

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ, ОБРАЗОВАННОЙ В АКТИВНОЙ ЗОНЕ СТАЦИОНАРНОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА.

С.К. Кунаков

Алматинский Технологический Университет,
Республика Казахстан

Значительные возможности в исследовании плазмы, образованной продуктами ядерных реакций, открывают использование зондовых методов. Известно, что зондовый метод позволяет из ВАХ зонда получить такие параметры плазмы как концентрацию заряженных частиц, которая в свою очередь дает представление о механизмах преобразования ядерной энергии в световую. В свою очередь именно эволюция открытых систем имеет разнообразные разветвления наиболее интересным из которых является эволюция по пути прямого преобразования ядерной энергии в свет.

Введение

Метод зондов, предложенный Ленгмюром в 1933 году, заключается в следующем [1]. Электрический зонд, небольшой электрод шаровой, цилиндрической или плоской формы, вводится в плазму. Потенциалу зонда придают значения более высокие, чем потенциал плазмы φ_0 в данном месте. Если зонд находится при потенциале, отличном от φ_0 , то в окружающем его пространстве возникает электрическое поле, ускоряющее заряды одного знака и отталкивающее заряды другого знака. Полный ток на зонд складывается из ионного тока I_i и электронного тока I_e .

$$I = I_i + I_e \quad (1.1)$$

Зондовая характеристика представляет зависимость полного тока на зонд от потенциала зонда.

Для того чтобы найти параметры плазмы, необходимо вычислить вид зондовой характеристики из некоторой упрощенной теоретической модели и сравнить его с наблюдаемой характеристикой.

Первая теоретическая модель зонда была разработана И. Ленгмюром в 1924-1932 годах. Модель зонда предполагала монотонный характер изменения потенциала в возмущенной зоне и, как показали более поздние исследования, строго применима лишь в сильно разреженной плазме. Последующее

развитие зондового метода диагностики связано с именем Бома. Бом уточнил формулу Ленгмюра для плотности ионного тока на зонд [2]. Эта формула справедлива для разреженной сильно ионизированной плазмы, а с точки зрения современной терминологии описывает случай тонкого бесстолкновительного слоя объемного заряда (СОЗ).

Эти результаты сохраняют свою актуальность и в настоящее время. Они используются в практике измерений цилиндрическими и сферическими зондами в покоящейся разреженной плазме при отсутствии различных осложняющих факторов. К числу таких факторов относятся различные элементарные процессы, протекающие вблизи зонда или процессы на поверхности зонда: эмиссия, отражение, образование поверхностных пленок. Это далеко не полный перечень факторов, влияющих в той или иной степени на зондовый ток. С повышением давления, когда средний пробег становится сравним с размером зонда r_p и слоя объемного заряда, на зондовый ток оказывают влияние столкновения между частицами. Условие слабой степени ионизации позволяет пренебрегать кулоновскими столкновениями и учитывать лишь столкновения заряженных частиц с нейтральным фоном, который предполагается заданным. Зонд не изменяет распре-

ления нейтрального фона, который остается равномерным и равновесным во времени. Столкновения заряженных частиц с нейтральными частицами приводят к снижению тока на зонд по сравнению с его значением в бесстолкновительном режиме. Если размер зонда и слоя объемного заряда оказываются большими по сравнению со средней длиной свободного пробега, то осуществляется режим сплошной среды. Режим сплошной среды характеризуется условием $k_n = \lambda / r_p \ll 1$. При работе зонда в режиме сплошной среды принято выделять следующие три предельных случая:

1. $r_p \gg r_d \gg \lambda$ – столкновительный тонкий СОЗ (слой объемного заряда)
2. $r_d \gg r_p \gg \lambda$ – столкновительный толстый СОЗ
3. $r_p \gg \lambda \gg r_d$ – бесстолкновительный тонкий СОЗ

Два первых режима характеризуются преобладанием столкновений во всех частях плазмы. Движение заряженных частиц определяется процессами диффузии, подвижности, которые описываются с помощью уравнений сплошной среды. Третий режим соответствует случаю, когда движение заряженных частей в квазинейтральной области плазмы описывается явлениями сплошной среды, а в слое объемного заряда, прилегающем к зонду, заряды движутся без столкновений, поскольку толщина слоя объемного заряда мала по сравнению с соответствующими средними длинами свободного пробега λ .

Основные уравнения, описывающие работу зонда в режиме сплошной среды в случае слабоионизированной плазмы, состоят из уравнений неразрывности потоков частиц, уравнения энергии электронов и уравнения Пуассона в дополнение к общим уравнениям неразрывности, количества движения и энергии плазмы.

При термодинамически равновесном состоянии в каждом элементарном объеме

плазмы над всеми другими процессами преобладает обмен энергией путем столкновений между электронами и тяжелыми частицами, а $T_e = T_i$. В этом случае уравнение энергии для электронов оказывается лишним. В ряде задач о плазме с постоянными свойствами предполагают, что отношение T_e / T_i постоянно (возможно отличается от единицы) и уравнением энергии электронов пренебрегают.

Если же плазма находится в термодинамически неравновесном состоянии, то температура электронов определяется из уравнения энергии для электронов, учитывающего влияние электронной теплопроводности и электрического поля, а также обмен энергией путем столкновений между электронами и тяжелыми частицами.

