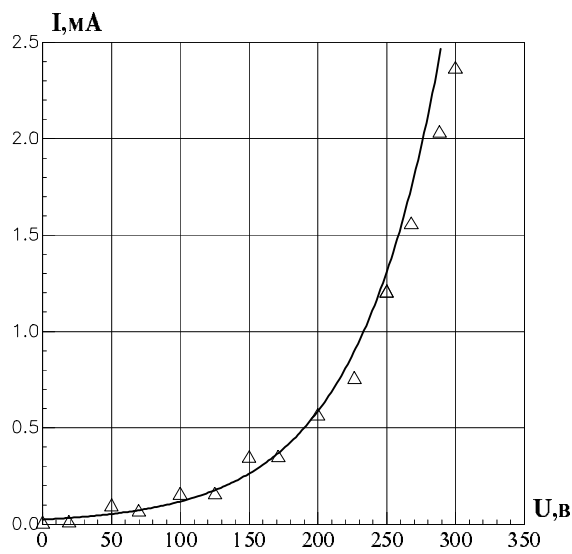


Рис.13 Аппроксимация электронного тока зонда экспоненциальной функцией ($T_e=60$ эВ).

Из теории одиночных зондов известно:

$$I_e = -I_0 \cdot \exp\left[\frac{eU}{kT_e}\right]$$

где $I_0 = \text{const}$,

При аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной функцией (см. рис. 13), было получено значение $T_e \cong 60$ эВ.

3.2.3.2 Оценка плотности n_i .

Сделать точную оценку плотности по зондовой характеристике сложно из-за влияния магнитного поля и неточной ориентации зонда вдоль расходящихся линий магнитного поля. Оценить плотность ионов с точностью до 50% можно по ионному току насыщения, используя следующую модель.

Площадь сбора зонда $S_{\text{сб}}$ состоит из двух частей: S_T -торца зонда и $S_{\text{бп}}$ -площадь боковой поверхности.

$$I_{\text{нас}} \cong 0.7 \text{ мА (рис.12)}$$

Скорость поступления ионов на торец зонда определяется V_{\parallel} , а на боковую поверхность V_{\perp} , Тогда:

$$n_i = \frac{4 \cdot I_{\text{нас}}}{e \cdot (S_{\text{бп}} \cdot V_{\perp} + S_T \cdot V_{\parallel})}$$

$$n_i \cong 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$$

Измерения проводились в точке с $R_i=12$ мм. Полученная оценка с точностью $\sim 40\%$ согласуется с результатом, полученным при измерении цилиндрическим зондом.

Магнитное поле сглаживает на зондовой характеристике переход к электронному насыщению, делая его менее резким, поэтому оценить плотность по $I_{\text{нас}}$ трудно.

3.3 Обсуждение.

3.3.1 Поперечная энергия тяжелых ионов.

В объеме источника поперечная энергия тяжелых ионов определяется как начальной скоростью распыленных атомов в момент ионизации, так и величиной радиального электрического поля, в котором происходит ионизация. В пикатодной области существует провисание электрического потенциала порядка $2-6T_e/e$, соответственно ионы, образовавшиеся в этой области, двигаясь по циклоидам, имеют энергию, изменяющуюся вдоль циклоиды от 0 до 200 -300 эВ, при входе в пробку они сохраняют тепловую энергию порядка $1/4$ от W_{max} , эта энергия много выше начальной энергии тяжелых атомов. При выходе потока из ловушки поперечная энергия может перекачиваться в продольную за счет $i-i$ столкновений и градиента магнитного поля. При выходе из магнитной пробки часть продольной энергии переходит в поперечную. При большой длине свободного пробега иона поперечная энергия при переходе через магнитную пробку практически не изменяется и соответствует T_e/e .

3.3.2 Продольная энергия тяжелых ионов.

Продольная энергия тяжелых ионов за магнитной пробкой определяется: энергией с которой ион выходит из пробки W_0 ; продольным градиентом магнитного поля между магнитной пробкой и точкой измерения ($\Delta B/B \sim 1\%$), и перекачкой поперечной энергии в продольную за счет $i-i$ столкновений.

$$W_{\parallel} \approx W_{\parallel 0} + W_{\perp} \cdot \frac{t}{\tau} + W_{\perp} \cdot \frac{\Delta B}{B_0}$$

t - время пролета от пробки до зонда; τ - время между $i-i$ столкновениями.

