МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ФИЗИКЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ РАН
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»

СОВРЕМЕННЫЕ СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ XIII КОНФЕРЕНЦИИ

МОСКВА, НИЯУ МИФИ,
7–9 ДЕКАБРЯ 2022 г.

МОСКВА 2022

ББК 22.333Я5
УДК 533.9 (06)
С 56

Современные средства диагностики плазмы и их применение: сборник тезисов докладов XIII конференции. Москва, 7–9 декабря 2022 г. [Электронный ресурс]. М.: НИЯУ МИФИ, 2022. - 160 с.

Сборник содержит материалы, представленные в виде устных и стендовых докладов на XIII конференции «Современные средства диагностики плазмы и их применение». Поскольку конференция нацелена на обмен опытом в области современных достижений в диагностике как высокотемпературной, так и низкотемпературной плазмы, с акцентом на привлечение к участию в нем студентов, молодых специалистов и ученых, то тематика сборника достаточно широка. Она охватывает вопросы диагностики плазмы в лазерно-плазменных и термоядерных системах, а также аспекты изучения импульсных и стационарных газовых разрядов в лабораторных и технологических установках.

Редакционная коллегия: А.П. Кузнецов, А.С. Савёлов, Ю.М. Гаспарян, А.В. Казиев

ISBN 978-5-7262-2906-5

© Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2022

ДИВЕРТОРНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

А.А. Айрапетов, Л.Б. Беграмбеков, Я.А. Садовский

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Проблеме дивертора как элемента токамака, подвергающегося наиболее интенсивному плазменному воздействию, уделяется большое внимание как на стадии разработки и создания практически каждого токамака, так и в течение его эксплуатации. В случае токамака с реакторными технологиями (ТРТ) связанные с дивертором проблемы – конструкция, материалы, условия его плазменного облучения, методы диагностики – требуют особого внимания, поскольку до сих пор нет адекватного решения для диверторов токамаков с длинными импульсами или квазистационарными режимами, приводящими к интенсивным длительным потокам плазмы на дивертор, и именно такие режимы предполагается получить на ТРТ [1].

Для разработки материалов и режимов плазменного облучения диверторов токамаков следующего поколения, способных работать в квазистационарном режиме, важно выявить специфику и параметры процессов взаимодействия плазмы с дивертором в условиях экстремально высоких температур и интенсивностей плазменного облучения, реализуемых на его поверхности [2]. Для выполнения этой задачи ТРТ должен обладать диагностиками, позволяющими получить требуемую информацию, а именно разработать способ, позволяющий непосредственно проводить изучение материала дивертора после воздействия плазмы токамака на него.

В работе рассмотрены разные варианты, применяемые для решения данной задачи. Рассмотрены устройства, применяемые на разных установках для изучения воздействия плазмы на материал диервтора и измерения ее характеристик: диверторный зонд в COMPASS [3], DIM-II в токамаке ASDEX Upgrade [4] и MATEO в стеллараторе W7-X [5]. Сделан вывод о различных подходах в реализации и определены варианты, приемлемые для токамака ТРТ.

В работе представлена концептуальная конструкция диверторного зонда для токамака ТРТ, предназначенного для выполнения измерений параметров как плазменного облучения дивертора, так и процессов на поверхности и в объёме материала дивертора при одиночных разрядах и при длительном плазменном облучении.

Зонд вводится в плазменную камеру через диверторный порт и устанавливается в тайле наружной отражающей мишени так, что поверхность его сменного образца располагается в плоскости облучаемой поверхности тайла. Зонд сможет измерять «in situ» характеристики ионных и термических потоков на сменный образец, также предусматривается возможность использовать зонд в качестве зонда Ленгмюра. Анализ экспонированных в плазме образцов, выполненных из материала дивертора, позволит определить скорость распыления дивертора, характер модификации структуры и рельефа его поверхности, количество и состав твердотельной примеси, осевшей на поверхности дивертора, состав и структуру образовавшихся поверхностных слоёв, количество газов, внедрившихся в его объём и особенности их удержания.

Зондовое устройство и вакуумная система зонда обеспечивают установку сменного образца на зонд, ввод зонда в токамак, его фиксацию в тайле дивертора, вывод зонда из токамака после экспонирования сменного образца в плазме и его замену на новый образец. Предусматриваются варианты с ручной и автоматизированной работой зондового устройства, а также автоматизированное управление программой выполнения измерений и работой зондовой системы.

Предполагается, что измерение «in situ» температуры сменных образцов и тока облучающих ионов плазмы, а также возможность извлекать из токамака и анализировать сменные образцы без нарушения работы дивертора позволит устанавливать соответствие между параметрами плазменного воздействия на дивертор и характером процессов на его поверхности и в объёме материала и изучать динамику развития этих процессов от длительности облучения, типов и параметров разряда.

Литература:

1. Красильников А. В., и др. //Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11. с. 970–985. DOI: 10.31857/S0367292121110196

2. Мазуль И. В., и др.// Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 12. с. 1103–1122. DOI: 10.31857/S0367292121110214

3. Lukes S., et al. // Journal of Instrumentation. 2022. Volume 17. C02007. DOI: 10.1088/1748-0221/17/02/C02007

4. Zammuto I., et al. // Fusion Eng. Des. 2019. Volume 146, Part B, Pages 2434-2437. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2019.04.011

5. Hubeny M., et al. // Fusion Eng. Des. 2021. Volume 167, 112297. DOI: 10.1016/j.fusengdes.2021.112297

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ТОКАМАКЕ Т-10

[1,2]Я.М. Аммосов, [3]Ф.О. Хабанов, [1]М.А. Драбинский, [1,2,4]А.В. Мельников, [1]Л.Г. Елисеев, [1,5]Н.К. Харчев, [1]С.Е. Лысенко

[1.] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
[2.] Московский физико-технический институт (НИУ)
[3.] University of Wisconsin-Madison
[4.] Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
[5.] Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова

Диагностика на основе зондирования пучком тяжелых ионов (ЗПТИ) позволяет измерять локальное значение электрического потенциала плазмы в горячей области, а также колебания электрического потенциала и плотности плазмы. На токамаке Т-10 ($R = 1.5$ м, $a = 0.3$ м, $B_t \leq 2.5$ Тл, $I_{pl} \leq 300$ кА, $\overline{n}_e \leq 6 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$) ЗПТИ была установлена в 1991 году. С момента запуска диагностики её возможности были расширены от проведения измерений в отдельных режимах Т-10 до уровня регулярной работы в полных операционных пределах установки [1].

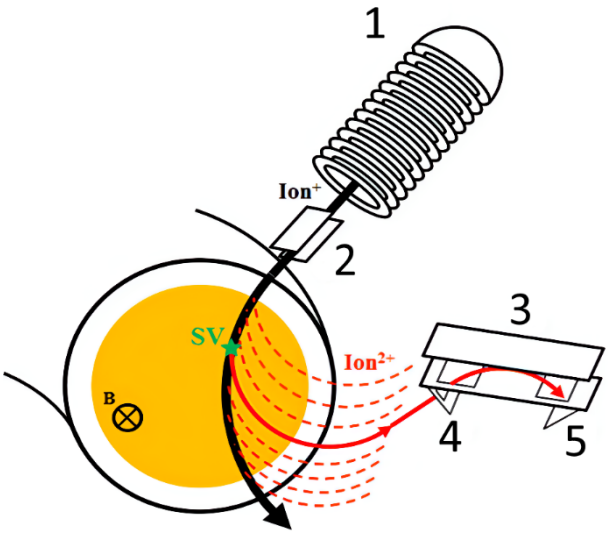


Рис. 1 Принцип работы ЗПТИ: 1 - инжектор, 2 - отклоняющие пластины, 3 - энергетический анализатор, 4 - входная апертура анализатора, 5 - детектор, SV - область измерения.

Измерения ЗПТИ основаны на следующих физических принципах (рис. 1). Пучок зондирующих ионов формируется и ускоряется в инжекторе, затем попадает в плазму и движется по ларморовской окружности под действием магнитного поля установки. Масса ионов и их энергия подбираются таким образом, чтобы ларморовский радиус ионов был сопоставим с размерами вакуумной камеры

установки. При прохождении зондирующего пучка через плазму, ионы сталкиваются с частицами плазмы, при этом происходит вторичная ионизация. В результате образуется веер вторично ионизованных частиц, часть которого попадает на детектор в энергетическом анализаторе. Вертикальный сдвиг пучка на детекторе соответствует измерениям потенциала, интенсивность пучка связана с плотностью плазмы. Область вторичной ионизации ионов, попавших на детектор, является областью измерений. Положение области измерений зависит от энергии зондирующего пучка и угла входа пучка в плазму. Совокупность положений области измерений при всех доступных энергиях зондирующего пучка и углов влета в плазму формирует область, внутри которой возможны измерения с помощью ЗПТИ. Пример такой области для режима Т-10 с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА показан на рисунке 2.

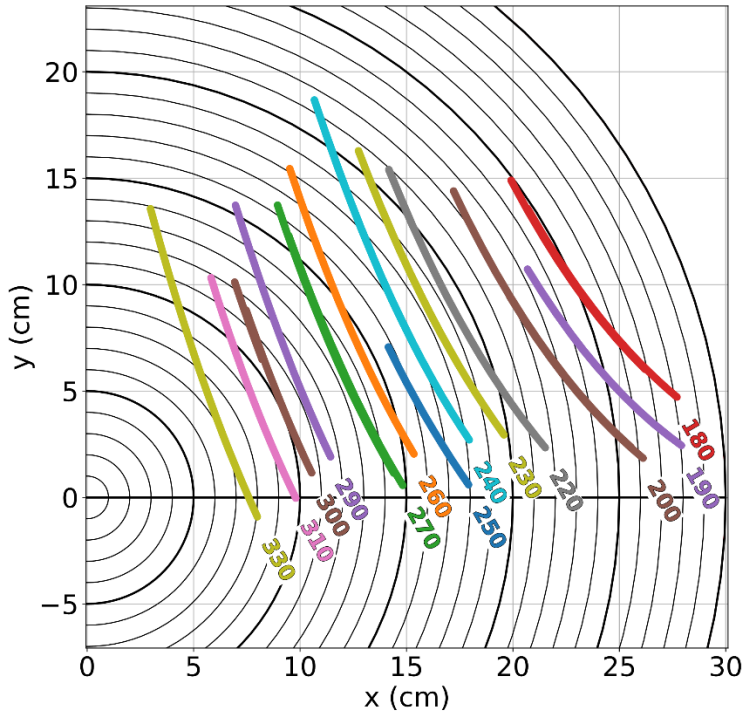


Рис. 2 Область измерения ЗПТИ для режима Т-10 с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА.

Ранее с помощью ЗПТИ на Т-10 были измерены радиальные профили потенциала [2] и радиальные распределения характеристик колебаний электрического потенциала [3] и плотности плазмы [3, 4]. Как следует из рисунка 2, возможности диагностики позволяют также строить двумерные распределения параметров плазмы.

На настоящий момент исследования двумерных распределений среднего значения электрического потенциала φ [5, 6] его колебаний $\tilde{\varphi}$ [5, 7] и колебаний плотности плазмы $\tilde{n}_e$ [5] параметров плазмы с помощью ЗПТИ были проведены на стеллараторах TJ-II (Испания) и LHD (Япония).

В данной работе представлена методика построения двумерных распределений параметров плазмы по данным ЗПТИ на токамаке Т-10:

1. В серии воспроизводимых импульсов проводится сканирование плазмы по углу влёта пучка. Энергия зондирующих ионов меняется от импульса к импульсу.
2. В результате расчёта определяется временная эволюция положения области измерения ЗПТИ, которая разбивается на отдельные сканы – интервалы, включающие в себя монотонное изменение угла влёта пучка в плазму.
3. Производится подбор сканов с одинаковыми параметрами плазмы.
4. Данные из отобранных сканов наносятся на пространственную сетку рассчитанную для токамака Т-10.
5. При необходимости производится интерполяция данных.

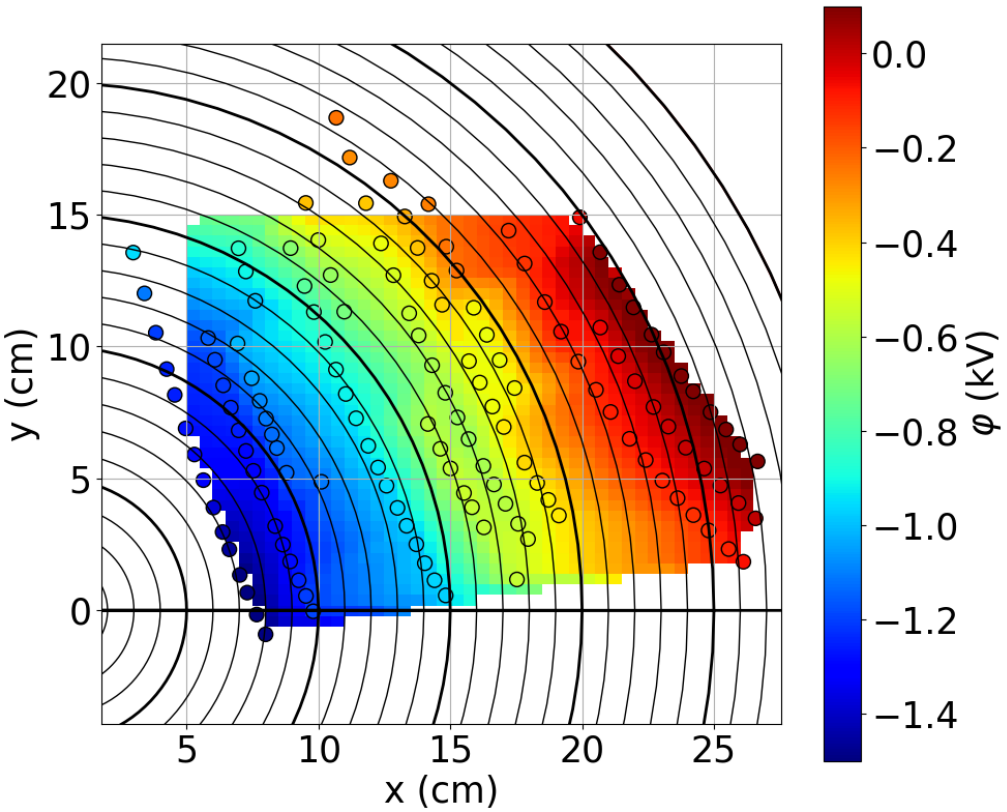


Рис. 3 Двумерное распределение электрического потенциала плазмы по данным ЗПТИ на токамаке Т-10: ○ – точки измерений, цветом показано значение потенциала плазмы.

В качестве примера применения данной методики приведено двумерное распределение электрического потенциала плазмы в режиме с магнитным полем на оси $B_t = 2.2$ Тл, током плазмы $I_{pl} = 230$ кА, среднехордовой электронной плотностью $\overline{n}_e = 1.1 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$ (см. рис. 3). Наблюдается соответствие распределения потенциала магнитным поверхностям. В центральной области плазмы ($\rho = 0.24$) потенциал достигает значения $\varphi \approx -1500$ В, на периферии плазмы ($\rho = 0.90$) потенциал равен $\varphi \approx +170$ В.

Разработанная методика расширяет возможности ЗПТИ на токамаке Т-10 и позволит проводить исследования двумерных распределений параметров плазмы.

Литература:

1. Melnikov A.V. *et al.* Heavy ion beam probe design and operation on the T-10 tokamak // Fusion Eng. Des., 2019, т.146, с.850-853.

2. Melnikov A.V. *et al.* GAM and broadband turbulence structure in OH and ECRH plasmas in the T-10 tokamak // Plasma Fusion Res., 2018, т.13, №2, с.3402109.

3. Аммосов Я.М., Хабанов Ф.О., Драбинский М.А. и др. Радиальные характеристики ГАМ и квазикогерентной моды в омической плазме токамака Т-10 // сборник научных трудов VIII международной конференции Лаплаз-2022, 22–25 марта 2022 г., с.130.

4. Drabinskiy M.A. *et al.* Radial structure of quasi-coherent mode in ohmic plasma of the T-10 tokamak // J Phys Conf Ser., 2019, т.1383, с.012004.

5. Melnikov A.V. *et al.* 2D distributions of potential and density mean-values and oscillations in the ECRH and NBI plasmas at the TJ-II stellarator // Plasma Phys. Control. Fusion, 2022, т.64, №5, с.054009.

6. Shimizu A. *et al.* 2D potential measurements by applying automatic beam adjustment system to heavy ion beam probe diagnostic on the Large Helical Device // Rev. Sci. Instrum., 2014, т.85, №11, с.11D853-1.

7. Shimizu A. *et al.* 2D spatial profile measurements of potential fluctuation with heavy ion beam probe on the Large Helical Device // Rev. Sci. Instrum., 2016, т.87, №11, с.11E731.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИКУ В ИТЭР

К.Ю., Вуколов[1,2,3], Е.Н. Андреенко[1,2], Р.С. Афанасенко[1,4], И.И. Орловский[1,2], Р.Н. Родионов[4]

[1.] НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
[2.] УТС Центр, Москва, Россия
[3.] Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
[4.] Частное Учреждение «ИТЭР-центр», Москва, Россия

Диагностический комплекс – это важнейшая система термоядерного реактора ИТЭР, обеспечивающая его безопасную эксплуатацию. Измерения, производимые с помощью диагностик плазмы, должны позволить получить расчетные режимы термоядерного горения, предотвратить аварии и обеспечить безопасность персонала. Отдельно ставится задача изучения физики высокотемпературной плазмы, включая исследования методов нагрева плазмы, поддержания стационарного тока и длительного удержания плазмы. Для решения этих задач в ИТЭР будут широко применяться спектральные методы диагностики плазмы. Доклад посвящён проблемам, связанным с влиянием радиационных излучений из термоядерной плазмы на оптику, используемую в диагностических системах ИТЭР. Решение этих проблем рассматривается на примере спектроскопии водородных линий и примесей (СВЛ), которая разрабатывается в РФ и входит в перечень диагностик для работы с первой плазмой.

В номинальном режиме термоядерного реактора дейтерий-тритиевая (DT) плазма является источником нейтронов с энергией около 14 МэВ и энергичных α-частиц, которые должны удерживаться в плазме и нагревать ее. Нейтроны, свободно покидая плазму, вступают в ядерные реакции с конструкционными материалами установки, что вызывает возникновение вторичного ионизирующего излучения, прежде всего, γ-излучения. Высокие потоки ионизирующих излучений обуславливают целый ряд проблем при создании диагностического комплекса ИТЭР. К ним относятся деградация оптических и других компонентов диагностик плазмы (стекла, детекторы, изоляторы, полупроводники и т. д.), радиационный нагрев и активация

материалов конструкции токамака и диагностических систем. Кроме того, существенной проблемой является образования и постепенное накопление внутри вакуумного объема установки радиоактивной, мелкодисперсной пыли, содержащей тритий. Эта проблема стоит особняком, и в статье не рассматривается.

ИТЭР относится к классу ядерных установок и на него распространяются соответствующие требования радиационной безопасности, которые, в частности, задают максимально возможный уровень активации конструкций установки. Чтобы подтвердить соответствие разработанной конструкции диагностической системы требованиям по безопасности, выполняются расчёты переноса нейтронного излучения. Один из ключевых параметров нейтронных расчетов – определение активации материалов в конце жизненного цикла токамака. Для снижения радиационной нагрузки в установке ИТЭР используются биологическая защита из поглощающих нейтроны и γ-излучение элементов и применяются мало-активирующиеся и радиационно-стойкие материалы, такие как карбид бора и сталь с низким содержанием кобальта.

Влияние ионизирующих излучений на оптику в ИТЭР проявляется в основном в постепенной потере пропускающей способности и возникновении люминесценции под облучением. Очевидно, что для разработки конструкции нейтронной защиты и самих диагностик плазмы требуется знать и учитывать радиационную обстановку в местах размещения оптических элементов. В настоящий момент проект ИТЭР находится на стадии, когда радиационная обстановка в зонах размещения диагностик рассчитана с хорошей точностью.

Влияние радиационных эффектов на оптические свойства стёкол зависит от типа, мощности, спектра и дозы ионизирующих излучений. Степень этого влияния зависит от состава оптического стекла, его чистоты и обусловлена кинетикой центров окраски, возникающих под облучением. Изменения пропускания под облучением проявляются в виде образования полос поглощения, распределенных по спектру.

СВЛ диагностика [1] размещается в двух экваториальных портах (ЭП) ИТЭР и включает в себя три оптических канала наблюдения. Эта диагностика решает несколько ключевых задач для управления реактором: позволяет контролировать интенсивности свечения примесей в плазме, определяет момент перехода из L- в H-моду [2] и измеряет потоки и концентрации изотопов

водорода в пристеночной области плазмы. На рис. 1 представлен общий вид модели ЭП11 с биологической защитой, сектором плазмы с оптическими пучками СВЛ диагностики.