Итак, рассмотрим проводящее тело (электрический зонд), находящееся в покоящейся слабо-ионизированной плазме, содержащей однозарядные положительные и отрицательные ионы и электроны. Считаем, что степени диссоциации и ионизации основных нейтральных компонент малы. Пренебрежем влиянием ионизации на поле течения нейтральных компонент и влиянием столкновений заряженных частиц между собой (за возможным исключением межэлектронных столкновений и ионэлектронных) на процессы переноса.

1. Экспериментальная установка

Расположение экспериментального канала для зондовой диагностики плазмы, образованной продуктами ядерных реакций, схематически приведено на рисунке 1. Диагностический канал выполнен из стальной трубы. На этом же рисунке изображена диагностическая ячейка, которая имеет форму цилиндра диаметром 40 мм, с одним из оснований под корпус с патрубком для заполнения исследуемым газом. В центре другого основания ячейки вваривается гермоввод с тремя выводами, к которым с помощью кон-

тактной сварки крепится зонды различной конфигурации: цилиндрический, сферический и плоский. Зонды крепятся на керамических державках. Нерабочая часть зонда защищена от контакта с плазмой изолятором, изготовленным из кварцевых трубок. Откачка, прогрев и заполнение ампул исследуемой смесью проводится на высоковакуумной установке. После заполнения ампул хвостовик ячейки, где вставлена медная трубка, пережимается на специальном пережимном устройстве и обрезается. Толщина пережима экспериментально подбирается с расчетом сохранения герметичности ячейки. Затем в образованную часть хвостика вставляют патрубков из нержавеющей стали и производится заваривание верхней части хвостика. После сварки сохранения герметичности проверяется тече-искателем. К внешним выводам гермовыводов крепятся нихромовые провода в керамической изоляции. Керамическая изоляция необходима для обеспечения надежной изоляции в области активной зоны реактора.

Система регистрации вольтамперных характеристик зондов состоит из генератора пилообразного напряжения, соединенного с двухкоординатным самописцем, блока питания, реостата и двух цифровых вольтметров

Зондовая характеристика может быть искажена вторичной эмиссией заряженных частиц с поверхности зонда [3]. Испускание вторичных заряженных частиц с поверхности происходит под воздействием атомов, ионов, электронов, фотонов и осколков деления ядер [4]. При взаимодействии электронов, ионов, атомов и осколков деления с поверхностью металла происходит несколько процессов одновременно: рассеяние первичных частиц в виде заряженных и нейтральных частиц, вторичная электронная эмиссия, катодное распыление металла и адсорбированных на поверхности пленок. При высокой температуре (выше 800 К), эти явления сопровождаются испарением с поверхности атомов в виде

нейтральных и заряженных частиц, кроме того появляется термоэлектронная эмиссия.

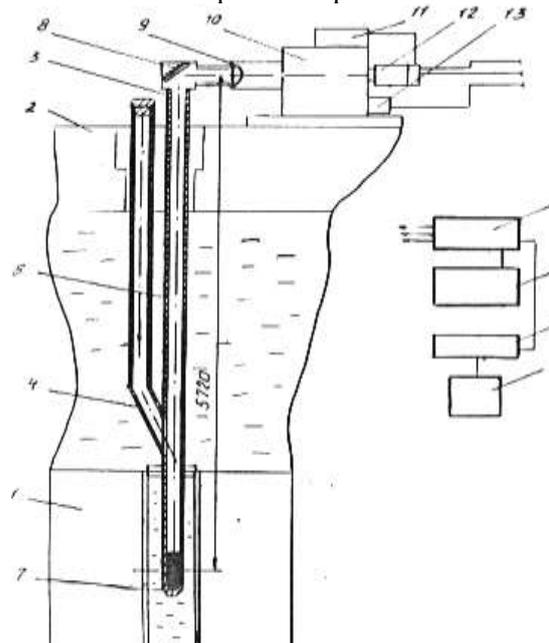


Рис.1. Экспериментальная установка для зондовой диагностики плазмы газовых смесей в поле излучения стационарного ядерного реактора: 1 - ампула с исследуемой смесью; 2 - активная зона реактора; 3 - диагностический канал; 4 - сигнальные провода

При отрицательном потенциале наиболее существенное влияние на зондовую характеристику оказывает вторичная электронная эмиссия, происходящая при взаимодействии с поверхностью зонда положительных ионов, фотонов, метастабильных атомов и осколков деления. Вторичная эмиссия приводит к завышению величины ионного тока. При положительном потенциале зонда ее влияние меньше, так как вторичные электроны в этом случае попадают в тормозящее электрическое поле.

Выход вторичных электронов на ион, попавший на поверхность металла, называется коэффициентом вторичной эмиссии γ . Значение γ определяется, прежде всего, кинетической энергией бомбардирующих частиц, родом частиц, родом металла и его состоянием. Существует два основных механизма эмиссии: кинетическая и потенциальная. Первая связана с передачей электронам металла части кинетической энергии бомбарди-

рующих частиц, а вторая – с нейтрализацией заряженных частиц на поверхности.

Например, у ионов инертных газов, потенциал ионизации больше работы выхода электронов металла зонда, поэтому потенциальная эмиссия имеет место.