Учитывая, что $\Delta B/B_0 \sim 1\%$, $n_i \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $W_{\perp} = 60 \text{ эВ}$, $R = 1.1$

$$W_{\parallel} \approx W_0 + 8 \cdot 10^{-3} \cdot W_{\perp} + 10^{-2} \cdot W_{\perp} \approx W_0,$$

что составляет несколько эВ. Экспериментально измеренная продольная скорость также незначительно изменялась при удалении от магнитной пробки.

3.3.3 Электронная температура.

При плотности плазмы 10^{12} см^{-3} и выше характерное время максвеллизации электронной компоненты много меньше, чем характерное время жизни частиц в плазме ($\sim 50 \text{ мкс}$). Поэтому очевидно, что электронная температура должна быть одного порядка (60 эВ), как в центральной области ловушки (разряда), так и в запробочной области (области продольного дрейфа плазмы).

3.3.4 Плотность плазмы и продольная скорость ионов.

Плотность плазмы в запробочной области определялась из измеренных экспериментально плотности тока и продольной скорости ионов $j = e \cdot n \cdot V_{\parallel}$. В этом случае величина плотности весьма существенно зависит от величины V_{\parallel} .

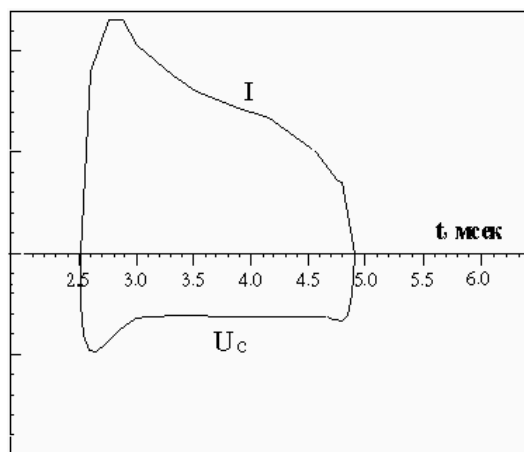


Рис.14 Характерные сигналы измеряемого ионного тока на цилиндрах датчика.

Характерные осциллограммы сигналов с измерительного датчика (рис.14), показывают его стабильность в течении нескольких миллисекунд при значительном изменении разрядного тока, а следовательно плотности плазмы в объеме ловушки. в общем случае $V_{||}$ изменяется в течении разряда и при замене рабочего вещества (материала катода).

3.3.5 Радиальная диффузия плазмы.

В объеме источника плазменное облако ограничено размерами катода. В выпускной трубе внутренняя полость быстро заполняется плазмой за счет радиальной диффузии, о чем свидетельствует распределение плотности тяжелых ионов при различных расстояниях от магнитной пробки (рис.9).

3.4 Вывод.

Проведенные эксперименты позволяют сделать некоторые выводы:

1. Специально сконструированная диагностическая аппаратура позволяет проводить экспресс-измерений основных параметров источника тяжелых ионов с целью оптимизации его режимов.

2. Экспериментально измеренные параметры плазменного потока: $V_{||\min} \cong 3 \cdot 10^5$ см/с ($W_{||} \geq 2$ эВ); $\langle W_{\perp} \rangle \sim 40$ эВ; $n_i \sim 10^{12}$ см⁻³; $T_e \cong 60$ эВ; $\langle j \rangle \sim 30$ мА/см²; $I_{\Sigma} = 0.6$ А, хорошо согласуются с физической моделью источника.

3. Источник тяжелых ионов обладает рядом преимуществ по сравнению с существующими источниками ионов: универсальность, большой ионный ток.

4. ПРИЛОЖЕНИЯ.

Приложение 1. Расчет поправки вносимой в измерения диафрагмой.