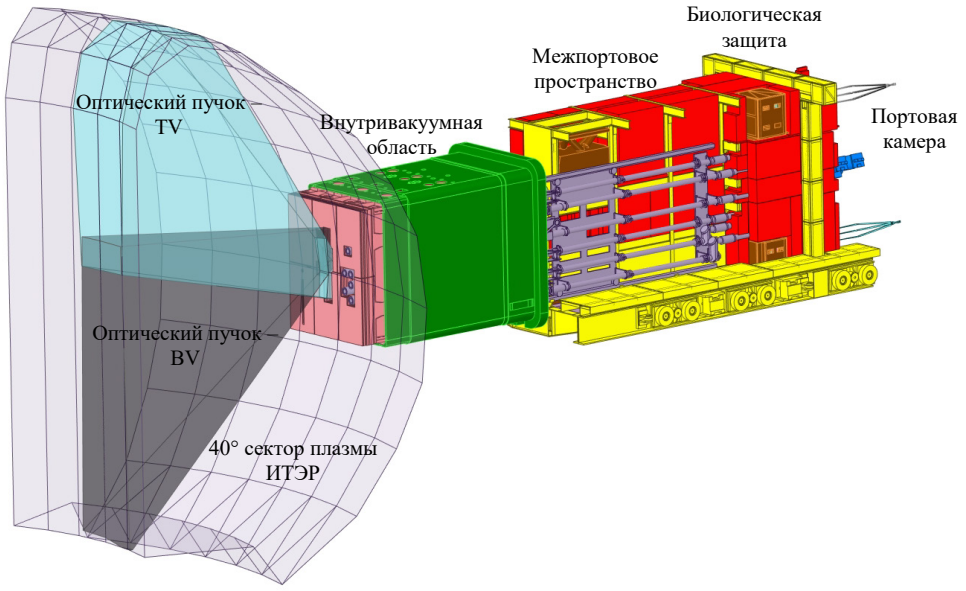


Рис.1. Общий вид ЭП11 с 40° сектором плазмы ИТЭР и оптическими пучками СВЛ диагностики

В экваториальном порту №11 (ЭП11) расположены два оптических канала (верхний и нижний) СВЛ диагностики в Диагностическом Защитном Модуле №2 (ДЗМ №2), через которые свет из плазмы с помощью восьми сферических и плоских зеркал передается в межпортовое пространство и далее на детектирующее оборудование за биологической защитой в портовой камере (см. рис. 1). Оба канала схожи по конструкции и отличаются лишь позиционированием в ДЗМ №2.

Литература:

1. R.S. Afanasenko, K.Yu. Vukolov, D.K. Vukolov, A.A. Morozov, Role of the neutron calculations on the development of optical diagnostics in ITER. ISSN 1063-7788, Physics of Atomic Nuclei, 2022, Vol. 85, No. 7, pp. 1–17. © Pleiades Publishing, Ltd., 2022.

2. Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Сергеев В.Ю. Особенности измерения изотопного состава водородных ионов в плазме ИТЭР с помощью диагностики по потокам атомов в условиях инжекции в плазму нейтральных пучков. — Физика плазмы, 2015, т. 41(12), с. 1062.

РЕЖИМЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ ИОГАННА

Баронова Е.О.

РНЦ “Курчатовский институт”, Москва123182, Россия, baronova04@mail.ru

Рентгеновская спектроскопия - эффективный инструмент изучения параметров плотной высокотемпературной плазмы. Относительные интенсивности определенных рентгеновских линий используются для определения электронной температуры и электронной плотности плазмы, а форма линий содержит информацию об электромагнитных полях. Однако, для корректной интерпретации результатов каждого конкретного эксперимента требуется учет особенностей его геометрии. Некоторые из этих особенностей кратно обсуждаются в данной статье для случаев точечных и протяженных источников.

Рис.1a,b,c показывает оптическую схему работы спектрометра Иоганна для случаев различного расположения точечного источника по отношению к кругу

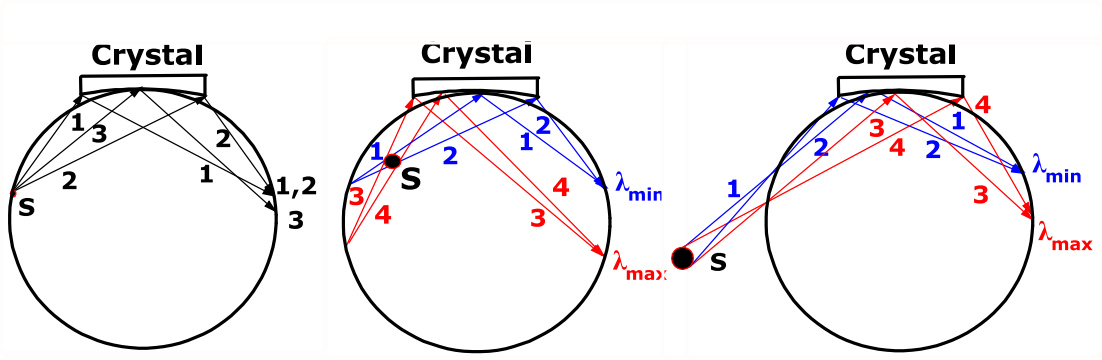


Рис.1a,b,c. Работа спектрометра Иоганна с точечным источником, мериданальная плоскость.

Роуланда.

На рис.1a точечный источник расположен на круге Роуланда, и, согласно геометрии Иоганна, спектрометр работает как монохроматор, только одна длина волны отражается, это - λ_m , которая удовлетворяет соотношению Брэгга для лучей 1,2,3, отраженных от кристалла под углом θ_m. В этой геометрии светосила прибора

достаточно высока, так как вся поверхность кристалла отражает данную линию λ_m. Лучи 1 и 2 отражаются от кристалла и пересекаются в одной и той же точке на круге Роуланда, в то время как луч 3 пересекает круг Роуланда ниже этой точки. Расстояние между точкой пересечения луча 3 и лучей 1,2 на правой стороне круга Роуланда соответствует оптической компоненте уширения рентгеновской линии (δx_{opt}), измеряемой сферическими аберрациями от полной поверхности кристалла. В этом режиме работы присутствует также и дифракционное уширение ($\delta\theta_{dif}$), так что ширина рентгеновской линии больше, чем расстояние между точками 1,2 и 3 на

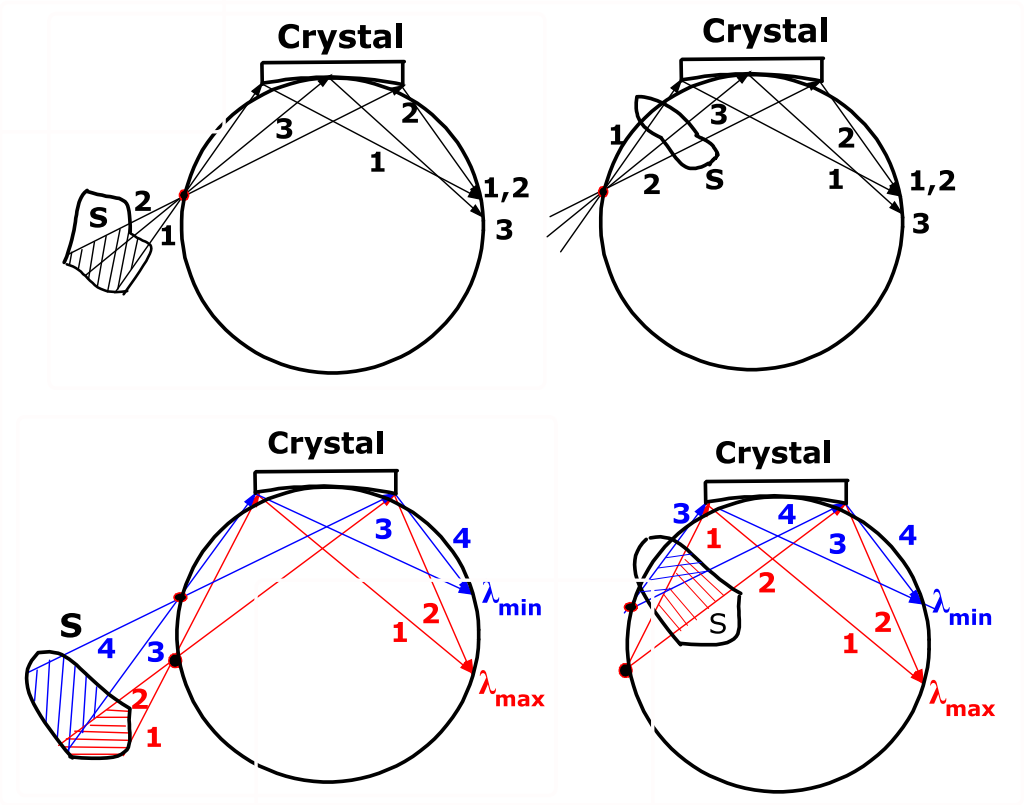


Рис.2a,b,c,d. Работа прибора Иоганна в случае протяженного источника, меридианальная плоскость.

правой стороне круга Роуланда. Дифракционное уширение не показано на рисунке для простоты.

Однако, расположение источника на круге Роуланда является достаточно экзотическим случаем. Обычно источник находится на некотором расстоянии внутри или вне круга Роуланда, как это указано на рис.1b,c. Рис.1b,c свидетельствует, что длина волны λ_{min} отражается частью кристалла, заключенной между голубыми лучами 1 и 2, в то время как длина волны λ_{max} отражается частью кристалла ограниченной красными лучами 3 и 4. Очевидно, что λ_{min} и λ_{max} отражаются различными областями кристалла. В диагностике плазмы, основанной на анализе

относительных интенсивностей рентгеновских линий, традиционно предполагается, что кристаллы отражают излучение однородно вдоль поверхности, и, таким образом, коэффициенты отражения для двух различных рентгеновских линий одинаковы. Однако, это не выполняется для изогнутых кристаллов [1], и, кроме того, это не всегда справедливо даже для плоских образцов [2].

Отметим некоторые основные особенности, следующие из рис.1b,c, и важные для диагностики плазмы: а) регистрируемый диапазон длин волн $\Delta\lambda = (\lambda_{max} - \lambda_{min})$ зависит от длины кристалла и от расстояния от кристалла до источника, б) только небольшая часть поверхности кристалла отражает выбранную спектральную линию, так что оптическая компонента уширения линии, (δx_{opt}), существенно меньше той, которая имеет место на рис.1a, в) так как лишь небольшая часть кристалла отражает выбранную линию, и две различных линии отражаются различными областями кристалла, то необходимо исследовать локальный коэффициент отражения для данного кристалла.

Для данной длины волны и точечного источника, расположенного вдали от круга Роуланда, оптическое уширение зависит от размера работающей на отражение части кристалла, который определяется размером источника и расстоянием от источника до кристалла. На рис.1b,c оптическое уширение $(\delta\theta_{opt})$ и дифракционное уширение $(\delta\theta_{dif})$ для λ_{max} и λ_{min} не показаны.

Рис.2a,b,c,d демонстрирует работу спектрометра Иоганна в случае регистрации спектров протяженных источников. На рис.2a,b излучение с длиной волны λ_m эмитируется протяженным источником, расположенным внутри или вне круга Роуланда. В этом случае необходимо обратить внимание на следующие особенности: а) регистрируемые фотоны излучаются областью источника, ограниченной лучами 1 и 2, б) если размер источника превышает размер области, ограниченной лучами 1 и 2, то полная поверхность кристалла участвует в отражении излучения (в противном случае излучение отражается лишь частью кристалла), в) оптическое уширение линии $(\delta\theta_{opt})$, аналогично случаю, указанному на рис.1a и измеряется аберрациями с полной поверхности кристалла, г) дифракционное уширение линии $(\delta\theta_{dif})$ также оценивается кривой отражения зарегистрированной с полной поверхности кристалла.

Рис.2c,d демонстрирует регистрацию диапазона длин волн $\Delta\lambda = (\lambda_{max} - \lambda_{min})$ для случая протяженного источника, расположенного внутри или вне круга Роуланда. Основные особенности регистрации спектров в этой геометрии таковы: а) каждая длина волны отражается полной поверхностью кристалла, так что необходимо знать усредненный коэффициент отражения и оптические аберрации с полной поверхности кристалла, б) оптическая компонента уширения любой линии, принадлежащей

интервалу (λ_{max} - λ_{min}), превышает оптическую компоненту уширения, указанную на рис 1b,c, в) каждая длина волны регистрируется из определенной области источника, так что, например, λ_{max} и λ_{min} регистрируются из различных его областей, перекрытие которых зависит от размеров кристалла и источника, значений этих длин волн и геометрии эксперимента.

Приведенный анализ необходимо принимать во внимание при интерпретации относительных интенсивностей линий, зарегистрированных в любом эксперименте. Очевидно, что оценка параметров плазмы является более или менее корректной, если рассматриваемые линии регистрируются из одной и той же области плазмы, используется адекватная модель для их интерпретации, весь тракт спектрометра прокалиброван, и т.д. Например, для ситуации, указанной на рис.1b,c, необходимо знать локальные коэффициенты отражения кристалла, в то время как для геометрии эксперимента, указанной на рис.2c,d, необходимо измерить коэффициенты отражения с полной поверхности кристалла. В случае протяженного источника (токамак) необходимо принимать во внимание степень перекрытия областей, излучающих рассматриваемые диагностические линии.

Литература

1. Lider V.V., Baronova E.O.,Stepanenko M.M., Experimental characterization of bent focusing crystals, Crystallography Reports, V. 46, no 3,,(2001),341-355.
2. Pereira N.R., Macrander A.T., Hill K.W., Baronova E.O., George K.M.,et.al, Rev. Sci. Instrum. **86**, (2015),103704.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ЭТАНОЛА

Т. С. Батукаев[1], Ю. А. Лебедев[1], И. В. Билера[1], Г. В. Крашевская[1, 2]

[1] *Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН*
[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

СВЧ разряды в жидкостях обладают свойствами, отличающими их от широко используемых разрядов постоянного тока, ВЧ и высоковольтных разрядов. Их можно использовать для получения водорода, покрытий, наночастиц и нанотрубок, для очистки воды и т. д. [1,2]. СВЧ-плазма в жидкостях является чрезвычайно интересным объектом для исследования, так как часто бывает неравновесной, неоднородной, с большими пространственными градиентами параметров. Микроволновый разряд существует в газовом пузыре (диаметром несколько миллиметров) внутри жидкости. Поверхность пузырьков расположена вблизи зоны высокой температуры, что обеспечивает высокую скорость ввода испаряемых молекул в пузырек. Этот пузырь можно рассматривать как мини-плазмохимический реактор.

Экспериментальная установка для генерации СВЧ-разряда в жидкости подробно описана в [3-5]. Она включает обычные элементы схемы СВЧ разряда: СВЧ (2,45 ГГц) магнетронный генератор, циркулятор, водяной аттенюатор, направленный ответвитель, анализатор спектра и осциллограф. Аттенюатор позволяет получить плавно изменяющуюся падающую мощность в диапазоне от 50 Вт до 2,5 кВт. Разрядная секция представляет собой прямоугольный переход волновод-коаксиал, центральный проводник которого служит антенной для ввода СВЧ-энергии в реактор. Подвижный короткозамыкающий поршень располагался на конце волновода для регулировки согласования разрядной секции с СВЧ-генератором. Разряд создавался в жидкости вблизи торца антенны в кварцевом реакторе (диаметр 55 мм), помещенном в защитный экран из медной проволоки (период решетки 0,5 мм, толщина проволоки 0,13 мм). Антенная часть, выходящая в реактор, сделана из стержня вольфрама,

легированного лантаном (вольфрамовый электрод WL20). В условиях эксперимента изменялась объемная концентрация спирта в растворе (в диапазоне 96-0%). Давление над поверхностью жидкости равнялось атмосферному давлению. Зажигание разряда регистрировалось с помощью девятикадровой электронно-оптической камеры К011, спектрометра Avaspec-2048x14-USB2 и фотодиода, сигнал с которого выводился на осциллограф АКИП-4126/3А-Х.

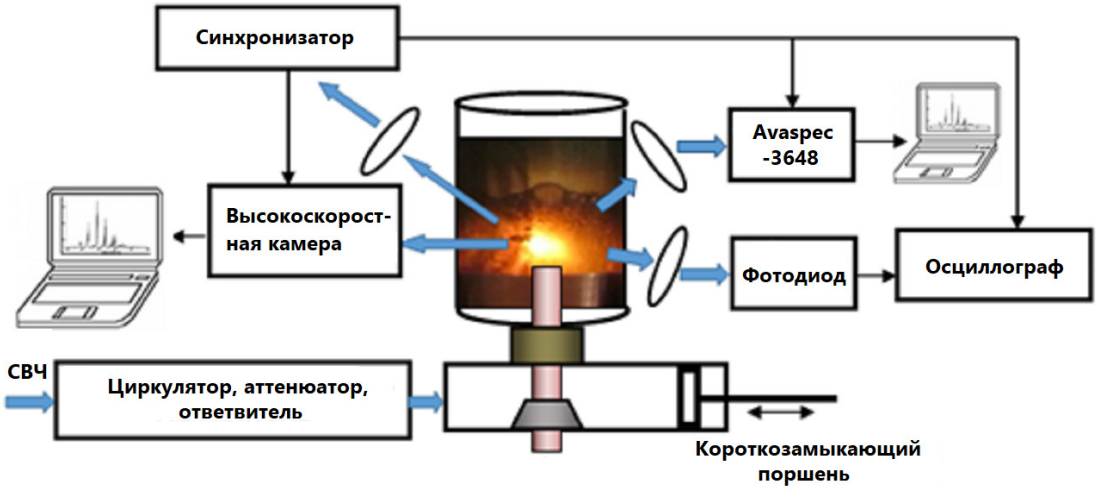
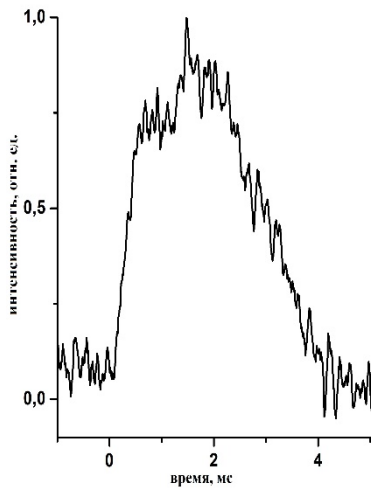


Рис. 1 Схема экспериментальной установки.

За счет ввода СВЧ энергии жидкость в реакторе закипает и образуются пузырьки газа, в одном из которых происходит пробой. На рис. 2 и 3 представлены осциллограмма сигнала с фотодиода и фотография момента зажигания разряда, на фотографиях можно видеть момент появления первого пузырька с плазмой, длительность первого разряда 3,5 мс. Светящиеся области в верхней части реактора – пузырьки с газом, излучение от плазмы отражается от поверхности пузырьков. Полученные результаты подтверждают результаты предыдущих исследований начальных стадий микроволнового разряда в жидких углеводородах [3-5].

На разрешенных во времени спектрах разряда в этаноле, полученном при падающей мощности 600 Вт, в этаноле имеются, характерные для разряда в углеводородах, полосы Свана. С использованием программы Specair 3.0 определили вращательные и колебательные температуры частиц для трех секвенций молекулы C_2. Вращательная и колебательная температуры частиц равны 4000 К. Спектр разряда в этаноле и его аппроксимация программой Specair 3.0 представлены на рис. 4.



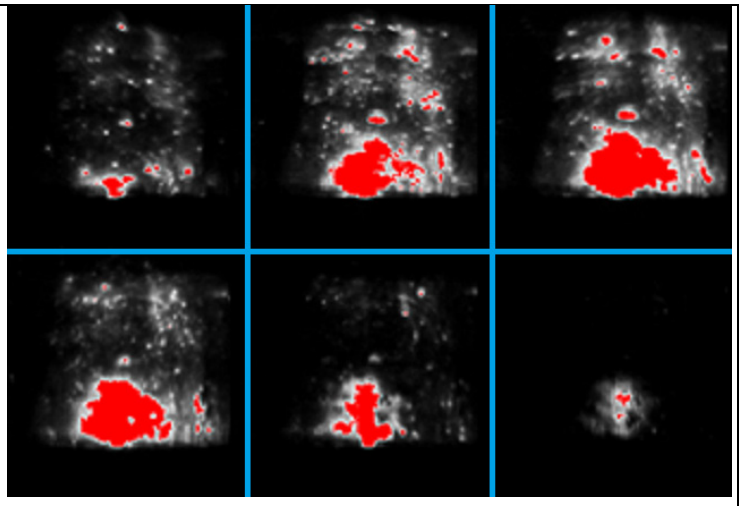


Рис. 2 осциллограмма сигнала с фотодиода.

Рис. 3 Серия фотографий пузырька с плазмой в начальный момент (50 мкс экспозиция, 500 мкс время между кадрами).

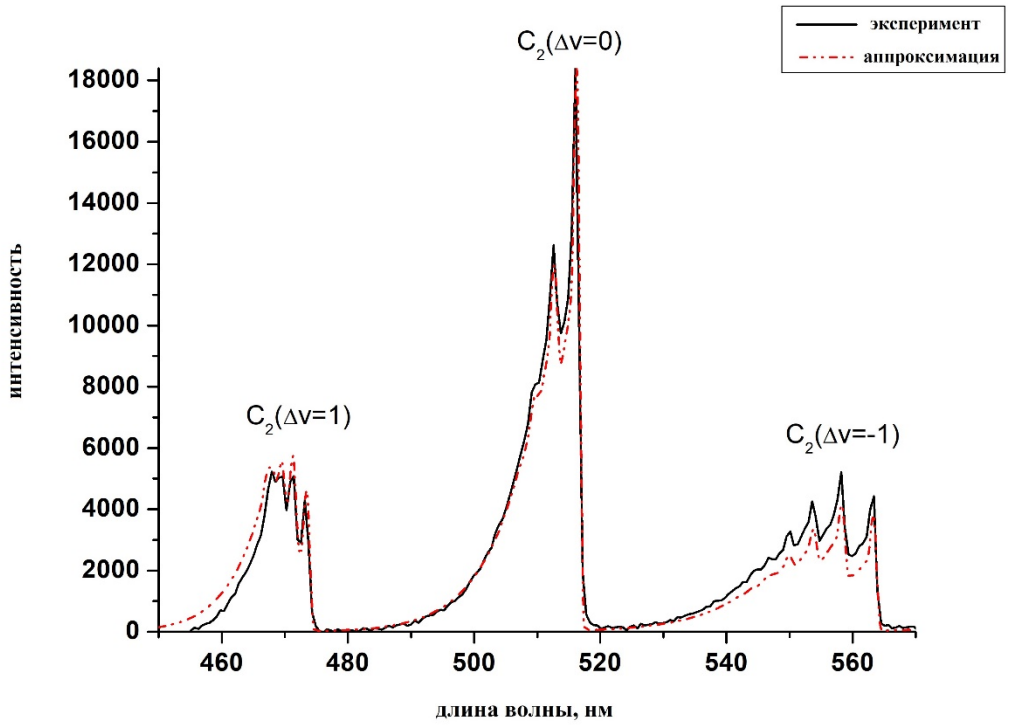


Рис. 4 Спектр СВЧ разряда в этаноле и его аппроксимация.