Метастабильные атомы, ударяясь о поверхность зонда, также вызывают вторичную электронную эмиссию при переходе в нормальное состояние, если потенциал возбуждения превосходит работу выхода металла. Этот эффект наиболее выражен в инертных газах, атомы которых обладают высоким потенциалом возбуждения и большим количеством метастабильных уровней. Значение коэффициента γ_e лежит в пределах 10^{-1} – 10^{-2} . Плотность тока эмиссии под действием осколков деления ядер, ионов и метастабильных атомов можно оценить из соотношения

$$j = \frac{eN_i\bar{v}_i}{4} \gamma_{ei} \quad (2.1.1)$$

здесь $N_i, \bar{v}_i, \gamma_{ei}$ – количество, средняя скорость, коэффициент вторичной эмиссии осколков деления, ионов или возбужденных атомов. Из-за отсутствия данных по γ_e для осколков деления при оценке j_e полагаем γ_e равным коэффициенту γ_e для ионов He^+ .

Эмиссия вторичных электронов происходит также под воздействием фотонов в результате фотоэффекта. Плотность тока эмиссии под воздействием фотонов определяется выражением

$$j = \frac{eN^*}{4\pi\mu_0} \gamma_0 \frac{\pi}{4} \quad (1.2)$$

где N^* – концентрация возбужденных атомов, испускающих фотоны, τ – продолжительность жизни возбужденного атома ($\tau \approx 10^{-7}$ – 10^{-8} с), μ_0 – коэффициент поглощения фотонов ($\mu_0 \approx 10^2$), γ_0 – квантовый выход фотоэлектронов ($\gamma_0 \approx 10^4$). Оценки показывают, что плотность тока эмиссии – $< 10^{-8}$ А·см⁻². В работе [3] развита теория зондовых измерений для плазмы высокого давления с учетом влияния зонда на поле температур в плазме.

В случае, когда температура зонда и плазмы отличаются, предположение, что плотность нейтральных частиц и их температура не зависят от координаты не верно. То есть различие температуры зонда и температуры плазмы приводит к возникновению градиента плотности и температуры нейтральных частиц и возникает необходимость учитывать влияние этих градиентов на зондовые токи. Автором получены температурные поправки к ионным токам на зонд плоской, цилиндрической и сферической формы. На эти поправки должны быть домножены токи на соответствующие зонды. Эти поправки предлагается использовать при обработке зондовых характеристик в случае, когда имеет место отличия температуры зонда от температуры плазмы.

В [2] приводятся результаты экспериментальных исследований ионных частей вольтамперных характеристик в плазме продуктов сгорания. Показано, что при достаточно низкой температуре (до 800 К) материал зонда не влияет на ионный ток. При изменении температуры зонда от 300 до 800 К изменения зондового тока малы, обычно они лежат в пределах погрешности эксперимента, либо ток слабо растёт (не более чем на 10%) с ростом температуры зонда.

Теоретические исследования влияния температуры зонда на ток насыщения в отсутствие ионизационно-рекомбинационных процессов в слое у зонда, проведенное в [49], также даёт слабую зависимость тока от температуры зонда. По-видимому, смысл результата в том, что противоположные влияния изменения температуры на различные коэффициенты, ответственные за перенос ионов, практически компенсируют друг друга.

Нарушение изоляционных свойств керамики в центре активной зоны реактора незначительно и появлением “токов утечки” можно пренебречь. Оценки показывают, что плотность тока эмиссии $< 10^{-8}$ А·см⁻², тогда как плотность измеряемого тока на зонд не меньше, чем 10^{-6} А·см⁻².

Во избежание влияния катодного распыления на ВАХ зонды изготовлены из тугоплавкого материала (вольфрам, нержавеющая сталь). Учет влияния диэлектрических пленок на поверхности зонда на результаты измерения возможен только в случае, если известна природа таких пленок, их толщина, химический состав, электрические свойства.

Для удаления диэлектрических слоев с поверхности зонда существует несколько способов. Наиболее эффективны способы очистки электронной или ионной бомбардировкой. При удалении загрязнений электронным током на зонд подается положительный относительно плазмы потенциал. Для очистки зонда ионным током на него падают большой отрицательный потенциал относительно плазмы.

Надежность изоляции как зондов, так и измерительных проводов в центре активной зоны реактора обеспечивает кварц и керамика на основе окиси алюминия. Полученный экспериментальный материал свидетельствует о том, что нарушение изоляционных свойств керамики в центре активной зоны реактора незначительно и появлением “токов утечки” можно пренебречь. В условиях ионизирующего излучения требования к надежной изоляции зонда значительно возрастает, так как появление “токов утечки” через керамические изоляторы могут существенно исказить измеряемые вольтамперные характеристики плазмы. Далее следует отметить появление таких искажающих факторов, как эмиссия зонда вследствие соударения со стенками зонда осколков деления, которые образуются в результате поглощения тепловых нейтронов газообменными поглотителями, различие температуры зонда и температуры плазмы, проводимость между сигнальными проводами. Перечисленные трудности могут быть успешно преодолены с помощью специального диагностического канала [2], где изоляция сигнальных проводов в области активной зоны обеспечивалась ва-

куумированием канала, а примерное равенство температуры зонда поддерживалось специальным конусным гнездом, где осуществлялась хорошая теплопередача и температура ампулы поддерживалась в приемлемых интервалах.

Неработающая часть зонда защищена от контакта с плазмой изолятором, примерный состав которого следующий: $Si \sim 47\%$, $Al_2O_3 \sim 22\%$, $Fe_2O_3 \sim 5.7\%$, $CaO \sim 2\%$, $MgO \sim 3\%$, $K_2O \sim 3\%$, $N_2O \sim 1.5\%$, $SO_3 \sim 0.41\%$, $H_2O \sim 0.02\%$.