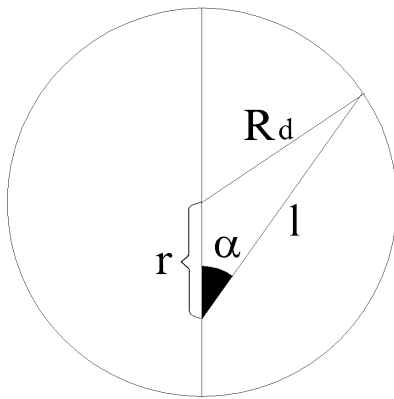
Размеры диафрагмы искажают спектр за счет потерь ионов на торце диафрагмы. Через диафрагму проходят ионы со скоростями, удовлетворяющими соотношению

$$\frac{l}{V_{\perp}} \geq \frac{d}{V_{\parallel}}$$

где l - расстояние, которое ион пройдет в поперечном направлении за время $t = d / V_{\parallel}$. Предельная точка влета частицы, проходящей в диафрагму, определяется отношением:

$$l = \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} \cdot d$$

Возможны два случая: 1) $l > R_d$ (рис.1.1)



По теореме косинусов:

$$R_d^2 = r^2 + l^2 - 2 \cdot r \cdot l \cdot \cos \alpha$$

где r - текущий радиус,

$R_d = D/2$ - радиус диафрагмы.

Коэффициент прохождения одиночной частицы с данной энергией, определяющей l , находится через угол α , зависящий от точки влета частицы.

Коэффициент прохождения для одной частицы с данным l :

$$K_s = \frac{\alpha}{\pi} = \frac{\arccos \frac{l^2 + r^2 - R_d^2}{2 \cdot l \cdot r}}{\pi}$$

На кольцо с текущим радиусом r и шириной dr попадает частиц:

$$dN_{\text{пад}} = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot n \cdot dr$$

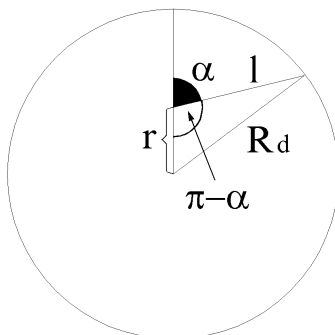
где n - концентрация частиц на единицу площади.

Из них проходит через диафрагму:

$$dN_{\text{пр}} = K_s \cdot dN_{\text{пад}} = 2 \cdot r \cdot n \cdot \arccos \left(\frac{l^2 + r^2 - R_d^2}{2 \cdot l \cdot r} \right) \cdot dr$$

Полное количество прошедших через диафрагму частиц:

$$N_{\text{ид}} = 2 \cdot n \cdot \int_{l-R}^R r \cdot \arccos \frac{l^2 + r^2 - R_d^2}{2 \cdot r \cdot l} dr$$



2) $l < R_d$ (рис.1.2)

Аналогично п. 1) получаем:

$$R_d^2 = r^2 + l^2 - 2 \cdot r \cdot l \cdot \cos (\pi - \alpha)$$

$$R_d^2 = r^2 + l^2 + 2 \cdot r \cdot l \cdot \cos \alpha$$

Коэффициент прохождения одиночной частицы:

$$K_s = \pi - \frac{\alpha}{\pi} = 1 - \frac{\arccos \frac{R_d^2 - l^2 - r^2}{2 * l * r}}{\pi}$$

Полное количество прошедших частиц:

$$N_{пр} = n * \pi * R_d^2 - 2 * n * \int_{R-l}^R r * \arccos \frac{R_d^2 - l^2 - r^2}{2 * r * l} dr$$

Полное количество падающих на диафрагму частиц:

$$N_{пад} = n * \pi * R_d^2$$

Поправочный коэффициент диафрагмы:

$$K_1 = \frac{N_{пад}}{N_{прош}}$$

В экспериментах использовалась диафрагма $D=0.5$ мм, $d=20$ мкм. ($l < R_d$)

Приложение 2. Расчет поправки вносимой потерями на стенке датчика.

При движении часть прошедших диафрагму ионов теряется на стенке, не долетая до цилиндров (рис.2.1). Потери зависят от энергии ионов и определяются размерами датчика.