При понижении концентрации этанола в растворе на разрешенных во времени спектрах полосы Свана исчезают и появляются интенсивные полосы LaO и атомарные линии водорода, кислорода и иона углерода. Это может объясняться неоднородностью разряда, при которой в объемно-интегральном спектре имеется излучение из разных частей разряда. Типичный спектр схож со спектром СВЧ разряда в воде (рис. 5).

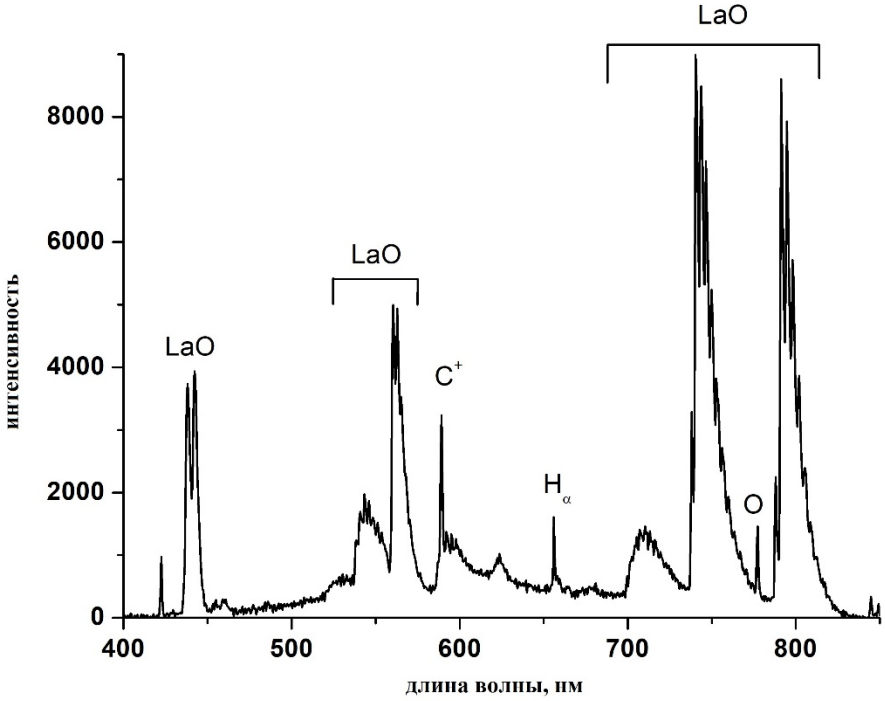


Рис. 5 Спектр СВЧ разряда в воде.

В результате оптического исследования микроволновых разрядов в водных растворах спирта получены результаты, подтверждающие результаты предыдущего исследования [3-5], описывающего динамику развития микроволнового разряда в жидких углеводородах.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИНХС РАН.

Литература:

1. Lebedev Y. A. Microwave discharges in liquids: fields of applications //High Temperature, 2018, Т. 56, №. 5, С. 811-820.

2. Lebedev Y. A. Microwave Discharges in Liquid Hydrocarbons: Physical and Chemical Characterization //Polymers, 2021, Т. 13, №. 11, С. 1678.

3. Lebedev Y. A. et al. Light emission from microwave discharges in liquid hydrocarbons at the initial stages of their development //Plasma Processes and Polymers, 2021, Т. 18, №. 10, С. 2100051.

4. Lebedev Y. A. et al. Time resolved study of ignition of microwave discharge in liquid hydrocarbons //Plasma Processes and Polymers, 2022, С. e2100215.

5. Batukaev T. S. et al. Time-Resolved Optical Diagnostics of the Microwave Discharge in Liquid Hydrocarbons with Argon Bubbling //Plasma Physics Reports, 2022, Т. 48, №. 4, С. 391-394.

МЕТОД ОЧИСТКИ ПОВЕРХНОСТИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА КОМБИНАЦИЕЙ ИОННОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ТОКОВ

С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991, Ленинский проспект, 53, Москва, Россия

Как отмечалось многими исследователями, результаты измерений параметров электронной компоненты плазмы методом одиночного зонда Ленгмюра зависят от состояний его поверхности [1-4]. В процессе измерений на поверхности зонда могут адсорбироваться газы из окружающего его объема, осаждаться металлические и диэлектрические пленки и т.д. Для корректных зондовых измерений необходимо избежать деградации (загрязнения) поверхности зонда за период измерений, обеспечить чистоту поверхности перед началом измерений.

Доступ к зонду обычно затруднен, поэтому очистку поверхности зонда осуществляют электронной или ионной бомбардировкой [1, 4]. Подачей на зонд большого положительного потенциала, удается обеспечить большой электронный ток на зонд, в этом случае очистка поверхности зонда происходит за счет его нагрева. При подаче на зонд большого отрицательного потенциала, очистка зонда идет за счет ионной бомбардировки.

Несмотря на повсеместное применение методов токовой очистки сравнение методов электронной или ионной бомбардировки не проводилось. В рамках данной работы при помощи оригинальной многоканальной системы зондовых измерений [5] проведено сравнение этих подходов и предложено использовать комбинацию двух способов очистки поверхности зонда.

Исследования проводились на установке "Течь" [6]. Разрядное устройство представляло собой полый прямоугольный катод с сетчатым анодом. Измерения проводились в разряде в He при давлении 2 мбар.

Использовалась оригинальная многоканальная система зондовых измерений [5]. Система позволяет получать данные с 3-х одиночных зондов Ленгмюра, расположенных в разных областях плазмы, одновременно. При этом

система обладает большим динамическим диапазоном благодаря регистрации вольт-амперной характеристики (ВАХ) с использованием шумового сигнала [7, 8]. Подробное описание регистрирующей системы приведено в [5].

Исследования показали, что оптимальным методом очистки поверхности зонда является, предложенный авторами подход [5], представляющий собой комбинацию нагрева и ионной бомбардировки. Для этого на зонд в течении 1 минуты подавалось поочередно -230 В и 230 В [5]. Такая двухполярная очистка обеспечивает наилучшее воспроизведение результатов. Пример сравнения результатов измерений ВАХ зондовой цепи и ее второй производной до и после обработки таким методом продемонстрирован на рис. 1, 2.

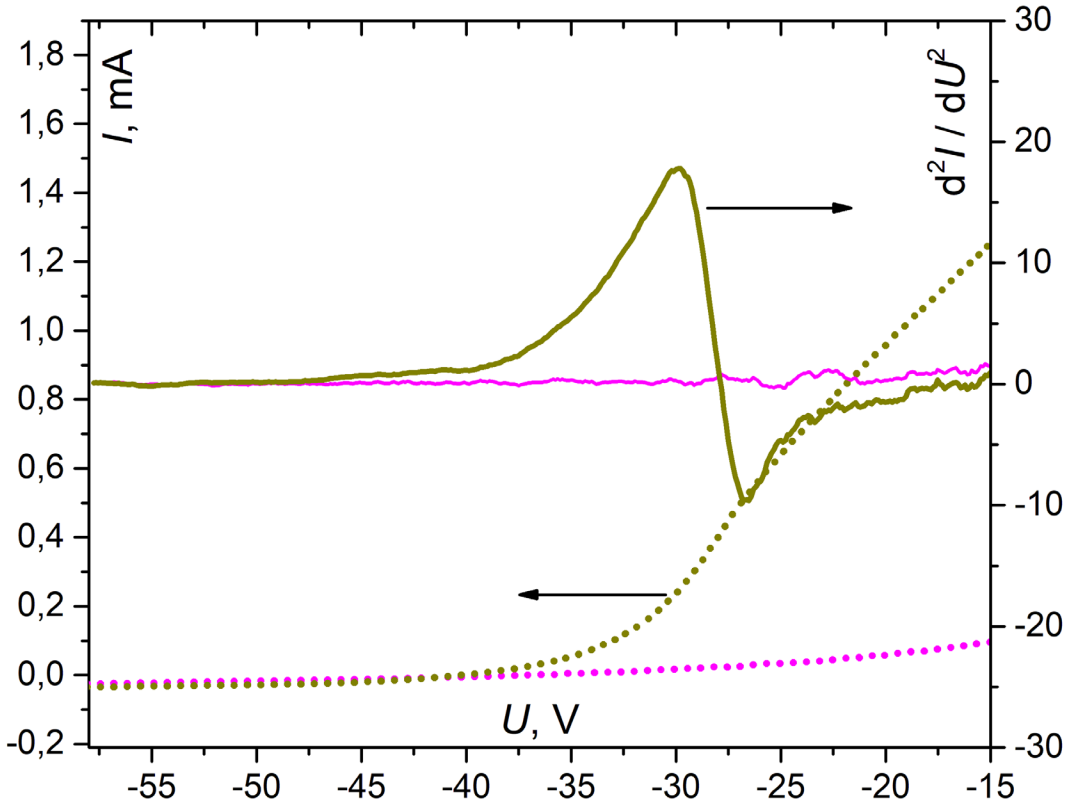


Рис.1. ВАХ и их вторые производные (d^2I/dU^2) двух близкорасположенных зондов с разной степенью загрязнения поверхности.

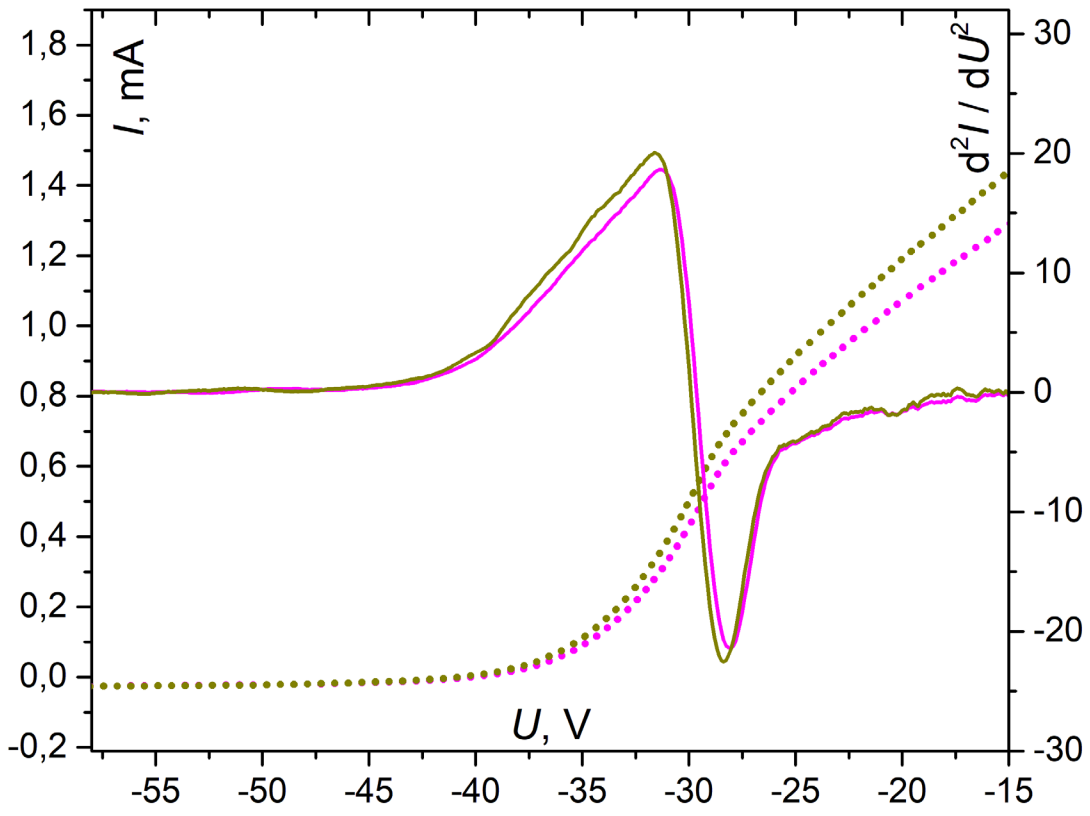


Рис.2. ВАХ и их вторые производные (d^2I/dU^2) двух близкорасположенных зондов после процедуры очистки комбинацией ионного и электронного токов (до очистки см. рис. 1).

Работа выполнена за счет средств гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00310).

Литература:

1. Ю.А. Иванов, Ю.А. Лебедев, Л.С. Полак. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмохимии. М.: Наука, 1981.
2. О. В. Козлов. Электрический зонд в плазме. М.: Атомиздат, 1969.
3. В. И. Демидов, Н. Б. Колоколов, А. А. Кудрявцев. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996.
4. Godyak V.A., Demidov V.I. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2011, v. 44, 233001. https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/23/233001
5. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. // Vacuum, 2022, v. 206, 111514. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111514

6. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Dyatko N.A., Kochetov I.V., Ochkin V.N. // Plasma Sources Science and Technology, 2021, v. 30, 095004. https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac1ee2
7. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. // Vacuum, 2020, v. 180, 109616. https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2020.109616
8. Andreev S.N., Bernatskiy A.V., Ochkin V.N. // Plasma Chemistry and Plasma Processing, 2021, v. 41, p. 659-672. https://doi.org/10.1007/s11090-020-10137-4

ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ДВУХЧАСТОТНОМ ВЧ ЕМКОСТНОМ РАЗРЯДЕ ЗА ВЧ-ПЕРИОД

М.А. Богданова[1,2], Д.В. Лопаев[1], Д.Р. Шибанов[1,2]

[1.] *НИИ ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, МГУ имени М. В. Ломоносова*
[2.] *Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова*

Введение. Многочастотные емкостные разряды низкого давления представляют большой интерес в связи с широкими возможностями их применения в качестве плазменных реакторов нового поколения. Основное преимущество таких разрядов – в возможности независимого управления энергией и потоком ионов путем варьирования вкладов ВЧ мощности на различных частотах. Большой интерес также представляют эксперименты, позволяющие получить информацию об эволюции плазмы, как во времени, так и в пространстве, поскольку они дают основу для проверки различных подходов к моделированию плазменного разряда. Моделирование плазмы, в свою очередь, необходимо для углубленного понимания процессов, происходящих в ней, и дальнейшего использования полученных знаний для выработки прецизионных методов контроля над технологическими процессами с использованием плазмы. Темой данного исследования как раз является получение информации об эволюции структуры емкостного ВЧ разряда за ВЧ-период экспериментальными методами – в частности, методом оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС).

Идея состоит в использовании ОЭС с временным и пространственным разрешением [1,2], а именно – в нахождении таких возбужденных состояний атомов газов смеси, при которых отношение интенсивностей их излучения является почти линейной функцией температуры электронов $\mathrm{T_e}$. Тогда динамика распределения интенсивности излучения за ВЧ-цикл будет отражать динамику $\mathrm{T_e}(Z,t)$ (разумеется, только если времена жизни излучающих состояний меньше ВЧ-периода). Затем, зная динамику $\mathrm{T_e}$, можно получить

динамику распределения электронной плотности $N_e(Z,t)$ (после расчета коэффициента электронного возбуждения как функции T_e).

Экспериментальная установка и методы диагностики. В данной работе описанная выше идея была реализована для изучения динамики распределений $T_e(Z)$ и $N_e(Z)$ в межэлектродном промежутке двухчастотного (1.76 МГц (НЧ) + 81 МГц (ВЧ)) ВЧ емкостного (ВЧЕ) разряда в смеси Ar:O_2 в течение периода НЧ. Давление газа – 45 мТорр. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Спектр излучения двухчастотной емкостной плазмы в смеси 70% Ar + 30% O_2 приведён на рис.2.

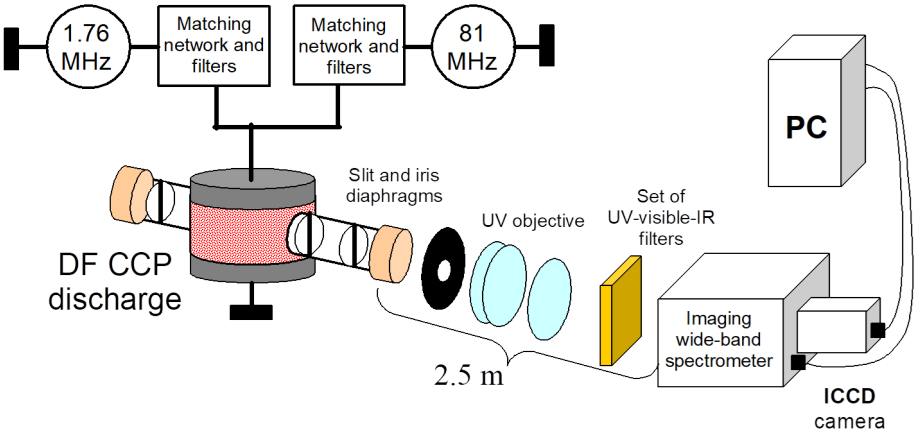


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

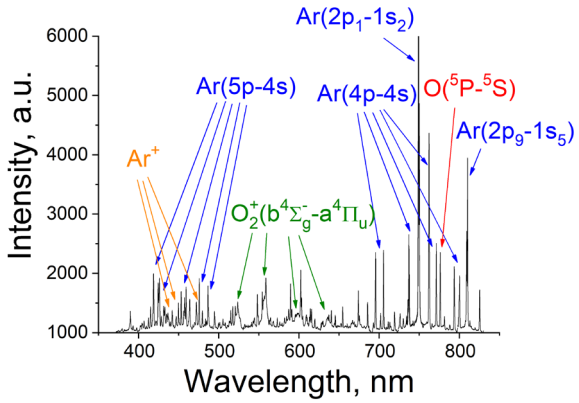
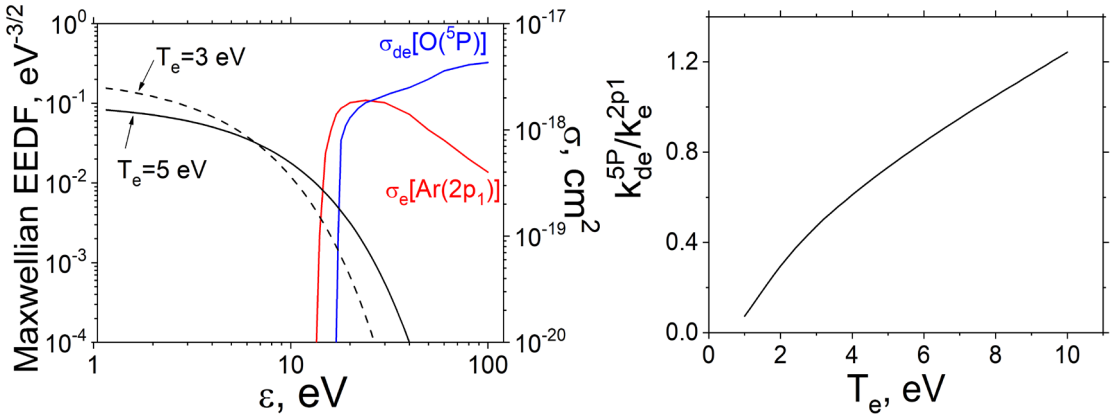


Рис.2. Спектр излучения двухчастотной емкостной плазмы в смеси 70% Ar + 30% O2.

Для изучения динамики параметров плазмы предложенным методом были выбраны следующие линии излучения: атомов O($3p^5P - 3p^5S$) (777 нм) и Ar($2p_1 - 1s_2$) (750 нм). Интенсивность излучения атомов O в ВЧЕ разряде низкого давления в основном определяется диссоциативным возбуждением O_2: $e^- + O_2 \rightarrow O^*(^3P) + O^*(^5P) + e^-$, тогда как интенсивность излучения атомов Ar определяется возбуждением Ar электронным ударом: $e^- + Ar \rightarrow$

$Ar^*(2p_1) + e^-$. Сечения этих процессов изображены на рис.3(а). Как показали зондовые измерения, в рассматриваемых разрядных условиях форма ФРЭЭ близка к Максвелловской (пример на рис. 3(а)), так что соотношение интенсивностей двух выбранных линий излучения оказывается почти линейно зависящим от T_e (рис.3(б)). Значит, из динамики соотношения интенсивностей выбранных линий излучения по периоду НЧ можно получить динамику пространственных распределений $T_e(Z)$ и $N_e(Z)$.



(а) (б)

Рис.3. (а) – Пример максвелловской формы ФРЭЭ с двумя характерными значениями T_e, а также сечения диссоциативного возбуждения молекул O_2 $\sigma_{de}[O^*(^5P)]$ и возбуждения электронным ударом атомов Ar $\sigma_e[Ar^*(2p_1)]$; (б) – Отношение констант скоростей возбуждения $O^*(^5P)$) и $Ar^*(2p_1)$ $k_{de}^{5P}/k_e^{2p_1}$ как функция T_e.

Результаты. С помощью широкополосного спектрометра, оснащенного ICCD-камерой (строб 10 нс), были получены фотографии ВЧЕ разряда на выбранных линиях излучения атомов в смеси 70% Ar + 30% O_2 в одночастотных случаях, когда мощность была вложена либо на НЧ, либо на ВЧ, а также в двухчастотных случаях при разной вложенной НЧ мощности (рис.4).