2. Диагностика ядерно-возбуждаемой плазмы, основанной на использовании линейного участка электронной ветви электростатического зонда.

Наиболее простой из перечисленных выше диагностических методик в ряде случаев является методика, основанная на использовании линейного участка электронной ветви вольтамперной характеристики, который соответствует небольшим положительным потенциалам зонда, когда основной вклад в полное падение напряжения зонд-плазма вносит область с невозмущенной концентрацией заряженных частиц.

Согласно теории, предложенной в работе [4] в области малых потенциалов зонда (примерно 1 В) относительно плазмы основное падение потенциала происходит в квазинейтральной области. ВАХ при этом является линейной и описывается следующим уравнением

$$I = 4\pi\delta C\varphi_p$$

где I – ток на зонд, δ – невозмущенная проводимость плазмы, C – емкость зонда, определяемая его геометрией, φ_p – потенциал зонда относительно плазмы.

Учитывая, что проводимость плазмы может быть оценена по формуле

$$\delta = eb_e n_{e\infty}$$

где b_e и $n_{e\infty}$ подвижность и концентрация электронов в гелиевой плазме, то по наклону линейного участка измерений в экспе-

рименте ВАХ можно определить концентрацию электронов.

Для проверки работоспособности в наших условиях диагностической методики, основанной на использовании линейного участка электронной ветви ВАХ при малых потенциалах на зонд необходима независимая информация о проводимости плазмы. Получение такой информации другими экспериментальными методами затруднительно. Воспользуемся расчетом и оценим ионный состав плазмы.

Как известно [5], под действием высокоэнергетичных продуктов деления изотопа ${}^3\text{He}$ в смеси образуется каскад быстрых электронов. Эти электроны производят ионизацию, возбуждение и диссоциацию молекул; скорости этих процессов, отнесенные к единице объема смеси, могут быть оценены по формуле

$$S_i = \hat{O} \sigma_{\text{дел}} E [N_{\text{He}}] / U_i \quad (2.3)$$

где $\sigma_{\text{дел}}$ – сечение ядерной реакции деления, E – энергия деления, N_{He} – концентрация делящегося вещества (${}^3\text{He}$), U_i – энергетическая цена соответствующего процесса в данной смеси.

Основными продуктами взаимодействия каскада быстрых электронов с молекулами азота являются ионы N_2^+ и медленные электроны, атомы азота в основном ${}^4\text{S}$ и возбужденных ${}^2\text{D}$ и ${}^2\text{P}$ состояниях [7], колебательно и электронно-возбужденные молекулы. Энергетические цены образования этих продуктов в данной смеси принимались равными соответствующим энергетическим ценам в чистом азоте, которые для ионов и плазменных электронов, возбужденных молекул азота брались из [29], а для атомов оценивались по формуле

$$U_i = U_0 \sigma_0 / \sigma_i \quad (2.4)$$

где σ_0 , U_0 – сечение и энергетическая цена ионизации молекул азота, σ_i – сечение образования атомов $N({}^4\text{S})$, $N({}^4\text{P})$, $N({}^4\text{D})$, которые брались из [5]. Отметим, что энергетиче-

ская цена процесса диссоциативной ионизации молекул азота [5] заметно больше энергетической цены образования молекулярного иона и электрона, поэтому образование ионов N^+ не учитывается.

При взаимодействии каскада с молекулами кислорода образуются ионы O_2^+ , O^+ , O и медленные электроны, атомы кислорода, колебательно и электронно-возбужденные молекулы. Поскольку энергия каскада быстрых электронов распределяется между молекулами азота и кислорода приблизительно пропорционально их концентрациям в смеси [6], энергетические цены образования этих частиц в данной смеси оценивались как отношения энергетических цен, соответствующих процессов в кислороде

Оцененные таким образом энергетические цены в данной смеси процессов ионизации молекул кислорода, их диссоциативной ионизации и диссоциативного прилипания к ним быстрых электронов существенно превышают энергетическую цену ионизации молекул азота. Поэтому указанные процессы не вносят существенного вклада в суммарную скорость генерации заряженных частиц в смеси и в дальнейшем не учитываются.

С другой стороны, образование атомов и возбужденных молекул кислорода необходимо учитывать, так как эти процессы могут оказывать влияние на образование отрицательных ионов в данной смеси, и следовательно, на уровень проводимости. Атомы гелия при взаимодействии с каскадом электронов ионизируются и возбуждаются. Поскольку сечение ионизации гелия быстрыми электронами меньше сечения ионизации молекул азота, а содержание гелия в смеси невелико, процесс ионизации гелия не вносит заметного вклада в суммарную скорость генерации заряженных частиц в смеси и в дальнейшем не учитывается. Отметим, что сечения возбуждения атомов гелия быстрыми электронами существенно меньше их ионизации.