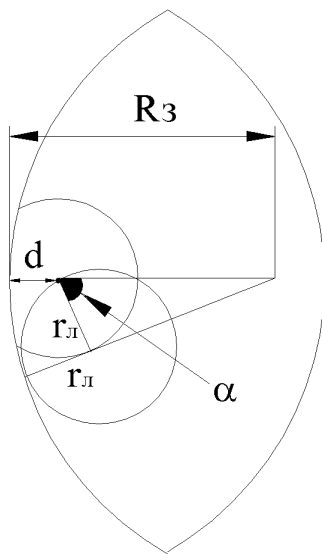


Рис.2.1 Потери на стенке датчика.

Ионы, влетающие в зонд под углом больше некоторого α , оседают на стенке, соответственно поправочный коэффициент: $K_2 = \pi / \alpha$

Угол α вычисляется следующим образом:

$$\cos \alpha = \frac{r_{л}^2 + (R_3 - d)^2 - (R_3 - r_{л})^2}{2 * r_{л} * (R_3 - d)}$$

где R_3 - радиус зонда;

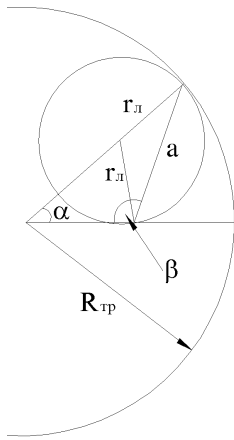
d - расстояние от стенки до отверстия диафрагмы;

$R_3 = 23.5$ мм, $d = 1.5$ мм.

Приложение 3. Расчет поправки вносимой стенками выпускной трубы.

При восстановлении радиального распределения спектров необходимо учитывать поправочный коэффициент, вносимый вакуумной камерой (выпускной трубой) при измерении возле ее стенки. Поправочный коэффициент зонда был рассчитан из условия равновероятного нахождения иона по всем направлениям от отверстия, это условие нарушается при измерении возле стенки трубы (рис.3.1).

Рис.3.1 К расчету потерь на вакуумной камере



Необходимо учесть отсутствие части ионов вблизи стенки: $K_3 = \beta/\pi$

Найдем угол α :

$$r_L^2 = R^2 + (R_{\text{тр}} - r_L)^2 - 2R(R_{\text{тр}} - r_L)\cos\alpha$$

$$\cos\alpha = \frac{R^2 + (R_{\text{тр}} - r_L)^2 - r_L^2}{2 * R * (R_{\text{тр}} - r_L)}$$

$$a^2 = R_{\text{тр}}^2 + R^2 - 2 * R * R_{\text{тр}} * \frac{R^2 + (R_{\text{тр}} - r_L)^2 - r_L^2}{2 * R * (R_{\text{тр}} - r_L)}$$

$$\cos\beta = \frac{a^2 + R^2 - R_{\text{тр}}^2}{2 * a * R}$$

$$K_3 = \beta/\pi$$

ЛИТЕРАТУРА.

- [1] V.I. Volosov, G.F. Abdrashitov, A.A. Bekhtenev, V.V. Kubarev, V.E. Pal'chikov, Yu. N. Yudin, // On the mechanism of heavy impurity plasma filling (S-discharge). Journal of Nuclear Materials, 128, 129 (1984), 445-451.
- [2] В.И. Волосов, И.Н. Чуркин // Вольт-амперные характеристики разряда с тяжелыми ионами в ловушке со скрещенными полями. // Препринт ИЯФ- 94-75. Новосибирск;ИЯФ,1994.
- [3] Физические величины (справочник) // Под. ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова Энергоатомиздат М., 1991.
- [4] Вопросы теории плазмы // Под. ред.М.А.Леонтовича (выпуск 1) Т1, М., Госатомиздат, 1963.
- [5] М.Д. Габович, Н.В. Плешивцев, Н.Н. Семашко // Пучки ионов и атомов для управляемого термоядерного синтеза и технологических целей. М., Энергоатомиздат, 1986.
- [6] М. Каминский // Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., Мир 1967
- [7] В.Т. Черепин //Масс-спектрометрия вторичных ионов Итоги науки и техники, Серия Физика плазмы т.6,1991.
- [8] О.В. Козлов // Электрический зонд в плазме. М., Атомиздат, 1969.