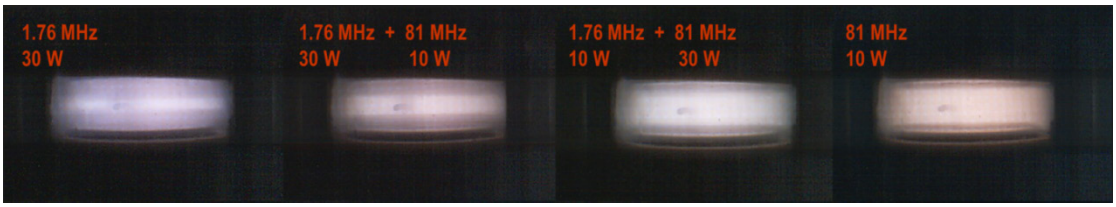
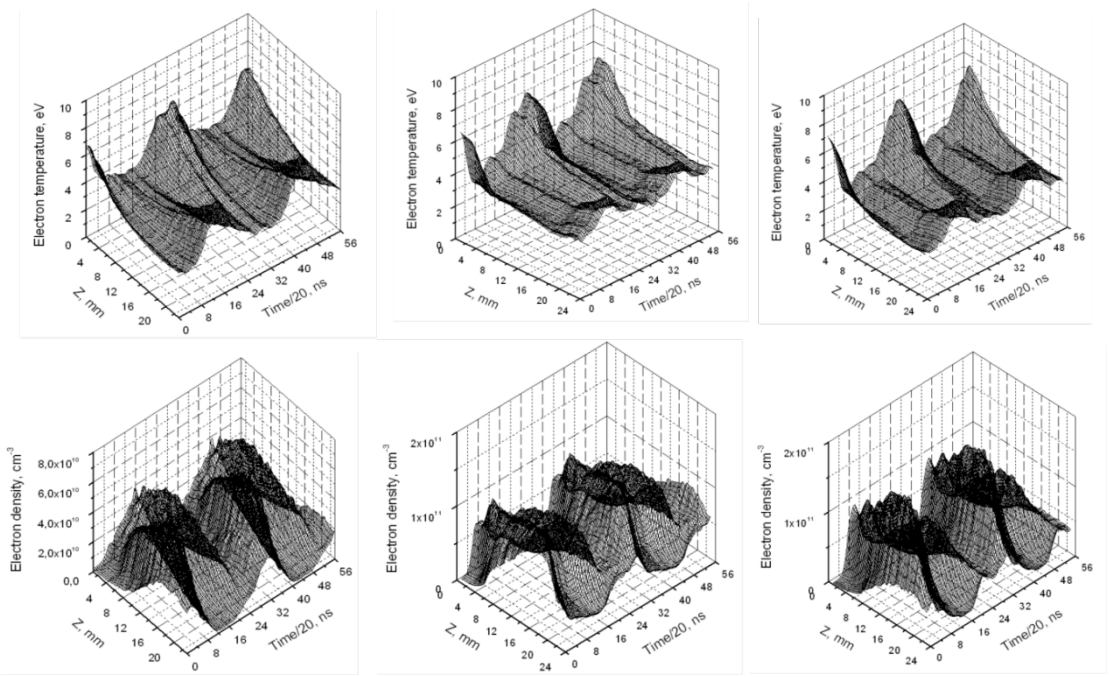


Рис.4. Фотографии ВЧЕ плазмы в смеси 70% Ar + 30% O_2 при разных мощностях разрядов на частотах 1.76 МГц и 81 МГц.

Из пространственной картины интенсивности излучения далее была детально воспроизведена динамика $T_e(Z,t)$ и $N_e(Z,t)$ в течение периода 1.76 МГц в одночастотном и двухчастотном разрядах. Полученные результаты представлены на рис.5.



(а) (б) (в)

Рис.5. Динамика распределений $T_e(Z)$ (сверху) и $N_e(Z)$ (снизу) в межэлектродном промежутке ВЧЕ разряда за период 1.76 МГц: (а) одночастотный разряд на 1.76 МГц, мощность 30 Вт; (б) двухчастотный разряд, мощность ВЧ – 10 Вт, НЧ – 10 Вт; (в) двухчастотный разряд, мощность ВЧ – 10 Вт, НЧ – 30 Вт.

Из рис. 5 видно, что подводимая НЧ мощность сильно возмущает однородные распределения $T_e(Z)$ и $N_e(Z)$, наблюдаемые в ВЧЕ разряде. Синхронно с НЧ-периодом наблюдается сильный нагрев электронов вблизи приэлектродных слоев. Причем и T_e, и особенно N_e начинают осциллировать с НЧ во всем объеме разряда, а не только вблизи приэлектродных слоёв. Это свидетельствует об очень сложном характере эволюции плазмы таких двухчастотных емкостных разрядов, для понимания которого необходимо в первую очередь подробно изучить механизмы нагрева электронов с учётом движения ионов - так называемый ион-динамический эффект.

Литература:

1. Schulze J, Schüngel E, Donkó Z, Luggenhölscher D and Czarnetzki U Phase resolved optical emission spectroscopy: A non-intrusive diagnostic to study electron dynamics in capacitive radio frequency discharges // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2010 **43** 124016

2. Gans T, O'Connell D, Schulz-Von Der Gathen V and Waskoenig J The challenge of revealing and tailoring the dynamics of radio-frequency plasmas // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2010 **19** 034010

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-4610.2022.1.2.

МЯГКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Кологривов А.А.[1], Рупасов А.А.[1], Болховитинов Е.А.[1], Стучебрюхов И.А.[1,2], Абросимов С.А.[2], Шелковенко Т.А.[1]

[1]- Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия
[2]- Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия

Исследования спектров мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы в широком спектральном диапазоне (5–100 Å) проводились совместно ФИАН и ИОФ РАН на лазерной установке «Камертон-Т» [1]. Излучение на длине волны второй гармоники Nd-лазера (0,53 мкм) при длительности импульса ~ 70 пс с энергией ~ 1–5 Дж, фокусировалось на плоские мишени из различных материалов - Al, Si, Ti, Cu, Ta и W. При этом плотность потока мощности составляла $7x10^{14}$ – $3.5x10^{15}$ Вт/см^2. Использовался спектрограф с пропускающей дифракционной решеткой, имеющей отношение элементарного зазора к периоду структуры 0.41. Детектирование спектров лазерной плазмы осуществлялось на флуоресцентную запоминающую пластину Fuji TR. Расчетным путём определены ионизационные состояния плазмы, соответствующие различным электронным температурам, что позволило при сравнении с полученными экспериментальными спектрами сделать оценку реальной электронной температуры, которая в зависимости от плотности потока мощности и материала мишеней изменялась в пределах 100–450 эВ. Для проверки правильности оценки температуры, полученной при таком сравнении, был проведен детальный расчет излучения плазмы по компьютерной программе PrismSPECT [2], который показал хорошее соответствие полученных оценок с результатами расчетов по этой программе. Анализ полученных в экспериментах спектров (Рис.1) показал, что для использования лазерной плазмы в качестве источника излучения в спектральной области «водяного окна» (23–44 Å) для применений в области биологии и медицины из перечисленных мишеней лучше всего подходят мишени из вольфрама, тантала или титана.

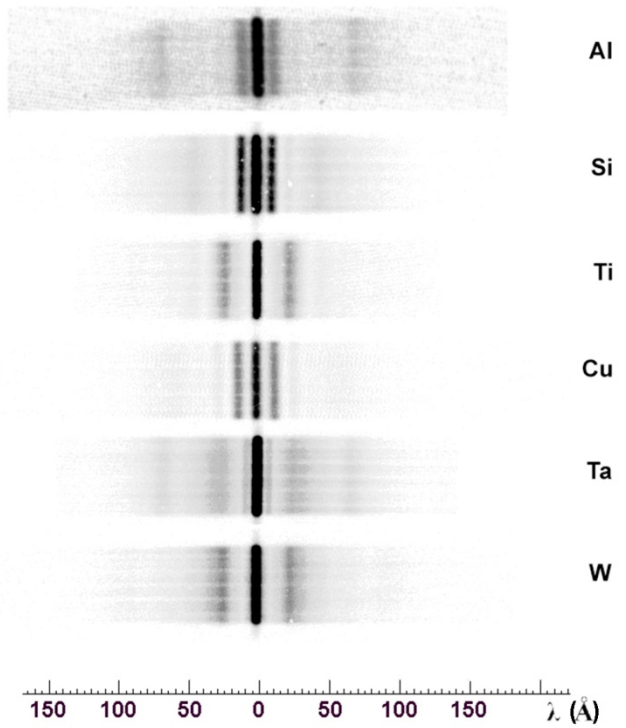


Рис. 1. Спектры рентгеновского излучения плазмы мишеней из различных материалов.

Литература.

[1]. Kologrivov A.A., Rupasov A.A., Bolkhovitinov E.A., Stuchebrukhov I.A., Abrosimov S.A., Shelkovenko T.A., Spectral studies of soft x-ray radiation of laser-produced plasma of various target materials in a wide spectral range. Phys. Rev. E, 2022, v. 106 B, 045205. DOI: 10.1103/PhysRevE.106.045205

[2]. MacFarlane J.J., Golovkin I.E., Wang P., Woodruff P.R., Pereyra N.A., SPECT3D - A multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output, High Energy Density Phys. 2007, v.3, p.181.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ В ДИАГНОСТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ДТР МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В.А. Бочарников, Л.А. Варшавчик, Е.А. Старовойтов,
С.И. Когаков, З.Г. Люллин, Е.Е. Мухин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

ИТЭР является экспериментальной установкой, в ходе работы которой необходимо производить мониторинг различных плазменных параметров. Из-за большего расстояния от плазменного разряда до границы вакуума, для многих диагностических систем предполагается использование внутривакуумных компонентов. В ходе использования подобных систем возникают различные проблемы, одной из которых является загрязнение оптических поверхностей продуктами эрозии первой стенки реактора.

Для оценки влияния возможного загрязнения элементов оптических диагностик, необходимо проводить моделирование транспорта примеси в длинных диагностических каналах. Для решения этой задачи в ФТИ им Иоффе создан программный Монте-Карло код KITe [1], позволяющий моделировать процессы транспорта, распыления и осаждения материалов первой стенки и других конструкционных элементов.

В ходе работы было проведено исследование скорости загрязнения первого оптического элемента диагностики диверторного томсоновского рассеяния (ДТР). В качестве начальных данных была использована информация о скорости и плотности потоков частиц из основного объема на входе в канал ДТР, полученная из результатов расчета программного пакета SOLPS-ITER [2]. В ходе данного исследования скорости загрязнения зеркал ДТР проводилось численное моделирование транспорта атомов бериллия, распыленных с первой стенки реактора, по диагностическому каналу. Также учитывалось распыление бериллия на элементах конструкции самого диагностического канала потоками дейтерия из основного объема. При расчетах используется приближение полностью нейтрального фонового газа.

В результате моделирования были получены данные о потоках падающих и распыленных частиц на поверхности конструкций диагностического канала и оптических элементов. Исходя из полученных результатов была рассчитана скорость осаждения и распыления тонкой пленки бериллия на поверхности первого зеркала. Также было исследовано влияние давления газа на степень загрязнения и распыления первого зеркала.

Расчет сделанный в предположении давления фонового газа 0,1 Па показал, что на поверхности зеркала наблюдается неравномерность распределения скоростей осаждения-распыления. Так край первого зеркала, расположенный ближе ко входу в канал, распыляется, в то время как дальняя часть зеркала преимущественно подвержена запылению.

Исследование режима с давлением фонового газа ~1 Па показало преобладание процесса распыления над запылением. При этом наблюдается та же тенденция, что край, который ближе к входу канала, распыляется сильнее, чем дальний край зеркала.

Еще одним исследованием был расчет транспорта частиц при давлении фонового газа ~7.4 Па. В данном случае атомы бериллия намного интенсивнее осаждаются на диверторных кассетах, по сравнению с предыдущими расчетами, не долетая до первого оптического элемента диагностики.

Отмеченную закономерность можно объяснить тем, что при повышении давления из-за высокой концентрации газа в объеме канала частицы бериллия претерпевают большое количество актов рассеяния на атомах фонового газа. В следствии этого осаждаются на поверхности конструкции диверторной кассеты и не долетают до первого зеркала.

На основании полученных результатов были сделаны выводы об ожидаемой степени загрязнения поверхности первого зеркала. Были рассчитаны скорости осаждения и распыления тонких пленок бериллия на поверхности зеркала при трех давлениях. Полученные данные могут быть использованы при оптимизации детальной конструкции диагностических компонент.

Литература:

1. Varshavchik L. A. et al. Three-dimensional simulation of neutral transport in gases and weakly ionized plasmas //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 025005.

2. Wiesen S. et al. The new SOLPS-ITER code package //Journal of nuclear materials. – 2015. – Т. 463. – С. 480-484.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА АЗИМУТАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ С ТЕРМОКАТОДОМ

М.А. Валинуров[1,2], А.В. Гавриков[1,2], Г.Д. Лизякин[1], А.П. Ойлер[1,2]

[1]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН)
[2]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

В наши дни достаточно популярным направлением для исследований является плазма, погруженная в скрещенные электрические и магнитные поля, так как такая конфигурация применяется во множестве современных устройств [1]. В качестве примеров можно привести ускоритель Холла [2] или устройства для масс-сепарации, такие как масс-фильтр Т. Оккавы [3] и масс-сепаратор В.П. Смирнова [4,5]. Во многих подобных устройствах возникают различные паразитные волны и неустойчивости [6], которые могут существенно влиять на результат их работы.

В случае масс-сепаратора В.П. Смирнова [4,5], ионы сепарируемых веществ движутся в скрещенных полях. При этом существенную роль играет действующий на них потенциал плазмы [7]. Колебания потенциала плазмы могут оказать существенное влияние на траектории ионов и изменить место их осаждения, тем самым ухудшая результат сепарации. Изучение пространственных и временных зависимостей распространения этих возмущений позволит учесть их влияние при построении компьютерных моделей.

Данная работа посвящена изучению азимутальной составляющей возмущения потенциала плазмы в скрещенных полях. Исследования проводились в цилиндрической установке длиной 220 см, с внутренним диаметром 86 см, и диаметром плазменного столба 50 см, при наличии аксиального магнитного поля 1.4 кГс и радиального электрического поля 15 В/см. Температура электронов составляет 6 эВ, скорость вращения плазмы в азимутальном направлении 9 км/с [8]. В эксперименте использовался отражательный разряд Пеннинга с термоэмиссионным катодом, в установку с

постоянной скоростью подавался рабочий газ – аргон. Для детектирования распространения фронта колебаний использовался четырехштырьковый плавающий зонд, расположенный в круговом сечении камеры. Схема его расположения приведена на рисунке 1. Расстояние между штырьками составляет 1.8 см, расстояние до центра камеры 15 см. Полученные данные анализировались при помощи методов Фурье-анализа, а также кросс и автокорреляции.

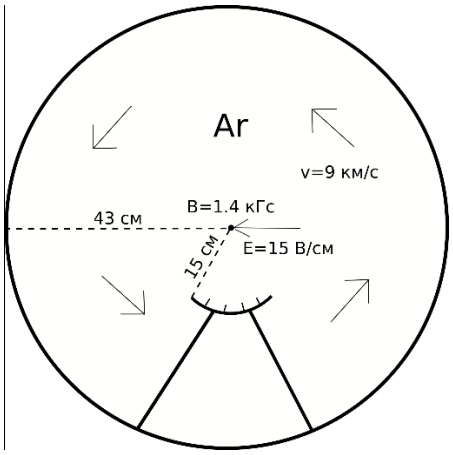


Рис. 1. Расположение зонда в разрядной камере.

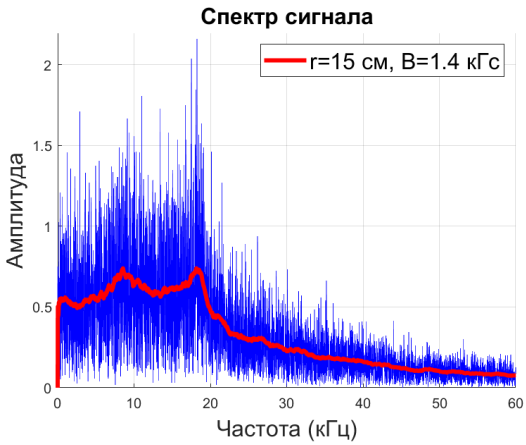


Рис. 2. Спектр колебаний плавающего потенциала и его усреднение методом скользящего среднего с окном 750 Гц.

По результатам эксперимента было установлено, что в зависимости потенциала плазмы от времени присутствует периодическая составляющая. На рисунке 2 приведен спектр данного сигнала и его усреднение методом скользящего среднего с окном 750 Гц. Также была определена азимутальная проекция абсолютной скорости $\upsilon_{abs} = 14\frac{км}{с}$, и азимутальная проекция скорости волны относительно неподвижной плазмы $\upsilon_{rel} = 5\frac{км}{с}$. Последняя получилась близка к рассчитанному значению скорости звука $\upsilon_s = 4\frac{км}{с}$. В качестве объяснения полученных результатов выдвинута гипотеза о наличии спицевой неустойчивости, уже наблюдавшейся в экспериментах [9].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00716, https://rscf.ru/en/project/21-19-007f16/

Литература:

1. Kaganovich I. D. et al. //Physics of Plasmas. – 2020. – Т. 27. – №. 12. – С. 120601.

2. Choueiri E. Y. //Physics of Plasmas. – 2001. – Т. 8. – №. 4. – С. 1411-1426.

3. Ohkawa T., Miller R. L. //Physics of Plasmas. – 2002. – Т. 9. – №. 12. – С. 5116-5120.

4. Ворона Н. А. и др. //Ядерная физика и инжиниринг. – 2014. – Т. 5. – №. 11-12. – С. 944-944.

5. Liziakin G. et al. //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2021. – Т. 54. – №. 41. – С. 414005.

6. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. – Атомиздат, 1975.

7. Oiler A. P. et al. //Molecules. – 2022. – Т. 27. – №. 20. – С. 6824.

8. Ойлер А.П. и др. //ЖТФ – 2022. Т.92. – №.10. – С. 1529.

9. Kim J. Y. et al. //Plasma Sources Science and Technology. – 2021. – Т. 30. – №. 2. – С. 025011.

АНАЛИЗ СОСТАВА ДЕЙТЕРИЙ СОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ВРЕМЯПРОЛЁТНОЙ ЛАЗЕРНО- ИСКРОВОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

М.В. Гришаев[1], Н.Е. Ефимов[1,2], Д.Н. Синельников[1]

[1.] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
[2.] *Санкт-Петербургский государственный университет*

Одной из важнейших проблем при эксплуатации токамаков-реакторов является взаимодействие плазмы с поверхностью обращенных к ней внутрикамерных элементов, что приводит к изменению физических свойств материалов, эрозии поверхности, транспорту продуктов эрозии в плазму и ухудшению ее параметров. В то же время, эрозия и транспорт материала приводят к формированию на поверхности тонких пленок за счет переосаждения. Результатом такого взаимодействия является захват термоядерного топлива - дейтерия и трития - в материале обращенных к плазме элементов или в переосажденных слоях. В современных термоядерных установках преобладающим механизмом удержания трития является захват в пленках, однако зоны эрозии и осаждения сильно неоднородно распределены в установке. Поэтому большой интерес представляют методы анализа поверхности, позволяющие проводить локальные in situ измерения. В современных токамаках для решения этих задач предлагается использовать лазерные методы оптической диагностики и масс спектрометрии поверхности..

Основная идея лазерной диагностики поверхности первой стенки термоядерных устройств заключается в нагреве и испарении материала в различных точках первой стенки интенсивным лазерным излучением как во время разрядов, так и между ними. В зависимости от плотности мощности и длительности импульса лазерного излучения частицы стенки (атомы, молекулы и кластеры) высвобождаются путем десорбции или абляции Измерение оптических спектров образующейся при этом искровой плазмы позволяет определить элементный состав и концентрации захваченных частиц в приповерхностных слоях анализируемой стенки.Альтернативным методом диагностики может служить масс-спектрометрия. Так, в работе [1] показаны

возможности применения квадрупольной масс-спектрометрии к анализу захваченного в кандидатные материалы термоядерных установок водорода. В то же время, перспективной для диагностики поверхности в токамаках может оказаться методика времяпролётного анализа, так как, во-первых, она требует более компактного и простого оборудования, а во-вторых, благодаря большой времяпролётной базе в установках масштаба ИТЭР она позволяет осуществлять прямое разделение сигнала протия, дейтерия и трития, что представляется более затруднительным для многих распространённых лазерно-ассистированных методов анализа поверхности [2].

Данная работа посвящена анализу дейтерий содержащих образцов лазерно-индуцированной абляционной масс-спектрометрией.

Эксперименты проводились на установке «Большой масс-монохроматор «МИФИ». Установка оснащена Nd:YAG лазером (с длиной волны 1064 нм), работающий в режиме модулированной добротности. Энергия в импульсе E ~ 50 мДж (до прохождения оптической системы). Длительность импульса τ=10 нс на полувысоте. Для анализа потоков газа использовался квадрупольный масс-спектрометр (КМС) Extorr XT100M и времяпролетный анализатор, состоящий из: времяпролетной базы длинной l=2,5 м, детектор ВЭУ 6, ВЭУ 1-А.

На установке были изучены потоки частиц при лазерно-индуцированной абляции поверхности водород содержащих материалов. В качестве образцов использовался титан-ванадиевый геттер, насыщенный дейтерием. Определён элементный состав образцов, а также предельные энергии ионов, вылетающих с поверхности образованной искровой плазмы. Показана возможность разделения сигналов дейтерия и протия с помощью данной методики анализа.