Вышеперечисленные ионы, медленные электроны, возбужденные молекулы и атомы взаимодействуют с исходными компонентами смеси. Определяющим процессом для колебательно-возбужденных молекул азота и кислорода является тушение молекулами воды. Поскольку скорость этого процесса [6] велика, концентрация колебательно-возбужденных молекул в смеси не учитывается. Для всех электронно-возбужденных состояний молекул азота и кислорода, кроме низшего состояния, определяющим процессом является тушение (с переходом на более низкий электронно-возбужденный уровень) молекулами азота (в которых при этом возбуждаются колебания) и (для молекул кислорода) молекулами воды. В виду того, что скорости этих процессов также велики, концентрации всех электронно-возбужденных молекул, кроме находящихся в низшем состоянии, как показывает анализ, достаточно малы. Поэтому в дальнейшем наличие указанных молекул в смеси не учитывается, а скорости их образования прибавляются к скоростям образования молекул азота и кислорода в низшем состоянии. Для возбужденных атомов гелия определяющим процессом является тушение молекулами азота. Поскольку скорость этого процесса [7] велика, а также в силу отмечавшейся выше малости сечения возбуждения гелия быстрыми электронами, наличие указанных атомов в смеси не учитывается. Окончательно учитываются следующие компоненты: нейтральные частицы – N_2 , $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N(4S)$, $N(2P)$, $N(2D)$, O_2 , $O_2(a^1\Delta_g)$, O , O_3 , NO , NO_2 , NO_3 , N_2O , N_2O_4 , N_2O_5 , H_2O , отрицательные ионы – $O_3^-(H_2O)_n$ ($n=0,1$), O_4^- , $O_2^-(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,3$), $O_3^-(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,2$), NO^- , $NO_2^-(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,2$), $NO_3^-(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,2$), N_2O^- , медленные электроны, положительные ионы –

N_2^+ , N_4^+ , NO_4^+ , $O_2^+(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,2$), O_2^+ , N_2O , $NO^+(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,2$), N_2O^+ , NO_2^+ , H_3O^+ , OH , $(H_2O)^+_3$, $H_3O^+(H_2O)_n$ ($n=0,\dots,4$).

Оценки показывают, что частота обмена энергией между медленными электронами и молекулярными компонентами плазмы существенно больше частоты электронной рекомбинации и частоты прилипания электронов. Согласно [7] такое соотношение частот обеспечивает близость температуры медленных электронов к температуре тяжелых частиц. Поэтому для констант скоростей реакций с участием электронов плазмы брались термически равновесные значения.

С целью анализа парциального состава данной смеси была численно решена система алгебраических уравнений баланса концентраций этих компонент. Поскольку степени возбуждения, диссоциации и ионизации молекул в рассматриваемых условиях невелики, содержания молекул азота, кислорода и воды в смеси считались равными их исходным содержаниям.

В качестве примера в таблице 1 представлены результаты расчетов для условий, соответствующих рисунку 2. Как видно, основными положительными ионами в данной смеси являются гидротированные ионы $H_3O^+(H_2O)_3$, $NO^+(H_2O)_n$ ($n=1,2$).

Концентрации остальных ионов, в том числе первичных ионов N_2^+ малы, что связано с малостью времен их конверсии в более термодинамически стабильные ионы по сравнению с характерными временами рекомбинации. Основными отрицательными ионами в смеси являются ионы $NO_2^-(H_2O)_n$ ($n=0,1$), $NO_3^-(H_2O)_n$ ($n=0,1$). Отметим, что некоторые учитываемые в данной работе компоненты оказываются в рассматриваемых условиях несущественными. Например, отрицательные ионы O , O^*H_2O , NO^- , N_2O^- присутствуют в незначительных количествах

и не являются, как показывает анализ, промежуточными продуктами в основных каналах конверсии. С другой стороны, вопросы оптимизации модели расчета парциального состава данной смеси выходят за рамки настоящей работы и здесь не обсуждаются. Энергетические цены образования компонент $e, N_2^+, N_2(A^3\Sigma_u^+), O_2(a^1\Delta_g), O$ брались из обзора [8], цены образования атомов $N(^4S), N(^2P), N(^2D)$ оценивались с использованием сечений их образования, которые брались из [5]

Таблица 1 - Концентрация компонент плазмы газовой смеси $^3\text{He} - \text{N}_2 - \text{O}_2$

$N_2(A)$ $1.5 \cdot 10^8$	N $4.8 \cdot 10^9$	$N(^2D)$ $9.0 \cdot 10^7$
$N(^2P)$ $6.5 \cdot 10^7$	$O_2(^1\Delta)$ $2.0 \cdot 10^{13}$	O $6.6 \cdot 10^{10}$
O_3 $3.8 \cdot 10^{12}$	NO $2.3 \cdot 10^{15}$	NO_2 $1.0 \cdot 10^{15}$
NO_3 $1.5 \cdot 10^9$	N_2O $1.7 \cdot 10^{16}$	N_2O_4 $3.4 \cdot 10^{10}$
N_2O_5 $1.7 \cdot 10^{11}$	e $2.5 \cdot 10^8$	O^- $1.6 \cdot 10^4$
O^-H_2O $1.3 \cdot 10^4$	O_2^- $3.6 \cdot 10^7$	$O_2^-H_2O$ $1.5 \cdot 10^7$
$O_2^-H_2O$ $2.1 \cdot 10^8$	$O_2^-(H_2O)_3$ $6.0 \cdot 10^7$	O_3^- $6.9 \cdot 10^5$
$O_3^-H_2O$ $6.9 \cdot 10^7$	$O_3^-(H_2O)_2$ $2.3 \cdot 10^8$	O_4^- $2.4 \cdot 10^8$
NO^- $1.4 \cdot 10^3$	NO_2^- $2.9 \cdot 10^9$	$NO_2^-H_2O$ $6.3 \cdot 10^9$
$NO_2^-(H_2O)_2$ $4.7 \cdot 10^8$	NO_3^- $7.0 \cdot 10^9$	$NO_3^-H_2O$ $2.6 \cdot 10^9$
$NO_3^-(H_2O)_2$ $5.3 \cdot 10^7$	NO_2^- $4.3 \cdot 10^2$	N_2^+ $1.5 \cdot 10^4$
N_4^+ $2.7 \cdot 10^6$	O_2^+ $5.4 \cdot 10^6$	O_4^+ $2.9 \cdot 10^7$
$O_2^+N_2O$ $1.1 \cdot 10^8$	$O_2^+H_2O$ $7.3 \cdot 10^7$	$O_2^+(H_2O)_2$ $8.8 \cdot 10^7$
NO^+ $3.4 \cdot 10^7$	NO^+H_2O $2.1 \cdot 10^9$	$NO^+(H_2O)_2$ $6.2 \cdot 10^9$
NO_2^+ $9.8 \cdot 10^7$	N_2O^+ $3.3 \cdot 10^5$	H_3O^+OH $2.9 \cdot 10^6$
$(H_2O)_3^+$ $5.3 \cdot 10^7$	$H_3O^+H_2O$ $1.0 \cdot 10^6$	$H_3O^+(H_2O)_2$ $3.2 \cdot 10^6$
$H_3O^+(H_2O)_3$ $1.1 \cdot 10^{10}$	$H_3O^+(H_2O)_4$ $7.4 \cdot 10^8$	

Как показывают результаты расчетов, отношение концентрации электронов к суммарной концентрации ионов составляет величину порядка 10^{-2} . Поскольку подвижность электронов на четыре порядка превышает подвижность ионов, вклад электронов в проводимость плазмы является определяющим.

Из анализа результатов расчетов также следует, что концентрация электронов в основном определяется ионизацией и трехчастичным прилипанием к молекулам O_2 ; суммарный вклад других процессов (прилипания к другим молекулам и электрон-ионной рекомбинации) не превышает 29%. Поэтому с указанной точностью проводимость плазмы может быть оценена по формулам

$$\sigma_\infty = en_e b_e, n_e = S_0 / \beta_a \quad (2.5)$$

где e – заряд электрона, n_e – концентрация электронов, b_e – их подвижность, β_a – частота прилипания электронов к молекулам O_2 , S_0 – скорость ионизации смеси. В настоящей работе стояла задача не только измерить ВАХ зондов различной конфигурации в широком диапазоне изменения потенциала на зонд ($-10 \div +10$ В), но и тщательно исследовать ход электронной ветви при малых потенциалах ($0 \div +2$ В). Такого рода экспериментальные работы на реакторе велись впервые. Поэтому необходимо было сделать соответствующие оценки ошибок измерений, достоверности и воспроизводимости результатов. Для этой цели были сняты вольт-амперные характеристики цилиндрического, сферического и плоского зондов в трех ячейках, заполненных смесью $^3\text{He}-\text{N}_2-\text{O}_2$ давлением 760 Торр. Ранее для постановки и интерпретации зондовых измерений в плазме в активной зоне реактора применялась методика [3].

В таблице 2 приведены значения проводимости, определенные по линейному участку электронной ветви ВАХ зондов различной конфигурации. Как следует из табли-

цы, максимальная ошибка при экспериментальном определении проводимости плазмы составляет 20%. Ввиду того, что при малых уровнях мощности реактора (100, 500 кВт) $n^- \mu^- \square n_e \mu_e$, перепишем (2.4) в виде

$$J = 4\pi c e n_{\infty}^- b^- \varphi_w \quad (2.6)$$

Таблица 2 - Экспериментальные значения проводимости в плазме газовой смеси $^3\text{He} - \text{N}_2 - \text{O}_2$

№ п/п	Мощность (МВт)	Зонд	[7]
			$\sigma_{\infty}, 10^{-6} \hat{\Gamma} \hat{\Gamma}^{-1} \hat{m}^{-1}$
1		цилиндрический	0,5
2	0,5	сферический	0.6
3		плоский	0.7
4		цилиндрический	1.4
5	1,0	сферический	1.4
6		плоский	1,8

Продолжение таблицы 2

№ п/п	$\sigma_{\infty}, 10^{-6} \hat{\Gamma} \hat{\Gamma}^{-1} \hat{m}^{-1}$	$\sigma_{\infty}, 10^{-6} \hat{\Gamma} \hat{\Gamma}^{-1} \hat{m}^{-1}$	$\sigma_{\infty}, 10^{-6} \hat{\Gamma} \hat{\Gamma}^{-1} \hat{m}^{-1}$
1	0,5	0,4	0,6
2	0.6	0.5	0.7
3	0.7	0.7	0.8
4	1.4	1.2	1.5
5	1.4	1.2	1.7
6	1,9	1.6	1.9

В каждой ампуле в центральной части основания находилась керамическая вставка диаметром 1.5 см (гермоввод). На этой вставке на расстоянии 0.3 см от оси ампулы и на одинаковых расстояниях друг от друга крепились три цилиндрические державки радиусом 0.2 см из керамики. Высоты державок составляли 1.5; 2.5; 3.5 см. На каждой державке помещался стальной электрический

зонд одной из трех конфигураций (соответственно): цилиндр радиусом 0.01 см и высотой 0.4 см, полусфера радиусом 0.1 см, диск радиусом 0.1 см. Потенциал каждого зонда относительно заземленного корпуса ампулы (ответного электрода) и ток зонда регистрировались двухкоординатным самописцем. Кроме того была предусмотрена возможность регистрации вольт-амперной характеристики по точкам.