Работа была выполнена при поддержки гранта Российского научного фонда No 22-12-00360 «Лазерная диагностика накопления изотопов водорода во взаимодействующих с плазмой материалах токамака».

Литература:

1. Gasparyan У. et al. Laser-aided diagnostic of hydrogen isotope retention on the walls of the Globus-M2 tokamak // Fusion Eng. Des. 2021. Vol. 172. P. 112882.
2. Efimov et. al. Using Laser-Induced Breakdown Spectroscopy and Mass Spectrometry to Determine the Retention of Deuterium in Titanium Films// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2022, 86(5), 532–535.

ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ СЕКЦИИ УНИВЕРСАЛЬНОГО МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКОГО ЗОНДА

Л.Б. Беграмбеков, А.В Грунин, А.Д. Рожков, Д.П. Скороходов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Взаимодействие плазмы с материалами первой стенки, диафрагм, дивертора термоядерных установок порождает целую серию явлений, в той или иной степени отрицательно влияющих на параметры удерживаемой горячей плазмы. Среди них эрозия и изменение морфологии поверхности материалов, изменение их состава, структуры, захват, удержание и неконтролируемый выброс газов, эмиссия в плазму атомов и микроскопических частиц материалов, формирование слоёв, перенапылённых атомов, также захватывающих и удерживающих большие количества газов и загрязняющих плазму при последующем разрушении слоев. Кроме того, процессы взаимодействия плазмы со стенкой отрицательно влияют и на саму первую стенку и компоненты, взаимодействующие с плазмой. Среди негативных явлений для первой стенки стоит отметить ее деградацию с последующим разрушением внутрикамерных элементов.

Исследование взаимодействия плазмы с контактирующими с ней материалами и попытка на этой основе предотвратить развитие указанных явлений или, по крайней мере, ослабить их отрицательное влияние на параметры горячей плазмы – это чрезвычайно актуальная задача, поскольку разворачиваются исследования взаимодействия плазмы с кандидатными материалами элементов будущего поколения термоядерных установок в условиях работы с длинными импульсами.

Результативность измерений, ведущихся с целью исследования взаимодействия плазмы с контактирующими с плазмой материалами, может быть значительно повышена, а время и труд, затрачиваемые на подобные исследования, сокращены, если одновременно, будет выполняться комплекс измерений, необходимых для всесторонней характеризации исследуемых

процессов и явлений. В этих условиях будут определяться факторы и выявляться степень их воздействия на измеряемый процесс и при этом сведётся к минимуму часть измерений, выполняемых не в реальном времени. Именно такую организацию и проведение измерений можно будет реализовать с помощью предлагаемого малоразмерного многофункционального зонда, вводимого в плазму.

На рисунке 1 представлен многофункциональный зонд в защитном кожухе.

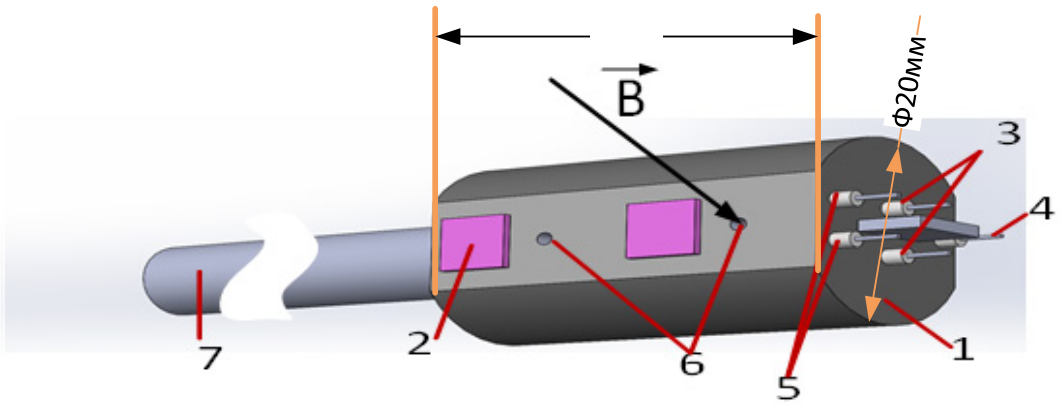


Рисунок 1. Возможная конфигурация подвижной части многофункционального зонда. 1 – защитный кожух, 2 – экспонируемые в плазме образцы, 3, 4, 5 – зонды Ленгмюра, 6 – отверстия входа частиц плазмы, 7 – фрагмент вакуумного ввода.

Зонд включает материаловедческую и спектрометрическую секции, расположенные в кожухе, а также внешние устройства: зонд Маха, зонды Ленгмюра (3-5) и экспонируемые в плазме образцы (2). Зонд Маха, расположенный на оконечности кожуха, конструктивно состоит из двух зондов Ленгмюра, разделенных перегородкой. Секции зонда работают независимо друг от друга и вместе дают комплексную информацию о компонентах пристеночной плазмы.

Схема масс-спектрометрической секции изображена на рисунке 2. Через отверстие (2) частицы плазмы (3) попадают внутрь измерительной части и ускоряются в промежутке между кожухом и ускоряющей диафрагмой (4). Электрическое поле, сформированное пластинами плоского конденсатора (5), и собственное магнитное поле токамака образуют область скрещенных E×H

полей, в которых происходит разделение частиц плазмы по отношению их массы *m* к заряду *Z*. Токи частиц, попадающих на коллекторы (6), регистрируются с помощью набора высокоскоростных АЦП, считывающих и запоминающих данные.

Для измерения полного ионного тока электрическое поле не формируется, в этом случае не происходит разделения частиц, и, таким образом, весь ионный или электронный ток фиксируется на коллекторе напротив входного отверстия.

Расчеты показывают, что эффективное разделение заряженных частиц в масс-спектрометрической секции с размерами 20×20 мм возможно при собственном тороидальном магнитном поле токамака с индукцией более 0.5 Тл. Минимальное магнитное поле будет соответствовать максимальному напряжению (около 1 кВ) на обкладках пластин, формирующих электрическое поле. Таким образом, предлагаемый многофункциональный зонд может найти свое применение в действующих и создаваемых токамаках Т-15МД, КТМ, ТРТ.

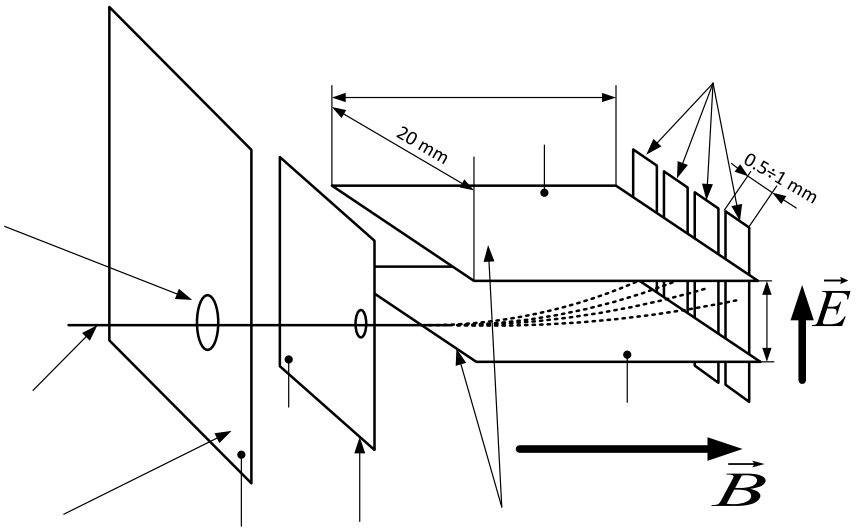


Рисунок 2. Схема масс–спектрометрической секции многофункционального зонда. 1 – элемент защитного кожуха, 2 – входное отверстие, 3 – поток ионов, 4 – ускоряющая диафрагма, 5 – пластины плоского конденсатора, 6 – коллекторы ионов.

Для отладки работы систем регистрации и блоков питания масс-спектрометрической секции материаловедческого зонда предложен испытательный стенд на пучке электронов. Работа с электронами вместо ионов позволяет существенно упростить конструкцию испытательного стенда. Расчеты показывают, что в испытательном стенде с использованием пучка электронов индукция магнитного поля может составлять величину порядка 100 Гс, что на порядок меньше, чем требуется для ионных пучков. К тому же получение пучка электронов гораздо более простая задача, чем получение пучков ионов различного зарядового состояния.

ДИАГНОСТИКА ДИВЕРТОРНОЙ ОБЛАСТИ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Н.В. Ермаков[1], Н.С. Жильцов[1], Г.С. Курскиев[1], Е.Е. Мухин[1],К.О.Николаенко[1], Ю.В. Петров[1], В.А. Соловей[1], Е.Е. Ткаченко[1], В.А. Токарев[1], С.Ю. Толстяков[1],И.В. Бочаров[1], К.В. Долгова[2], И.Ю. Сениченков[2]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*
[2]*СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург*

В докладе представлено описание диагностической системы диверторной области сферического токамака Глобус-М2 методом томсоновского рассеяния [1]. Основными задачами для диагностики являются отработка механизмов управления режимами дивертора, отличающихся снижением взаимодействия плазмы со стенками, и оценка влияния примеси азота и других радиантов на режимы работы дивертора сферического токамака Глобус-М2. Проблема снижения потоков тепла на диверторные пластины стоит наиболее остро на установках с высокой мощностью и сравнительно длительным временем удержания, так как на таких установках плотность потоков мощности на диверторные пластины не может превышать критическое значение ~10 МВт/м^2. Несмотря на то, что в токамаке Глобус-М2 данная проблема не существенна, многие вопросы по отработке технологии снижения тепловой нагрузки на диверторные пластины токамака-реактора могут быть решены на нем. Основной идеей перехода в режим отрыва плазмы от диверторных пластин при помощи напуска излучающей примеси является сокращение потока мощности на диверторные пластины посредством излучения напускаемой примеси. При этом важно так подобрать примесь, скорость напуска и место напуска, чтобы значительная часть излученной мощности осуществлялась из области, не являющиеся зоной удержания. Модель пристеночной и диверторной плазмы, а также режима отрыва, до конца не разработана. Это связано с отсутствием надежных экспериментальных данных о распределении плазменных параметров и нейтральных частиц в диверторной области и с обеих сторон от сепаратрисы, необходимых как для валидации теоретических моделей и результатов расчетов численных кодов, так и для выяснения физических процессов в пристеночной плазме. Результаты экспериментов по исследованию режимов работы дивертора

Глобус-М2 планируется сопоставить с результатами моделирования кодом SOLPS-ITER [2][3]. Сложность в одновременном измерении набора параметров требуемых для описания процессов в пристеночной плазме связана в первую очередь со сложностью доступа для диагностик, измеряющих локальные значения параметров плазмы и относительно низкой для токамаков температурой плазмы диверторной области. Для интерпретации сложных процессов происходящих в диверторной плазме данные по концентрации и температуре электронного компонента измеряемых диагностикой томсоновского рассеяния необходимо подкреплять данными пассивной спектроскопии, предоставляющей информацию по ионному и нейтральному компоненту, нагрузок на диверторные пластины, измеренных с использованием инфракрасной видео камеры и распределения по объему радиационных потерь, измеряемых с помощью матричного болометра.

Источником зондирующего излучения является лазерный источник, разрабатываемый для диагностики ИТЭР: Nd:YAG 1064 нм, 2 Дж, 3 нс, 100Гц. Хорда зондирования проходит в вертикальном направлении снизу вверх вдоль центрального столба на расстоянии R = 24 см от оси токамака и попадает в лазерную ловушку, расположенную над выходным патрубком. В качестве регистрирующего прибора выступает полихроматор [4] с оптическими фильтрами, позволяющими измерять малые температуры электронов. Система сбора излучения состоит из вакуумной и вневакуумной частей. Рассеянное излучение собирается из 9 пространственных точек, вдоль хорды длиной 110 мм(Рис.1). В зависимости от магнитной конфигурации существует возможность изучения различных областей плазмы: область под X-точкой, ограниченной внутренней и внешней ветвями сепаратрисы (private flux region, PFR), плазма в окрестности X – точки или в краевой плазме.

Вакуумная часть включает в себя вакуумный модуль с размещёнными внутри оптическими элементами для вывода рассеянного в плазме излучения из камеры токамака, систему защиты оптики от напылений: шибер и систему выдвижения оптических компонент из зоны действия, чистящего камеру токамака разряда. Сам модуль через сильфон крепится к токамаку. Вневакуумная часть представляет из себя объектив с моторизированными подвижками, которые позволяют юстировать оптику удаленно. На данный момент диагностика находится на финальном этапе разработки и запуска. Первые сигналы рассеяния были получены в летнюю экспериментальную кампанию(Рис.2).

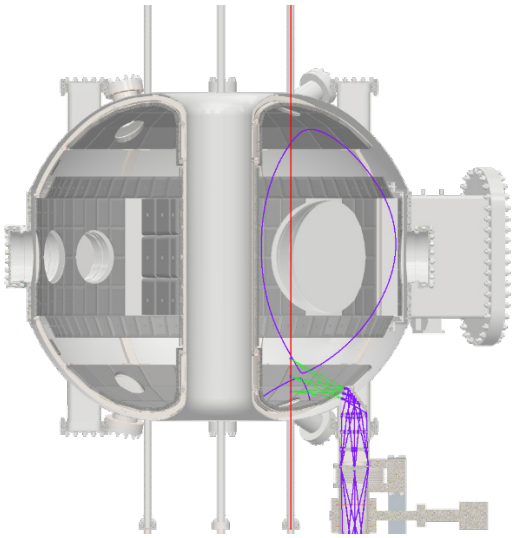


Рис.1. Схема эксперимента.

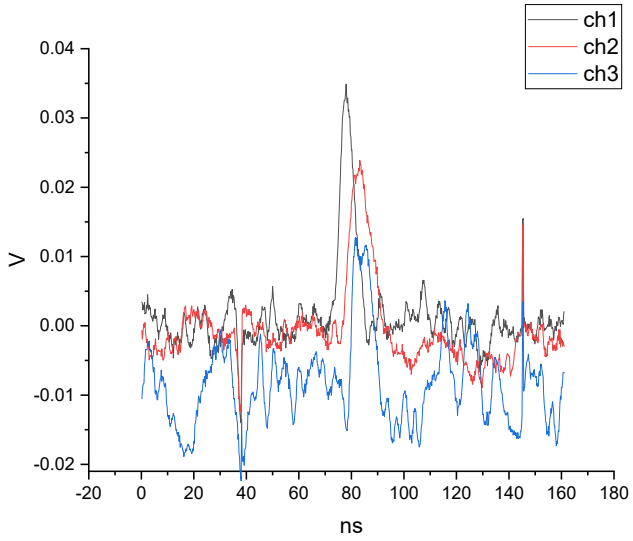


Рис.2. Сигналы томсоновского рассеяния из диверторной области токамака Глобус-М2

Работа выполнена на УНУ «Сферический токамак Глобус-М», входящей в состав ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», в рамках государственного задания ФТИ им. А.Ф.Иоффе (темы 0034-2021-0001 и 0040-2019-0023).

Литература.

1. V.B. Minaev et al "Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction", 2017 Nucl. Fusion 57 066047 https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0

2. K. Dolgova, E. Vekshina, V. Rozhansky "Modeling of High Field Side High Density Regime in Globus-M2 Tokamak ". В редакции журнала Plasma Physics and Controlled Fusion.

3. I.Yu. Senichenkov, E.G. Kaveeva, V.A. Rozhansky, N.V. Shtyrkhunov, S.P. Voskoboynikov, D.P. Coster. Detached regime with highly radiating X-point: physics and modeling. Contributions to Plasma Physics 2022, https://doi.org/10.1002/ctpp.202100177

4. G.S. Kurskiev, Al.P. Chernakov, V.A. Solovey et. al. "Digital filter polychromator for Thomson scattering applications", Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 963 (2020) 163734 https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163734

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА СТИС-1С И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ

К.Е. Баркалов[1], В.А. Ерёмин[1]

[1.] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

Одним из методом дополнительного нагрева плазмы токамака является инжекция быстрых атомов. В ионном источнике (ИИ) создается плазма, затем из нее с помощью ионно-оптической системы (ИОС) извлекаются ионы и формируются в пучок током несколько десятков ампер, который перезаряжается на молекулах газа при движении через нейтрализатор и попадает в плазму токамака. В настоящее время проводится модернизация токамака Т-15МД, система инжекционного нагрева (СИН) которого состоит из трех инжекторов, в каждом из которых установлены два ИИ СТИС-1С [1]. Один инжектор для Т-15МД должен обеспечивать вводимую мощность не менее 2 МВт при энергии пучка 60 кэВ. При таких параметрах ток пучка из одного ИИ должен составлять величину около 40 А. На рисунках 1 и 2 представлены фотография СТИС-1С на тест-стенде ИРЕК и трехмерная модель ИИ.

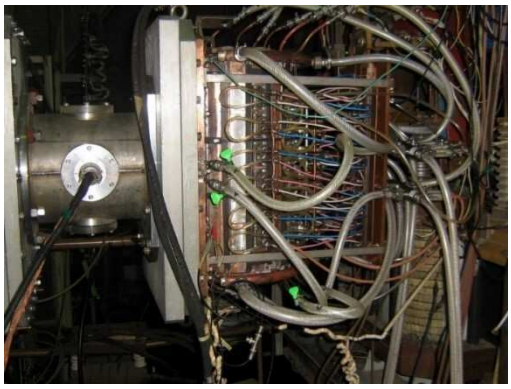


Рис. 1. Фото ГРК на стенде.

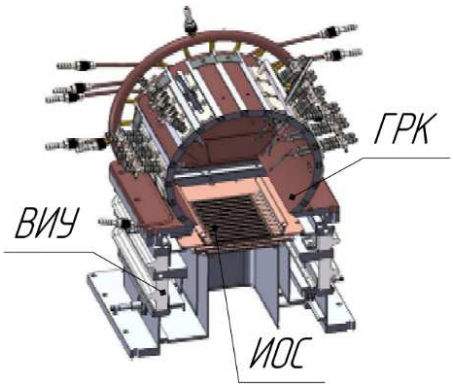


Рис. 2. Трехмерная модель ГРК.

Извлечение ионного пучка происходит с поверхности площадью 173 см^2, образованной щелями эмиссионного электрода ИОС. Она совпадает с эмиссионной поверхностью площадью 400 см^2, на которой необходимо обеспечить плотность ионного тока, равную 0,25 А/см^2 с высокой пространственной и временной однородностями.

Плазма, из которой извлекаются ионы, создается с помощью вакуумного дугового разряда с накальными катодами. Нагрев катодов осуществляется с помощью знакопеременного сигнала типа «меандр» [2]. Для снижения ухода заряженных частиц на стенки ГРК используется магнитное поле постоянных магнитов (Nd-Fe), линейки которых установлены в стенках ГРК так, что их полюса чередуется. Описанное расположение магнитов позволяет создать магнитное поле касповой конфигурации, индукция которого достигает величины ~1,3 кГс вблизи стенки и экспоненциально спадает с удалением от нее таким образом, что объем плазмы находится вне магнитного поля, график зависимости проекций индукции магнитного поля от расстояния до стенки представлен на рисунке 3. Распределение индукции магнитного поля в объеме ГРК и на эмиссионной поверхности было рассчитано и измерено датчиком Холла.

Рассмотренное магнитное поле вносит неоднородность в профили плотности ионного тока на эмиссионной поверхности. С помощью диагностической пластины, в которую установлен набор из 33-х плоских зондов Ленгмюра измерялись пространственные профили плотности ионного тока на эмиссионной поверхности. Во время измерения диагностическая пластина была установлена вместо ИОС. Показано, что требуемое значение плотности ионного тока достигается при пространственной однородности более 90%. Результаты измерений представлены на рисунке 4. Все измерения, результаты которых представлены ниже, проводились при постоянном потоке водорода в ГРК, который составлял 4 л·Торр/с.

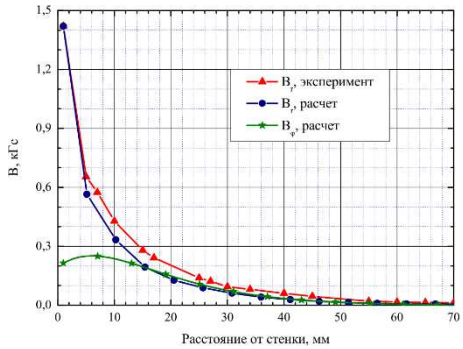


Рис. 3. График зависимости величины проекций индукции магнитного поля от расстояния до стенки.

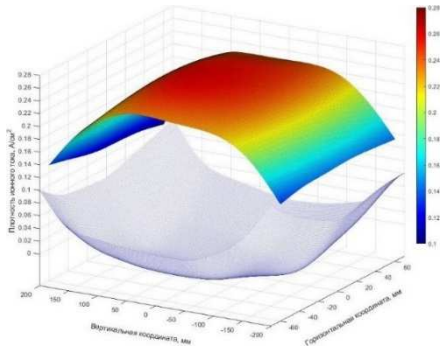
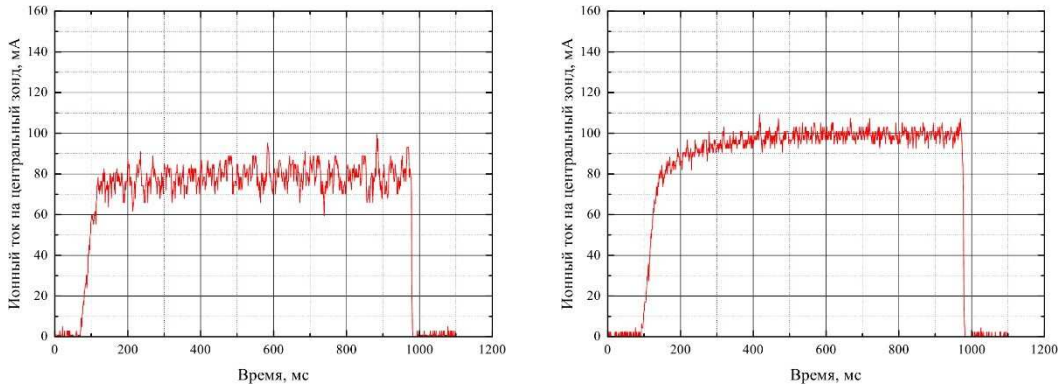


Рис. 4. Распределения плотности ионного тока (вверху) и индукции магнитного поля (внизу, безразмерное, передает качественный характер) на эмиссионной поверхности, режим 1100 А, 10 В, поток водорода в ГРК 4 л·Торр/с.