Перед нами стояла задача не только измерить ВАХ зондов различной конфигурации в широком диапазоне изменения потенциала на зонд ($-10 \div +10$ В), но и тщательно исследовать ход электронной ветви при малых потенциалах ($0 \div +2$ В). Такого рода экспериментальные работы на реакторе велись впервые. Поэтому необходимо было сделать соответствующие оценки ошибок измерений, достоверности и воспроизводимости результатов. Для этой цели были сняты вольт-амперные характеристики цилиндрического, сферического и плоского зондов в трех ячейках, заполненных смесью $^3\text{He} - \text{N}_2 - \text{O}_2$

давлением 760 Торр. Ранее для постановки и интерпретации зондовых измерений в плазме в активной зоне реактора применялась методика [3].

Типичная экспериментальная ВАХ зонда приведена на рисунках 2-4. Видно, что насыщение ВАХ в области отрицательных потенциалов зонда отсутствует. В то же время имеется отчетливо выраженный линейный участок в области положительных потенциалов.

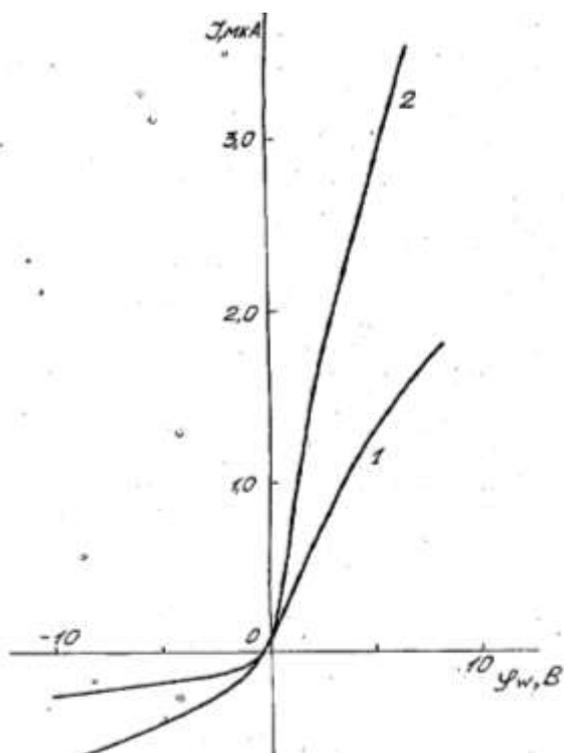


Рис. 2. Цилиндрический зонд в плазме ${}^3\text{He}-\text{N}_2-\text{O}_2$ 1-0.5 МВт; 1- 1.0 МВт

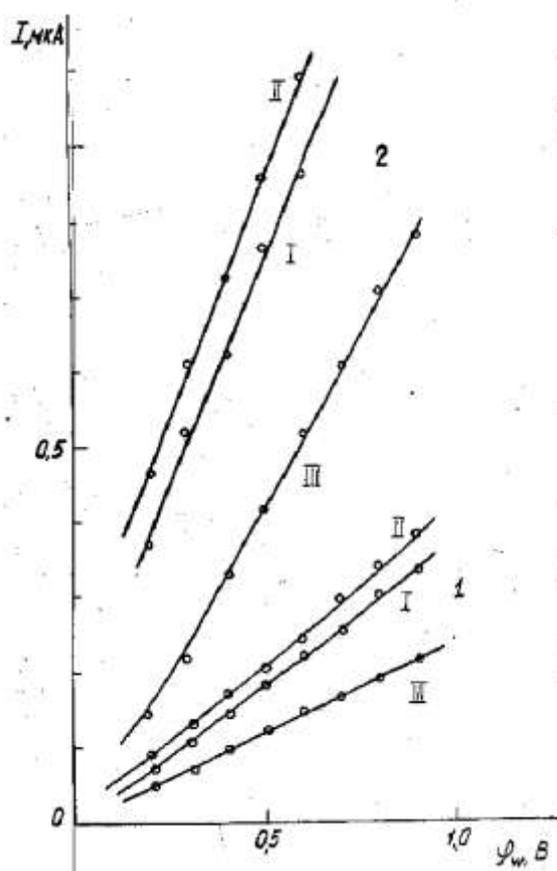


Рис. 4. Электронные ветви ВАХ.
 $P = 760$ Торр, 1- $\Phi = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$,
 2- $\Phi = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. 1 – цилиндрический, II- сферический, III- плоский зонды.