Показано, что от модуля напряжения накала катодов зависит уровень модуляции плотности ионного тока на эмиссионной поверхности, которая определяет угол расходимости извлекаемого пучка. Модуляция угла расходимости извлекаемого пучка приведет к увеличению потерь мощности пучка по тракту, соединяющему ИИ и токамак, и тепловых нагрузок на элементы тракта, которые при стационарной инжекции необходимо охлаждать.

Определены режимы работы ГРК (комбинации напряжения накала катодов и тока разряда), при которых наблюдается наименьшая неоднородность плотности ионного тока во времени. Зависимости от времени ионного тока на эмиссионной поверхности для различных режимов представлены на рисунке 5. Проводились измерения потенциала анода и напряжения разряда, качественно их зависимость от времени имеет такой же вид, как на рисунке 5, потенциал анода составил ~20 В, напряжение разряда ~50 В.



Неоптимальный режим (900 А, 11 В). Оптимальный режим (900 А, 9,5 В).

Рис. 5. Зависимость от времени ионного тока на центральный зонд в неоптимальном и оптимальном режимах, поток водорода в ГРК 4 л·Торр/с.

При работе в режиме: ток разряда 1100 А и напряжение накала 10 В, были измерены плотность ионного тока на различных расстояниях от стенки, напротив магнита и между магнитами, ее распределение представлено на рисунке 6, и температура электронов плазмы. С использованием полученных экспериментальных зависимостей были рассчитаны коэффициенты поперечной диффузии для электронов и ионов, распределения которых в зависимости от расстояния до стенки представлены на рисунке 7.

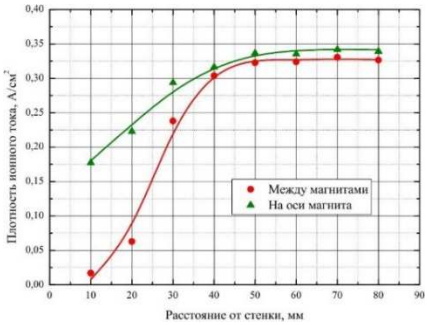


Рис. 6. Плотность ионного тока на зонд.

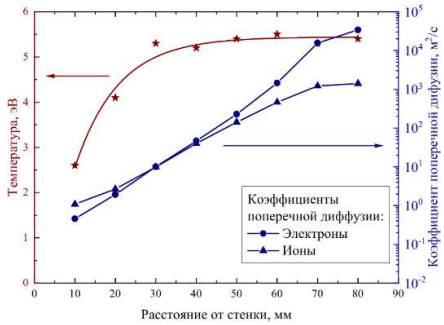


Рис. 7. Коэффициенты поперечной диффузии электронов и ионов.

Режим: 1100 А, 10 В, поток водорода в ГРК: 4 л·Торр/с.

Перемещение заряженных частиц поперек магнитного поля происходит за счет диффузии, интенсивность которой зависит от транспортного сечения электронов, двигающихся в водороде. Сечение достигает максимального значения при энергии электронов, равной ~2 эВ, как видно из рисунка 6, на расстоянии 10 мм от стенки температура электронов составляет величину около 2 эВ, так как они испытали наибольшее число соударений.

В результате выполнения работы определены режимы работы ГРК, при которых минимален уровень пульсации плотности ионного тока на эмиссионной поверхности, неоднородность во времени снижена от ~20% до ~7%. При работе в выбранном режиме измерены распределение температуры электронов и плотности ионного тока в зависимости от расстояния до стенки между магнитами и напротив магнита, профили плотности ионного тока на эмиссионной поверхности.

Литература:

1. А. Г. Барсуков, А.И. Крылов, А. Ю. Маркелов, А.А. Панасенков, В.А. Смирнов, Г.Н. Тилинин. «Разработка и экспериментальное исследование квазистационарного ионного источника СТИС-1», XL Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2013 г, сборник тезисов.

2. Баркалов К.Е., Баркалов Е.Е., Панасенков А.А. Исследование влияния способов подключения электропитания катодов переменным током на модуляцию параметров плазмы ГРК ионного источника, XLVII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, 2020 г., сборник тезисов докладов, с. 160.

ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ НЕПРЕРЫВНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ФОРВАКУУМЕ

А.А. Зенин[1], А.С. Климов[1]

[1.] *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники», пр. Ленина д. 40, Томск, Россия, 634050.*

Электронные пучки и пучково-плазменные технологии нашли широкое применение во многих отраслях производства. Особым классом электронно-лучевого оборудования являются плазменные источники электронов, принцип работы которых основан на эмиссии электронов из газоразрядной плазмы. Среди многообразия плазменных источников электронных пучков хотелось бы выделить форвакуумные плазменные электронные источники. В таких источниках формирование пучка осуществляется за счет эмиссии электронов из плазмы тлеющего разряда, генерируемой в полом катоде [1]. Работая в диапазоне среднего вакуума, а это единицы и десятки паскаль, такие источники способны генерировать непрерывные пучки электронов с энергией до 20 кэВ [2]. Ключевой и принципиальной особенностью форвакуумных плазменных источников является возможность осуществления непосредственной электронно-лучевой обработки непроводящих материалов, высокотемпературных керамик, стекол [3]. Обусловлено это наличием плотной пучковой плазмы, генерируемой вдоль электронного пучка при его распространении в остаточной атмосфере рабочего газа. Являясь хорошим проводником, пучковая плазма практически полностью нейтрализует поверхностный заряд, приносимый электронами пучка при облучении диэлектрика. Однако, помимо компенсации заряда пучковая плазма может оказывать и негативное влияние на эффективность транспортировки пучка. При определенных давлениях газа, энергиях электронов и плотности тока электронного пучка взаимодействие электронов с плазмой может привести к зажиганию пучково-плазменного разряда (ППР) [4]. В результате развития пучково-плазменного разряда и передачи части энергии пучка ленгмюровским колебаниям плазмы электронный пучок размывается по скоростям с

уменьшением средней энергии электронов в пучке. Этот процесс приводит к увеличению диаметра пучка, а, следовательно, и снижению плотности мощности. Цель настоящей работы заключается в исследовании особенностей транспортировки сфокусированного электронного пучка в области давлений среднего вакуума, измерении параметров пучковой плазмы и выявлении условий зажигания пучково-плазменного разряда.

Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 1.

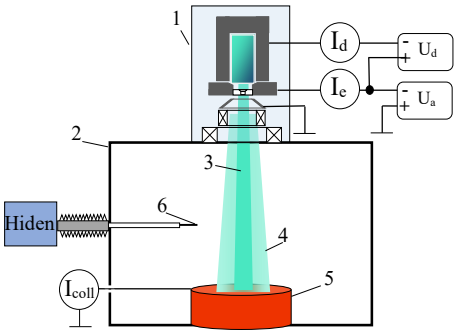


Рис. 1. Экспериментальная установка. 1 – плазменный источник электронов, 2 – вакуумная камера, 3 – электронный пучок, 4 – пучковая плазма 5 – водоохлаждаемый коллектор, 6 – одиночный Ленгмюровский зонд Hiden.

Форвакуумный плазменный источник электронов устанавливался на верхнем фланце вакуумной камеры, откачиваемой механическим пластинчато-роторным насосом до давления 3 Па. Рабочий газ, гелий марки А, напускался непосредственно в вакуумную камеру. Необходимый уровень давления 10 и 30 Па в вакуумной камере поддерживался постоянным напуском рабочего газа в камеру. Сфокусированный и ускоренный пучок электронов проходил через атмосферу рабочего газа и попадал на водоохлаждаемый коллектор. Процесс транспортировки электронного пучка сопровождался генерацией плотной пучковой плазмы (рис. 2 а) и, при определенных условиях, зажиганием пучково-плазменного разряда (рис. 2 б). В экспериментах ускоряющее напряжение U_a оставалось фиксированным и равнялось 8 кВ, а ток пучка I_e изменялся от 20 до 220 мА. Для измерения параметров плазмы использовался одиночный Ленгмюровский зонд фирмы Hiden Analytics. Зонд был выполнен из вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм и длиной 10 мм. Зонд устанавливался на расстоянии 7 см от оси пучка 10 см от коллектора.

Расстояние от источника электронов до коллектора составляло 30 см. Такое расположение зонда выбрано с учетом снижения тепловой нагрузки и исключения попадания пучка электронов на измерительный зонд. Несмотря на то, что абсолютные значения концентрации плазмы и температуры плазменных электронов на оси пучка и его периферии могут несколько отличаться, тенденция их поведения от внешних параметров сохраняются. Ниже, на рис. 2 приведены фотографии свечения пучковой плазмы и плазмы ППР.

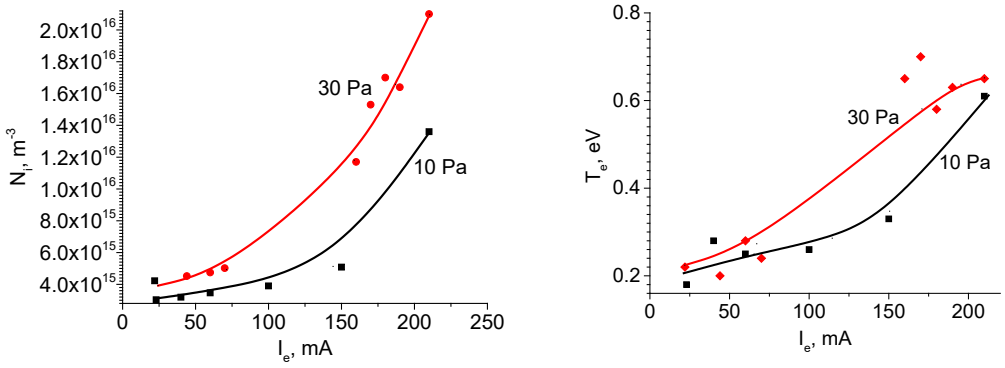
а б

Рис.2. Фотография пучковой плазмы (а) и плазмы ППР (б) при транспортировке электронного пучка. Рабочий газ – гелий, давление 30 Па.

При токах электронного пучка менее 100 мА вдоль линии транспортировки электронного пучка наблюдается равномерное свечение (рис. 2. а). Увеличение тока электронного пучка до 120-150 мА приводит к изменению интенсивности свечения плазмы – вдоль траектории электронного пучка появляется яркое свечение (рис. 2. б). Дальнейшее увеличение тока и мощности электронного пучка приводит к кратному увеличению объема, занимаемого ярким свечением в результате расширения области существования пучково-плазменного разряда.

В случае зажигания ППР энергия электронов пучка расходуется на раскачку плазменных колебаний, а также происходит расширение пучка в результате его взаимодействия с плазмой. Ниже, на рис. 3 приведены зависимости параметров плазмы от тока электронного пучка для различных давлений рабочего газа. Из приведенных зависимостей отчетливо видно, что зажигание ППР, вызванное увеличением тока пучка приводит к существенному

изменению параметров плазмы, а именно повышению концентрация ионов и температуры плазменных электронов.



а б

Рис.3. Зависимость концентрации плазмы (а) и температуры электронов (б) от тока пучка для различных давлений рабочего газа.

Так концентрация плазмы возрастает практически на порядок, и достигает значения $2 \cdot 10^{16}$ м$^{-3}$, а температура плазменных электронов увеличивается с 0.2 до 0.6 эВ. Таким образом, в форвакуумной области давлений генерация пучково-плазменного разряда в значительной степени влияет на эффективность транспортировки электронного пучка.

Работа поддержана грантом FEWM -2020-0038 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература:

1. Oks E. Plasma Cathode Electron Sources: Physics, Technology, Applications. 2006, Weinheim, Wiley - VCH Verlag GmbH & CO. KGaA P.171.

2. Zenin A. A., Klimov A. S., Burdovitsin V. A., Oks E. M. Generating stationary electron beams by a forevacuum plasma source at pressures up to 100 Pa // Technical Physics Letters, 2013, № 39(5), с. 454-456.

3. Goreev A. K., Burdovitsin V. A., Klimov A. S., Oks E. M. Electron beam welding of ceramic to metal using fore-vacuum plasma electron source // Inorganic materials: applied research, 2012, № 3(5), с. 446-449.

4. Zenin A. A., Bakeev I. Y., Klimov A. S., Oks E. M., Tran V. T. Forevacuum-pressure plasma-cathode high-power continuous electron beam source // Review of Scientific Instruments, 2020, № 91(3), с. 033303.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ КОДИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ

Кологривов А.А.[1], Рупасов А.А.[1], Болховитинов Е.А.[1], Иванов О.П.[3], Потапов В.Н.[3], Стучебрюхов И.А.[1,2], Абросимов С.А.[2]

[1]– Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Москва, Россия.
[2] – Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия.
[3] – НИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия.

Важную информацию о процессах, происходящих в высокотемпературной плазме (например, лазерной плазме, плазме высоковольтного вакуумного разряда, взрывающихся проволочек и т.п.), даёт исследование рентгеновского излучения с пространственным разрешением. Для этой цели в экспериментальной практике широко применяется камера-обскура, представляющая собой отверстие малого диаметра в непрозрачном для рентгеновского излучения экране. Важнейшим преимуществом камеры-обскуры является простота изготовления и применения. Однако, из-за низкой светосилы камеры-обскуры, энергии излучения, попавшего на детектор, часто оказывается недостаточно для получения качественного изображения. Это заставляет искать другие средства для получения изображения исследуемого плазменного объекта. Одним из таких средств является кодирующая апертура (КА), которая представляет собой структуру пересекающихся взаимно-перпендикулярных прозрачных и непрозрачных полос. Такая КА (рис.1а) была применена в совместных экспериментах ФИАН и ИОФ РАН по исследованию изображений лазерной плазмы в рентгеновском диапазоне на установке «Камертон-Т». Использовалась КА размером 1x1 мм, которая по структуре и корреляционным свойствам близка к КА типа PnP [1]. Регистрация кодированного изображения осуществлялась на флуоресцентную запоминающую пластину Fuji TR без защитного покрытия.

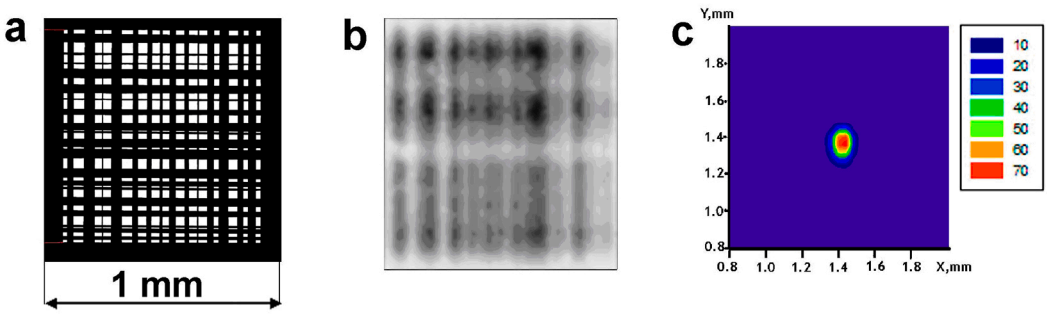


Рис.1. a) – внешний вид кодирующей апертуры; b) – кодированное изображение, формирующееся на детекторе; c) – математическая реконструкция плазменного источника, восстановленная из этого кодированного изображения.

Излучение, прошедшее сквозь КА, дает сложную картину кодированного изображения (рис.1b), поэтому требуется использование математической процедуры восстановления истинного изображения плазмы. Такая процедура была разработана в Курчатовском институте и представляет собой итерационный метод решения некорректно поставленной задачи – интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода. Результат такой процедуры представлен на рис. 1c. Было показано, что использование кодирующей апертуры не только многократно увеличивает светосилу системы регистрации, но и позволяет получить пространственное разрешение не хуже, чем в случае камеры-обскуры. Для лазерной плазмы применение КА такого типа в качестве элемента построения изображения было осуществлено впервые.

Литература.

1. Gottesman S.R., Schneid E.J. PnP - A New Class of Coded Aperture Arrays, IEEE Transactions on Nuclear Science, 1986, Vol. 33, No. 1, p. 745.

ОБ УЧЁТЕ ЭФФЕКТОВ ИОННОЙ ДИНАМИКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СПЕКТРОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

А.Ю. Летунов[1,2], В.С. Лисица[1,3], П.А. Лобода[1,2], А.А. Новиков[1,2]

[1.] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
[2.] *Российский федеральный ядерный центр ВНИИ технической физики им. академ. Е.И. Забабахина*
[3.] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

Моделирование спектров многозарядных ионов (МЗИ) представляет интерес как для изучения свойств плотной лазерной плазмы, так и для диагностики термоядерной смеси в активной области плазменных установок с магнитным удержанием. Существуют и другие специфические приложения спектроскопии МЗИ, например, в работе [1] описывается расчётная методика, позволяющая исследовать турбулентное перемешивание дейтерия с внешними оболочками из более тяжёлых материалов при лазерном обжатии по соотношению интенсивностей спектральных линий.

При моделировании формы спектральных линий в плазме часто приходится учитывать штарковское уширение. Как правило, последнее рассчитывается с помощью так называемой «стандартной теории» [2], в рамках которой ионы можно считать неподвижными (квазистатическое приближение), а электроны, наоборот, взаимодействуют с атомами и ионами в неадиабатическом ударном приближении, которое практически всегда хорошо работает. В случае ионов квазистатическое приближение не всегда описывает штарковское уширение. Например, в диверторе токамака ионы вообще могут быть ударными [3]. Поэтому в расчётах уширения спектральных линий в плазме часто необходимо учитывать эффекты ионной динамики (ИД).

Существует достаточно много расчётных методик, позволяющих учесть эффекты ИД. В работе [4] рассматриваются различные теоретические модели, описывающие влияние ИД на профиль спектральных линий, а также представлено сравнение результатов расчётов, проведённых по различным методикам. Одной из наиболее распространённых моделей учёта эффектов ИД является Frequency-Fluctuation Model (FFM) [5]. Основная идея FFM

заключается в том, что стохастическое изменение величины плазменного микрополя приводит к скачкам интенсивности и частоты излучения. В работе [6] показано, что численная процедура FFM эквивалентна решению кинетического уравнения для автокорреляционной функции с интегралом сильных столкновений. Данное уравнение имеет решение в квадратурах и выражается через квазистатический ионный профиль. Таким образом, сложное влияние ИД на распределение плазменных микрополей может быть учтено относительно простым способом.

Для частоты скачков ионного микрополя ν может быть найдено точное решение. Так, в работе [7] С. Чандрассекар и Д. фон Нейман исследовали распределение гравитационного поля в звёздных скоплениях. Используя результаты работы [7], нами было получено аналитическое выражение для частоты скачков ионного микрополя в плазме.

Для расчёта квазистатических профилей используется модель LINE DM [8]. Результатом работы методики LINE DM является форма спектральной линии с учётом квазистатического ионного, ударного электронного и максвелловского механизмов уширения. Для того, чтобы выделить квазистатический ионный профиль, необходимо представить результат расчёта как свёртку эффективного ионного и фойгтовского профилей. Квазистатический ионный профиль для ряда рассматриваемых спектральных линий был получен путём решения интегрального уравнения методом преобразования Фурье.

На Рисунке 1 представлено сравнение профилей линии He-β для иона аргона (примесь 0.1% в дейтериевой плазме), рассчитанных по методикам LINE DM (+FFM с уточнённой частотой скачков микрополя), PPP (+FFM) [4] и SimU [9]. Данные для последних двух расчётов взяты из работы [4]. Модель SimU реализуется с помощью метода молекулярной динамики (МД). Методы МД в теории уширения спектральных линий считаются наиболее точными, и остальные методики принято сравнивать именно с ними. При этом в работе [4] отмечается, что имеется существенная неопределённость в выборе величины скорости изменения ионного микрополя. Видно, что расчёты с нашим значением ν ближе к результатам SimU.

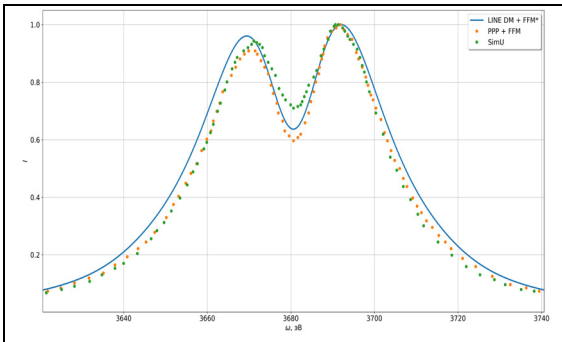


Рис.1. Нормированный профиль интенсивности линии He-β иона Ar XXVI (примесь 0.1% в дейтериевой плазме). T_e=1 кэВ, N_e=2×10^{24} см$^{-3}$.