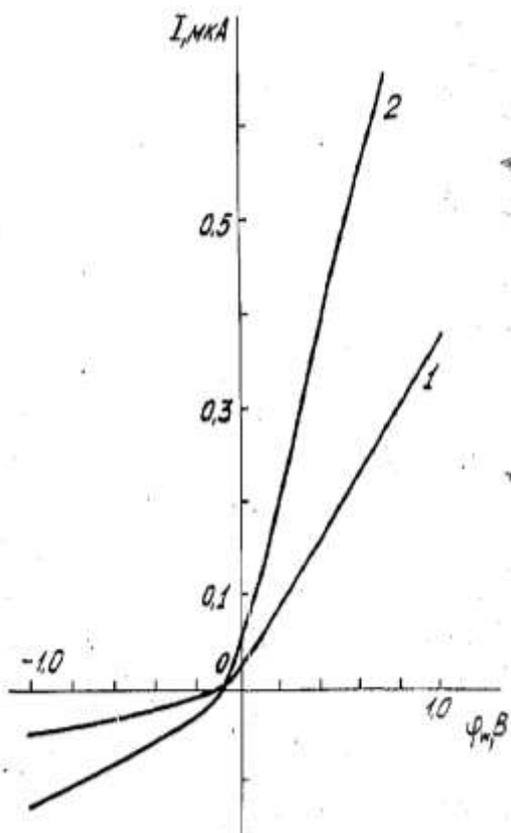


Рис. 3. ВАХ цилиндрического зонда в плазме ${}^3\text{He}-\text{N}_2-\text{O}_2$ $P = 760$ Торр
 1- $\Phi = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$,
 2- $\Phi = 3.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В таблице 2 приведены значения проводимости, определенные по линейному участку электронной ветви ВАХ зондов различной конфигурации. Как следует из таблицы, максимальная ошибка при экспериментальном определении проводимости плазмы составляет 20%.

Выводы

Решена задача по экспериментальной апробации диагностической методики интерпретации ВАХ, основанной на использовании линейного участка электронной ветви при малых положительных потенциалах на зонд, когда основной вклад в полное падение напряжения зонд-плазма вносит область с невозмущенной концентрацией заряженных

частиц. Для чего измерены ВАХ различной конфигурации (плоский, цилиндрический, сферический) в плазме ${}^3\text{He} - \text{N}_2 - \text{O}_2$ давлением 0.5; 1; 2 атм при уровнях мощности аппарата 0.5 и 1 МВт. По линейному участку ВАХ определена проводимость невозмущенной плазмы $\sigma_\infty^{\text{эксн}}$ с точностью 20%.

С данной точностью проводимость плазмы может быть оценена по формулам $\sigma_\infty^{\text{расч}} = en_e\mu_e$, $n_e = S_0/v_a$

где v_a – частота прилипания электронов к молекулам O_2 , S_0 – скорость ионизации смеси. Во всем исследованном диапазоне значений проводимости плазмы (около двух порядков величины) расчетные значения проводимости с точностью примерно 50% согласуются со значениями, определенными из анализа ВАХ зондов разной геометрии.

Литература: [1.] Русанов В.Д. Современные методы исследования плазмы. Москва: Госатомиздат, 1962.- 88с; [2.] Батырбеков Г.А., Белякова Э.А., Кунаков С.К. Зондовая диагностика плазмы газовых смесей образованной в центре активной зоны стационарного ядерного реактора. Алматы:Препринт.- 1990.-45с; [3.] Лэм С. Общая теория течения слабоионизированных газов //Ракетная техника и космонавтика.- 1964.Т.2, №2.-С.43-51; [4.] Бенилов М.С., Турский Г.А. Асимптотическая теория слоя неравновесной ионизации вблизи намагниченной стенки в плазме молекулярных газов// ПММ-1980. -Т.44.-Вып.5.- С.839-846 ; [5.] Бенилов М.С. Теория призондовых и приэлектродных слоев в потоках слабоионизированной плазмы высокого давления. Автореферат дисс. д.ф.м.н. Москва: ИВТАН. - 1990. - 40 с; [6.] Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовые измерения в плотной плазме.//ТВТ. - 1981. - Т.19, № 6. - С. 1272-1274; [8.] Баранов Н.Н., Бенилов М.С., Бочкарев Г.Г., Ковбасюк М.М., Любимов Г.А. О токах насыщения на зонд в плотной плазме//ПМТФ.- 1983.- Т.3. - С.13; [9.] Аравин Г.С., Власов П.А., Карасевич Ю.К. и др. В сб. Химические реакции в неравновесной плазме. Под ред. Полака Москва:. Наука .- 1983.- 70с; [10.] Thom K. and Schneider R.T. Measurements methods for fission fragment generated plasmas// Nuclear Pumped Gas. Lasers, AIAA Journal,-1972.-Vol.10.-P.400-406; [11.] Davis R.N., Davis J.F., Sohneider R.T. Nuclear pumping lasers, induced by pulsed reactors// Trans. Amer. Nucl.Soc.- 1976.-Vol. 23.-P.520-523.

Принято в печать 11.05.10

УДК533.9.01

ПЛАЗМАНЫН ЗОНД ДИАГНОСТИКАСЫ ЭКСПЕРИМЕНТЫН САЛЫМЫ СТАЦИОНАР РЕАКТОРДЫН ІШКІ ЗОНАНЫН САЛЫМЫ

С.К. Конаков

Алматинский Технологический Университет, РК

sandybeck@kunakov.kz,2909981

Гексафторид уранның зонд диагностикасы және экспериментын салымы қасиеттерге тозаңдық компонентінің салымы бұрын ұсынылған реакцияларның негізінде зерттелге

EXPERIMENTAL SET FOR PROBE MEASUREMENTS OF THE NUCLEAR INDUCE PLASMAS, CREATED IN THE ACTIVE ZONE OF STATIONARY NUCLEAR REACTOR

Kunakov S.K.

Experimental probe investigations of nuclear induced plasma of high pressure, created by nuclear fragments are the main and essential part of the complex program directed to the solution of effective direct energy transformation of nuclear energy in to others. Up to this work many methodical questions were not revealed and were not investigated and these remarks mainly should be regarded to probe diagnostic (theoretical interpretation of the probe characteristics for weakly ionized plasma, containing negative ions). Taking this arguments into the consideration the probe diagnostics is the subject of the laborious theoretical and experimental investigations which impossible to be done at once and actuality of this investigation is very vital up to nowadays.