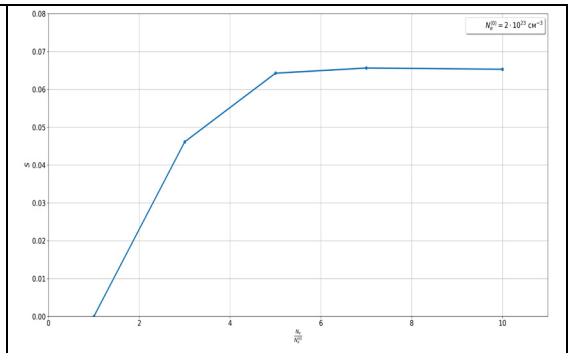


Рис. 2. Зависимость площади провала линии *He-β* иона *Ar XXVI*. Параметры плазмы такие же, как и на Рисунке 1.

Форма провала в центре штарковских профилей спектральных линий резонансных переходов из состояний МЗИ с нечётными главными квантовыми числами (например, 3–1, 5–1) чувствительна к эффектам ИД. При этом частота скачков, определяющая влияние ИД на спектры МЗИ зависит от плотности плазмы. Это обстоятельство открывает новую возможность количественного исследования гомогенного перемешивания различных веществ при высоких температурах. На Рисунке 2 представлен график зависимости площади провала от концентрации плазмы. Видно, что на форму провала также сильно влияет квазистатическая составляющая штарковского уширения, так как при увеличении концентрации растёт расстояние между двумя пиками интенсивности. Таким образом, при формировании формы провала в профилях спектральных линий есть два конкурирующих процесса: увеличение ширины провала из-за квазистатического штарковского сдвига и «замывание» провала из-за эффектов ИД. При плотностях, в 2–6 раз меньших начальной, площадь провала изменяется достаточно сильно, что позволяет оценивать степень перемешивания. Рассчитывая зависимости, аналогичные представленной на Рисунке 2, можно оценивать изменение плотности при перемешивании. Так, излучающую примесь можно поместить в более лёгкий материал и оценить степень перемешивания по увеличению плотности.

В данной работе получено аналитическое выражение для частоты скачков ионного микрополя, учитывающее неидеальность плазмы. Используя полученный результат и модель LINE DM, рассчитаны профили спектральной линии He-β иона Ar XXVI с учётом эффектов ИД. Для этих вычислений предложен метод получения квазистатического профиля из полного профиля

интенсивности, учитывающего все механизмы уширения. Полученные профили интенсивности находятся в согласии с результатами, полученными по другим моделям. Показано, что использование полученных значений частоты скачков ионного микрополя приводит к более точным результатам. Предложен метод исследования гомогенного перемешивания вещества при высоких температурах по штарковскому уширению спектральных линий с учётом ИД.

Литература:

1.Keane C.J. et al. X-Ray Spectroscopic Diagnostics of Mix in High Growth Factor Spherical Implosions // JQSRT, 1995, Vol. 54, №1(2), pp. 207-220.

2.Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков И.И. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979, с. 299-301.

3. Коган В.И. Уширение спектральных линий в высокотемпературной плазме // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. М.: АН СССР 1958, т.4, с. 258-304

4. Ferri S. et al. Ion Dynamics Effect on Stark-Broadened Line Shapes: A Cross-Comparison of Various Models. // Atoms, 2014, Vol. 2, pp. 299-318.

5. Talin B. et al. Frequency-Fluctuation Model for Line-Shape Calculations in Plasma Spectroscopy. // Phys. Rev. A, 1995, Vol. 51, №3, pp. 1918-1928.

6. Буреева Л.А. и др. Эквивалентность методов кинетического уравнения и флуктуирующей частоты в теории уширения спектральных линий. // Письма в ЖЭТФ, 2009, т.90, №10, с. 718-721.

7. Chandrasekhar S. Stochastic Problems is Physics and Astronomy. // Reviews of Modern Physics, 1943, Vol. 15, № 1, pp. 1-89.

8. Loboda P.A. et al. Line Shape Modeling of Multielectron Ions in Plasmas. // Laser and Particle Beams, 2000, Vol. 18, pp. 275-289.

9. Stambulchik E. and Maron Y. A study of ion-dynamics correlation effects for spectral line broadening in plasmas: K-shell lines. // JQSRT, 2006, Vol. 99, pp. 730-749.

ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА Т-15МД

А.Б. Ляшенко[1], А.А. Пшенов[2], А.А. Степаненко[1]

[1.] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
[2.] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

Аномальный перенос плазмы на периферии плазменного шнура токамака является одной из ключевых проблем при анализе и прогнозировании режима работы современных токамаков [1]. Развитие турбулентности сопровождается образованием в окрестности сепаратрисы токовых филаментов [2], дальнейший конвективный перенос которых в область скрэп-слоя может определять до половины от общих потоков тепла и частиц на периферии токамака [3].

В представляемой работе с использованием электромагнитной модели переноса пристеночной плазмы выполнено моделирование движения отдельных плазменных филаментов в плазме с параметрами, сходными с прогнозируемыми для периферии токамака Т-15МД, вводимого в настоящее время в строй в НИЦ «Курчатовский институт». Рассмотрены режимы работы установки с различными значениями мощности, вложенной в разряд, и плотности плазмы. Для характерных плотностей и температур электронов плазмы, захватываемой филаментами при движении через сепаратрису, найдены значения скоростей движения, а также суммарные потоки частиц и тепла, переносимые отдельными филаментами, в зависимости от их геометрических параметров. Полученные данные могут быть полезны при интерпретации данных по перемежаемому транспорту плазмы на токамаке Т-15МД.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых российских ученых - кандидатов наук № МК-5753.2021.1.2.

Литература:

1. Hidalgo C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1995. V. 37. №. 11A. P. A53.
2. Krasheninnikov S. I. // Phys. Lett. A. 2001. V. 283. No. 5-6. PP. 368-370.
3. Boedo J.A. et al. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. No. 11. PP. 4826-4833.

РАЗРАБОТКА НОВОГО ЗОНДА С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СТРУИ ЭРД

Майстренко Д.А.[1,2], Шагайда А.А.[1]

[1]– *АО ГНЦ “Центр Келдыша”, г. Москва, Россия*
[2]– *Московский физико-технический институт (НИУ) г. Долгопрудный,*

В работе представлен результат разработки и экспериментального тестирования нового зонда с задерживающим потенциалом, способного измерять энергетический спектр ионов в струе плазмы электроракетных двигателей (ЭРД) в расширенном рабочем диапазоне параметров плазмы. Также в работе рассмотрена возможность использования нового зонда как для измерения энергоспектра ионов, так и для измерения плотности ионного тока. Исследование струи дает возможность не только диагностировать работу двигателей космических аппаратов, но и предсказать влияние плазмы на бортовые устройства спутников, расположенные в окрестности двигателя. Существующие зонды для измерения энергоспектра ионов в плазме используют три или четыре сетки и токоприемник. Первая сетка заземлена и не позволяет внутренним сеткам возмущать плазму вне зонда, предотвращая искажение результатов. На вторую сетку подается отрицательный потенциал для отсечения электронов. Третья сетка, называемая анализирующей, держится под положительным потенциалом и образует потенциальный барьер для ионов. Данная сетка пропускает только ионы с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера, которые затем достигают коллектора. Зависимость тока на коллекторе от потенциала третьей сетки позволяет получить функцию распределения ионов по энергиям. Эффективная прозрачность зонда для ионов, определяемая как отношение тока на коллекторе, при нулевом потенциале анализирующей сетки, к ионному току на входе в зонд, изменяется в зависимости от плотности плазмы, что затрудняет интерпретацию результатов и может приводить к неконтролируемому изменению систематической погрешности измерений. Поэтому для диагностики струи на всех углах к оси двигателя нужно либо использовать зонд с изменяемой геометрией, либо использовать несколько зондов, что достаточно сложно и неудобно. Зонд, представленный в докладе, решает эту проблему и, согласно моделированию, позволяет измерять энергетический спектр ионов с погрешностью менее 2%, как на оси плазменной струи с максимально высокой плотностью тока, так и на периферии, где плотность тока меньше на несколько порядков. Новый зонд использует

ионно-оптическую систему с высоким отрицательным потенциалом, который и фокусирует ионный пучок, ускоряя его, и отсекает электроны из пучка. Высокий отсечной отрицательный потенциал позволяет хорошо фокусировать ионный пучок в широком диапазоне концентраций плазмы и практически не изменяет погрешность зонда при изменении радиуса Дебая в пределах нескольких порядков. Фильтрация ионов по энергиям происходит непосредственно на токоприемнике, на который подается положительный потенциал. Ионы с недостаточной энергией не достигают токоприемника. В докладе представлены результаты численного моделирования работы зонда. Исследовано влияние отклонения расположения апертур от соосного и ненулевого наклона падения ионов по отношению к оси зонда на погрешность измерений. Представлены особенности конструкции зонда и методика измерений токов на коллекторе, находящемся под высоким положительным потенциалом. Также в докладе показаны результаты тестирования нового зонда и приведено сравнение работы нового зонда и зонда стандартной, многосеточной конструкции. Экспериментальные результаты получены для диапазона плотностей токов от 0.001 до 70 А/м2, что значительно превышает диапазон плотностей токов, в котором могут работать стандартные многосеточные зонды. Сделан вывод о возможности применения нового зонда вместо многосеточного зонда и зонда Фарадея в составе системы диагностики ЭРД.

Литература.

1. Heubel E. Enhancing Retarding Potential Analyzer Energy Measurements with MicroAligned Electrodes, PhD thesis (Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 2014).
2. Hey F. G., Vaupel M., Groll C. Development of a Gridless Retarding Potential Analyzer, in Proceedings of the 35th International Electric Propulsion Conference, Atlanta, GA, 2017, Paper IEPC-2017-271.

СО-ОСАЖДЕНИЕ МЕТАЛЛ-ВОДОРОДНЫХ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ

Медведев О.С[1,2]., Раздобарин А.Г.[1,3], Дмитриев А.М.[1,3], Елец Д.И.[1,2,3], Мухин Е. Е[1,3].

[1] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе*
[2] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
[3] *Санкт-Петербургский государственный университет*

Реализация управляемой термоядерной реакции сталкивается с серьезными материаловедческими задачами, одной из которых является контроль за накоплением термоядерного топлива, дейтерия и трития, в приповерхностных слоях материалов, обращенных к плазме. Так в строящемся реакторе ITER критической массой накопленного трития в стенках является значение 700 г. [1], превышение которого требует остановки реактора и замены необходимых конструкционных элементов. Преимущественное накопление изотопов водорода происходит в осаждениях, взаимодействующих с плазмой конструкционных материалов токамак-реактора. Наибольший интерес для контроля накопления изотопов водорода представляют дистанционные методы анализа, к которым относятся лазерно-индуцированная масс-спектрометрия (LIA-QMS) и спектроскопия искры индуцированной лазером (LIBS). Однако для верификации лазерных методов анализа изотопного состава необходимо иметь плёнки с известным содержанием химических элементов и их изотопного состава.

Для исследования особенностей методики LIBS и LIA-QMS в нашей лаборатории предложено осаждать плёнки W, Mo, Al и др. металлов с заведомо известным содержанием водорода и его изотопов. В качестве метода создания металл-водородных плёнок нами выбран метод лазерной абляции материала мишени в атмосфере дейтерия. Для реализации данного метода была разработана вакуумная камера, обеспечивающая подвод лазерного излучения на вращающуюся вольфрамовую мишень (ВА 99,9%). В данной работе использовался твердотельный лазер (Nd-YAG) с длиной волны 1064 нм, плотность энергии на мишени составляла ~10 Дж/см^2, рабочий вакуум в камере составлял 2-3·10^{-3} Па. Для насыщения плёнок вольфрама использовался дейтерий (99,9%), что позволяет в последствии отделить водород в исходной мишени вольфрама и/или атмосфере от изотопа водорода внедряемого при осаждении плёнки. Для исследования влияние атмосферы дейтерия и выбора оптимальных условий осаждения гидрированных вольфрамовых плёнок была создана серия плёнок при давлении дейтерия 3, 10, 30 и 100 Па.

Исследование влияния дейтерия на структуру осаждаемых плёнок проводилось методами сканирующей электронной микроскопии, рентгеноструктурным анализом,

фотоэлектронной спектроскопией и оптическими методами. В работе выявлены закономерности напыления пленок вольфрама в зависимости от времени напыления и расстояния от подложки до мишени. Скорость осаждения вольфрама методом лазерной абляции для расстояния «мишень-подложка» 30 мм составляет ~0.010 нм/импульс, что согласуется с результатами, представленными в работе [2]. Результаты сканирующей электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа показывают заметное влияние давления дейтерия в камере напыления на кристаллическую структуру осаждаемых плёнок. В нашем случае при вакууме $2*10^{-3}$ Па пленки чистого вольфрама осаждаются аморфоподобные. Осаждение плёнок вольфрама в атмосфере дейтерия при давлениях 3 и 10 Па приводит к росту кристаллической плёнки вольфрама. Дальнейшее повышение давления дейтерия до 30 Па вновь приводит к аморфизации плёнки вольфрама. При давлении 100 Па осаждаемая плёнка имеет сильно выраженную морфологию, заметно отличающуюся от предыдущих. В качестве референсного количественного метода анализа содержания водорода и дейтерия в данной работе применяется термодесорбционная спектроскопия, результаты которой будут представлены в докладе. Также в докладе будут непосредственно представлены: установка для со-осаждения металл-гидридных плёнок и основные параметры достижимые в данной конфигурации, а также результаты комплексного изучения осажденных гидрированных плёнок вольфрама.

В качестве дальнейшего усовершенствования метода лазерной абляции предлагается использовать осажденных в атмосфере дейтерия и с плазменным ассистированием, основные идеи которого также будут представлены в докладе. Данный цикл работ позволит не только отработать создание калиброванных образцов для дальнейшего использования при разработке лазерных методов диагностики накопления топлива, но и проанализировать механизмы накопления изотопов водорода в тех или иных металлах, осажденных различными методами. Данная работа выполнена в рамках проекта 22-12-00360 поддержанного Российским научным фондом.

Литература:

[1] G. De Temmerman, M.J. Baldwin, D. Anthoine, K. Heinola, A. Jan, I. Jepu, J. Likonen, C.P. Lungu, C. Porosnicu, R.A. Pitts, Efficiency of thermal outgassing for tritium retention measurement and removal in ITER, Nuclear Mater. Energy 12 (2017) 267.

[2] S Shuntaro, T Suzuki, M Hirai, H Suematsu, C Grigoriu, C Sima, I Nicolae, W Waldhauser and J M Lackner, Synthesis and optimization of tungsten and tungsten oxide films produced by laser ablation, Journal of Physics: Conference Series 59 (2007) 297–300

ВКЛАД СОБСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ НА ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ

П.В. Минашин[1], А.Б. Кукушкин[1,2]

[1.] *НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[2.] *НИЯУ МИФИ, Москва, Россия*

В токамаках-реакторах следующих поколений (ИТЭР, ДЕМО) электронное-циклотронное (ЭЦ) излучение будет играть важную роль в локальном электронном энергобалансе плазмы [1], [2] и будет являться существенным источником (вместе с внешним ЭЦ-излучением, вводимым для дополнительного нагрева плазмы и генерации неиндуктивного тока) дополнительных тепловых и электромагнитных нагрузок для микроволновых и оптической диагностик [3], [4].

Представлены результаты расчетов кодом CYNEQ спектральной интенсивности ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку и порты для нескольких сценариев работы ИТЭР. Показано, что плотность потока энергии будет находиться в диапазоне 30–200 кВт/м^2 для коэффициента отражения ЭЦ-излучения от стенок в диапазоне 0,6–0,9 5. Приведены оценки тепловых нагрузок от этого излучения на диагностические системы и на внутрикамерные компоненты в ИТЭР.

Перенос ЭЦ-излучения плазмы в токамаках-реакторах. Современное состояние дел в моделировании переноса плазменного ЭЦ-излучения токамаках с высокотемпературной плазмой и с сильным отражением излучения от стенок вакуумной камеры подробно описано в обзоре [5]. В условиях токамака-реактора (высокотемпературная плазма со средней электронной температурой $\langle T_e \rangle_V \geq 10$ кэВ, некруглое сечение тора с средним аспектным отношением A ~ 3, многократное отражение излучения от стенки вакуумной камеры) перенос ЭЦ-излучения оказывается нелокальным (недиффузионным), т.е. большая часть энергии ЭЦ-излучения переносится волнами, для которых плазма оптически

почти прозрачна для одного прохода между отражениями от стенки. Код CYNEQ [6], [7], [2] дает полуаналитическое решение задачи переноса ЭЦ-излучения в токамаках-реакторах, используя предположение об угловой изотропии интенсивности ЭЦ-излучения плазмы из-за многократного отражения от стенок. В [8], [9] показано, что в условиях токамака-реактора результаты кода CYNEQ хорошо согласуются с другими кодами для расчета переноса ЭЦ-излучения.

Тепловые нагрузки от собственного ЭЦ-излучения плазмы особенно важно учитывать для диагностик, использующих волны миллиметрового диапазона, таких как рефлектометрия со стороны сильного и слабого магнитного поля, диагностика коллективного томсоновского рассеяния, так как линии передачи этих диагностик позволяют транспортировать ЭЦ-волны, испускаемые плазмой и, в принципе, позволяют проводить дополнительные измерения спектров ЭЦ-излучения [10].

Вклад собственного ЭЦ-излучения плазмы в тепловые нагрузки на диагностические системы ИТЭР. Токамак-реактор ИТЭР имеет следующие параметры: большой и малый радиусы тора $R_0 = 6.2$ м и $a = 2.0$ м, удлинение $k_{elong} = 1.9$, треугольность $\delta = 0.6$, и индукция магнитного поля на оси тора $B_0 = 5.3$ Т. Расчеты спектральной интенсивности ЭЦ-излучения выполнены для пяти сценариев работы ИТЭР, параметры которых показаны в Таблице 1. Эти сценарии получены путем моделирования разрядов в ИТЭР транспортным кодом CORSICA [11].

Таблица 1. Параметры сценариев разряда в токамаке ИТЭР.

N	1	2	3	4	5
Сценарий	Индуктивный сценарий с высоким удержанием энергии (Н-мода)	Гибридный сценарий с дополнительным ЭЦ-нагревом	Гибридный сценарий с доп. ЭЦ-нагревом и нижнегибридн. нагревом	Стационарный сценарий с инжекцией 13.3 МВт мощности ЭЦ-нагрева	Стационарный сценарий с инжекцией 20 МВт мощности ЭЦ-нагрева
$T_e(0)$, $T_e(1)$, кэВ	22.1, 0.2	29.2, 0.1	31.4, 0.1	35.9, 0.1	37.4, 0.1
$\langle T_e \rangle_V$, кэВ	10.6	13.2	14.3	14.2	15.3
$n_e(0)$, $n_e(1)$, 10^{19} м$^{-3}$	9.7, 3.9	8.5, 3.0	8.5, 3.0	6.5, 2.3	6.0, 2.1
$\langle n_e \rangle_V$, 10^{19} м$^{-3}$	8.7	7.4	7.4	5.7	5.2
I_p, МА	15.0	12.5	12.5	8.5	9.0

Прогнозируемое значение эффективного коэффициента отражения излучения от стенки вакуумной камеры в ИТЭР очень высокое, $R_w = 0.95$ (даже с учетом портов, пространства под дивертором), и является довольно слабой функцией частоты ЭЦ-волны [4], но в реальности это значение может быть ниже из-за шероховатости поверхности.

Для рассмотренных сценариев с помощью кода CYNEQ рассчитана спектральная интенсивность выходящего на первую стенку ЭЦ-излучения, показанная на Рис. 1 для различных коэффициентов отражения.

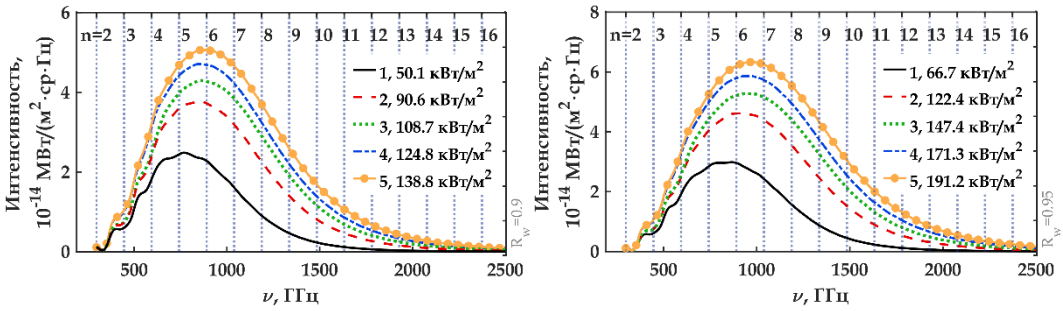


Рис.1. Спектральная интенсивность выходящего из плазмы ЭЦ-излучения, рассчитанная с помощью кода CYNEQ, для различных коэффициентов отражения ЭЦ-волны от стенки вакуумной камеры (R_w = 0.9 – слева, R_w = 0.95 – справа) в сценариях ИТЭР из Таблицы 1. В легенде указаны значения плотности потока энергии ЭЦ-излучения, выходящего из плазмы на первую стенку.

Для оценки тепловых нагрузок на различные элементы вакуумной камеры, вызванных поглощением ими ЭЦ-излучения, рассчитан коэффициент поглощения электромагнитных волн для поверхности металла, усредненный по поляризациям и углам падения, для трех материалов (нержавеющая сталь, вольфрам, бериллий) при различных температурах стенки (Рис. 2) (подробное описание этого подхода см. в [4]). Сравнение вкладов в тепловые нагрузки от двух типов излучения, (1) собственного ЭЦ-излучения плазмы и (2) рассеянного инжектированного излучения от систем ЭЦ-нагрева плазмы на начальной стадии разряда, когда его поглощение плазмой мало, показано на Рис. 3.

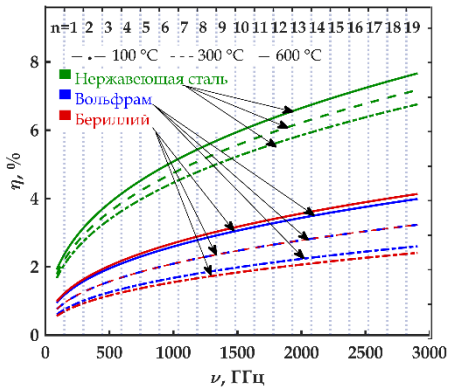


Рис. 2. Коэффициенты поглощения изотропного излучения для различных материалов как функция частоты падающей волны, рассчитанные путем усреднения по углам и поляризациям формул Френеля, при различных температурах стенки.

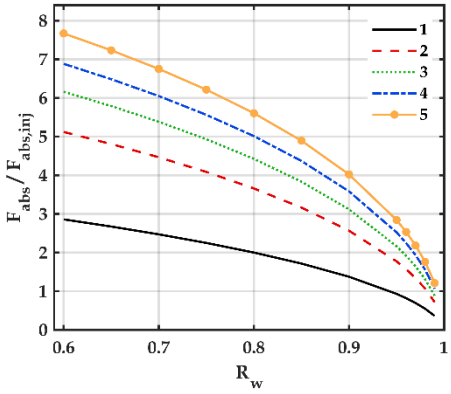


Рис. 3. Отношение двух значений плотности энергии, поглощаемой материалом из нержавеющей стали (F_{abs} относится к ЭЦ-излучению плазмы в стационарной стадии разряда, $F_{abs,inj}$ – к рассеянному излучению от систем ЭЦ-нагрева плазмы на начальной стадии разряда (инжекция 6.7 МВт)) для сценариев ИТЭР из Таблицы 1.

Выводы. Расчеты спектральной интенсивности электронного циклотронного излучения, выходящего из плазмы на первую стенку и порты, для пяти сценариев работы ИТЭР показывают, что плотность потока энергии выходящего ЭЦ-излучения будет находиться в диапазоне 30–200 кВт/м^2 для коэффициента отражения ЭЦ-излучения от стенок в диапазоне 0.6–0.95. Вклад собственного ЭЦ-излучения плазмы в тепловые нагрузки на диагностические системы в токамаках-реакторах на стационарной стадии разряда будет в 2-3 раза превосходить тепловые нагрузки от рассеянного излучения от систем ЭЦ-нагрева плазмы на начальной стадии разряда.

Благодарности. Авторы благодарны Д.А. Шелухину и В.А. Вершкову за постановку задачи расчета интенсивности выходящего из плазмы ЭЦ-излучения для оценки его влияния на диагностики ИТЭР и за полезные дискуссии, Sun Hee Kim – за предоставления данных моделирования сценариев ИТЭР, С.В. Мирнову – за полезные комментарии.

Литература:

1. Albajar F., Bornatici M. *et al.* // Nuclear Fusion, 2005, v. 45, № 7, pp. 642-648.
2. Kukushkin A.B., Minashin P.V., Polevoi A.R. // Plasma Physics Reports, 2012, v. 38, № 3, pp. 211-220.
3. Oosterbeek J.W., Udintsev V.S., Gandini F. *et al.* // Fusion Engineering and Design, 2015, v. 96-97, pp. 553-556.
4. Moseev D. *et al.* // Fusion Engineering and Design, 2021, v. 172, p. 112754.
5. Kukushkin A.B., Minashin P.V. // Symmetry, 2021, v. 13, № 7, p. 1303.
6. Kukushkin A.B. // Proc. 14th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wuerzburg, Germany, 1992, IAEA, v. 2, pp. 35-45.
7. Kukushkin A.B., Minashin P.V. // Proc. 36th EPS Conference on Plasma Physics, Sofia, Bulgaria, 2009, ECA, v. 33E, P-4.136.
8. Albajar F., Bornatici M., Engelmann F., Kukushkin A.B. // Fusion Science and Technology, 2009, v. 55, № 1, pp. 76-83.
9. Kukushkin A.B., Minashin P.V. // Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conference, San Diego, USA, 2012, TH/P6-25.
10. Udintsev V.S., *et al.* // EPJ Web of Conferences, 2012, v. 32, p. 03013.
11. Crotinger J.A. *et al.* // Report UCRL-ID-126284, Lawrence Livermore National Lab., CA (United States), 1997.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУИ ВЧ-РАЗРЯДОВ В ДИНАМИЧЕСКОМ ВАКУУМЕ

И.Ш. Абдуллин[1], И.К. Некрасов[2], Ф.Р. Сагитова[1]

[1.] ООО «Плазма-ВСТ»
[2.] Казанский Федеральный университет

Плазменные методы модификации материалов занимают значительное место. Одних из перспективных и уже зарекомендовавших плазменных методов является метод обработки потоком низкоэнергетических ионов, генерируемых из высокочастотного индукционного (ВЧИ) и емкостного (ВЧЕ) разрядов при пониженном давлении [1,2].

В условиях динамического вакуума ВЧ разряда помимо области разряда (сгустка) плазмы, будь то область внутри индуктора или между электродами, существует область так называемой струи. Обработка различных материалов возможна в обеих областях, однако, как показал эксперимент, наибольшие результаты достигаются в струе [1].

С целью оценки влияния на обработку изделий ВЧ электромагнитного поля измерялась напряженность магнитного поля: H_z и H_φ. Измерение напряженности магнитного поля проводилось с помощью магнитного зонда. Для измерения малых величин напряженности магнитного поля и подавления синфазной помехи использовался дифференциальный усилитель. Чувствительность зондовой схемы оставляла 2160 А/м•В. Погрешность определения напряженности магнитного поля составляла 20%. Экспериментальные установки детально описаны в работе [1].

Сравнение результатов для ВЧИ и ВЧЕ разрядов в динамическом вакууме показывает, что значение напряженности магнитного поля на 1-полтора порядка выше в индукционном разряде, чем в емкостном.

Введение образца в плазменную струю приводит к уменьшению продольной составляющей напряжённости магнитного поля на 30-50% у поверхности образца. Уменьшение H_z на выходе из плазмотрона при введении образца не превышает 5%. Введение изделия приводит к появлению

азимутальной составляющей напряжённости магнитного поля, амплитуда которой достигает 120 А/м вблизи поверхности образца. Амплитуда азимутальной составляющей магнитного поля пропорционально мощности разряда.

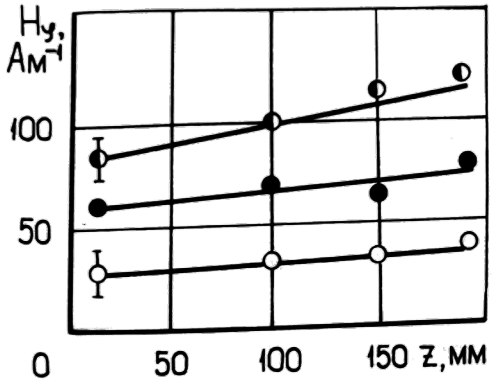


Рис. 1. Распределение H_φ вдоль оси индуктора для ВЧИ разряда

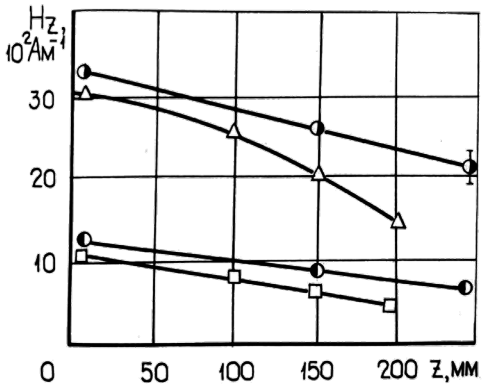


Рис. 2. Распределение H_z вдоль оси индуктора для ВЧИ разряда

Анализ полученных результатов показывает, что введение обрабатываемого тела в плазменную струю существенно изменяет распределение электромагнитных полей в струе вблизи поверхности и практически не влияет на величину электромагнитных полей в разряде. При этом в плазменной струе имеются азимутальная и осевая составляющая магнитного поля и осевая и азимутальная составляющая плотности ВЧ-тока, что говорит о существовании емкостной составляющей между плазмотроном и обрабатываем телом даже при ВЧИ разряде.

Литература:

1. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях. Теория и практика применения. – Казань: изд-во Казан. ун-та, 2000. – С. 58-66.

2. Сергеева Е. А., Желтухин В. С., Абдуллин И. Ш. Модификация синтетических волокнистых материалов и изделий неравновесной низкотемпературной плазмой. Казань: Казанский государственный технологический университет (КГТУ), 2011. 256 с.

АДАПТАЦИЯ СПОСОБА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО СПЕКТРУ γ-СИСТЕМЫ TiO ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ ПИКСЕЛЕЙ НА ПОЛУШИРИНЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ

В.П. Логвиненко[1,2], И.Р. Нугаев[1,*], А.А. Летунов[1], Е.В. Воронова[1], А.В. Князев[1], Т.Б. Мавлюдов[3]

[1]*Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва, 119991 Россия*
[2]*Российский университет дружбы народов, г. Москва, 117198 Россия*
[3]*Физический институт им. П.Н. Лебедева, г. Москва, 119991 Россия*
**gfnow@mail.ru*

В работе J. Hermann et al. [1] на основании прецизионных измерений спектра молекулы TiO [2] и соотношений для коэффициентов Хенля – Лондона [3] были рассчитаны спектры γ-системы TiO (электронный переход $A^3Ф—X^3Δ$). Для случая регистрации спектров спектрографом с гауссовой аппаратной функцией с полушириной 0,1 нм и камерой со спектральной шириной пикселя, составляющей малую долю этой полуширины (~0,012 нм) рассчитаны модельные спектры для различных вращательных и колебательных температур. В этих условиях выведены удобные для диагностики соотношения между характерными элементами спектра и термическими параметрами разряда в широком диапазоне температур. В частности, в предположении равенства вращательной и колебательной температур, температура определяется по отношению амплитуды канта R–ветви **γ3(0,0)** – 705,42 нм и амплитуды предшествующей ему подложки – параметр **β.** Часть материалов из работы [1], иллюстрирующих результаты этих расчетов приведена ниже.

Непосредственное использование указанных соотношений для спектров, снятых обзорными спектрометрами (в частности, широко применяемыми AvaSpec), ограничено в большинстве случаев невыполнением необходимого соотношения между спектральной шириной пикселя и полушириной их аппаратной функции. Обычно для обзорных спектрометров это величина порядка 2 – 3.

Большое число пикселей на полуширине аппаратной функции (в работе [1] – 8 пикселей) обеспечивает малость отличий сигналов соседних пикселей вблизи

максимума, в результате чего величина регистрируемого максимума становится однозначной характеристикой канта, не зависящей от положения принесшего её пикселя. Малое же число пикселей, характерное для обзорных спектрометров, создает неопределенность, связанную с положением центра пикселя по отношению к канту, являющемуся сгущением вращательных линий сравнимых интенсивностей.

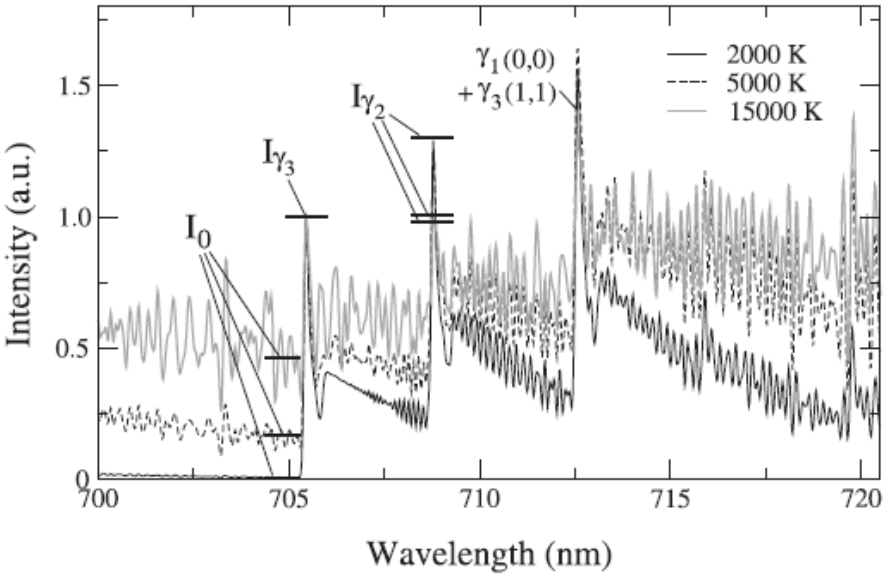


Figure 3. Computed spectra for $T_{rot} = T_{vib} = 2 \times 10^3$ (full curve), 5×10^3 (broken curve) and 1.5×10^4 K (bright curve). The horizontal bars indicate the intensity level I_0, I_{γ_3} and I_{γ_2} for the three spectra which are normalized to $I_{\gamma_3} = 1$.

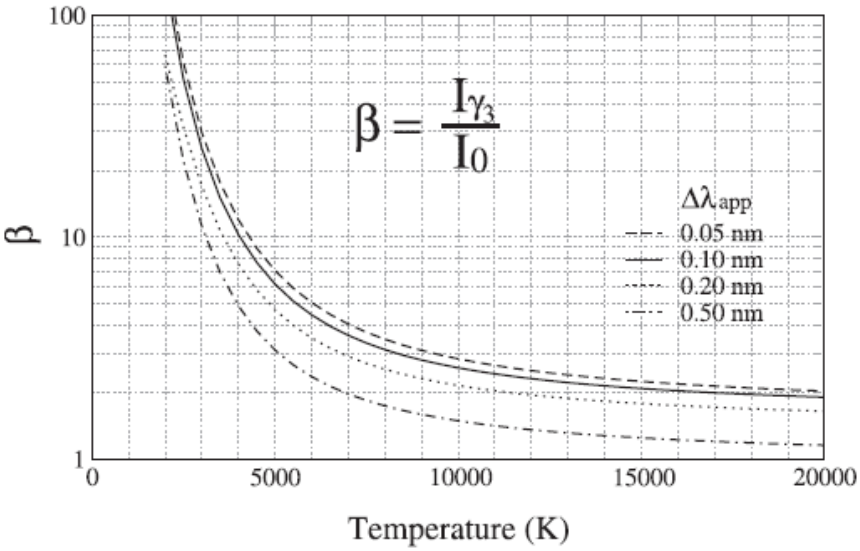


Figure 5. Intensity ratio β as a function of temperature for $\Delta\lambda_{app} = 0.05$ (broken curve), 0.10 (full curve), 0.20 (dotted curve) and 0.50 nm (chain curve).

Для спектрографов, обеспечивающих одинаковое качество спектра, регистрируемого многоэлементным детектором, неопределенность амплитуды канта растет с ростом размера пикселя. То есть эта неопределенность является ценой за возможность регистрации прибором большего спектрального диапазона.

Нами был проведен расчет относительных интенсивностей части R-ветви канта γ_3**(0,0)** в соответствии с работой [1]. Это позволило пересчитать зависимость температуры от параметра β в работе [1] в аналогичную для условий измерений обзорным спектрометром.

Пересчет достаточно прост в силу того, что он затрагивает лишь малую достаточно локальную область спектра и в части самого молекулярного спектра сводится к расчету небольшого участка R-ветви.

В конечном итоге мы получаем для каждой из некоторого количества температур зависимость сигнала отдельного пикселя от его положения относительно канта. Определение фактического положения пикселя в приборе требует неоправданно больших усилий. Кроме того, в ходе работы положение спектра на линейке пикселей может несколько меняться из-за изменений окружающей температуры или случайных тепловых потоков от окружающего оборудования. Поэтому это положение надо считать неопределенным и относить к источникам дополнительной погрешности.

Ниже помещен результат такого расчета для температуры 5000 К. Для иллюстрации неопределенности, её величины и причины, по бокам центральной кривой помещены еще две аналогичных кривых, полученных простым копированием со сдвигом на ширину пикселя.

Неопределенность в локализации пикселя, вызывающая неопределенность величины регистрируемой амплитуды канта - Δ, отображается участком спектра между максимумом расчетной кривой и точкой пересечения её с соседней. В ней меняется пиксель, приносящий максимум.

Данный доклад содержит так же краткое описание методики пересчета и иллюстрируется полученными на основании пересчета результатами наших измерений температур в разрядах, инициируемых СВЧ импульсами в металл – диэлектрических смесях порошков, содержащих соединения титана.

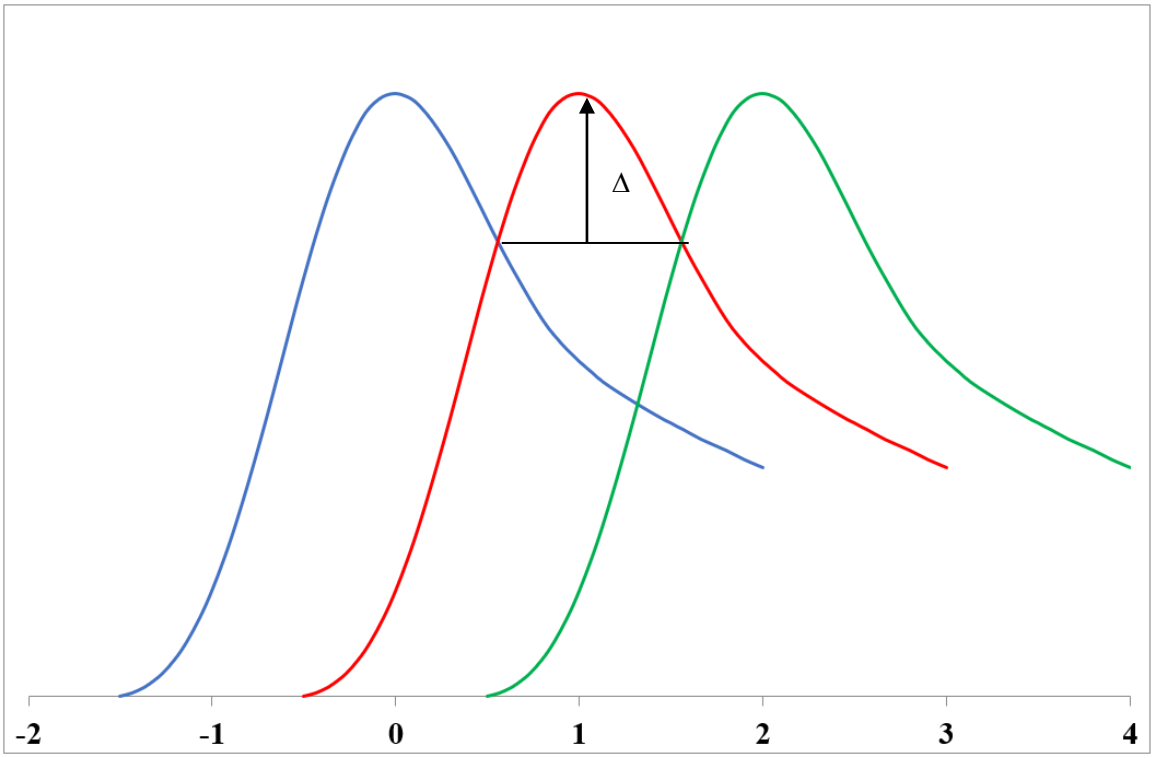


Рис. 2. Расчет сигнала с пикселя, в зависимости от его положения по отношению к канту вращательной полосы, для трех соседних пикселей

Работа выполнена в рамках госзадания ГЗ БВ10–2022 «Изучение инновационного синтеза микро- и наночастиц с контролируемым составом и структурой на основе микроволнового разряда в гиротронном излучении».

Литература:

[1]. Hermann J., Perrone A. and Dutouquet C. // J. Phys. B., 2011, vol. 34, p. 153–164.

[2]. Ram R.S., Bernath P.F., Dulick M. and Wallace L. // Astrophys. J., 1999, vol. 122, p. 331.

[3]. Kovacs I, Rotational Structure in the Spectra of Diatomic Molecules. 1969, Budapest.

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОТИКИ НА УСТАНОВКЕ TRT

Г.С. Павлова, С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, В.В. Серов, Н.В. Кузьмин

Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом» «Проектный центр ИТЭР»

TRT (токамак с реакторными технологиями) [1] – токамак с высоким магнитным полем, разрабатываемый в России для тестирования инновационных термоядерных технологий. Одной из диагностических систем, которые планируется применять на этой установке, является активная спектроскопическая диагностика (или активная спектроскопия – АС) [2]. Принцип работы диагностики основывается на анализе излучения перезарядки, которое возникает при инжекции высокоэнергетического пучка нейтральных атомов (как правило, это атомы водорода или его изотопов) в плазму. Благодаря реакции перезарядки, электроны от атомов пучка переходят к ядрам полностью ионизованных лёгких примесей плазмы, которые после этого могут излучать свет, в результате чего в наблюдаемом спектре появляется линия активной перезарядки соответствующего иона. По интенсивности этой линии определяется концентрация ионов, по доплеровскому уширению – их температура, а по доплеровскому сдвигу – скорость движения.

В работе описана идея активной спектроскопической диагностики для токамака TRT и проведён анализ возможности её реализации. В её основу лёг опыт разработки активной спектроскопической диагностики для ИТЭР [3]. Как и на ИТЭР, для АС на TRT планируется использовать спектрометр-полихроматор высокого разрешения (HES – High Etendue Spectrometer) [4], который позволяет одновременно проводить измерения сразу в трёх оптических диапазонах («синем» 468±5 нм, «зелёном» 527±5 нм и «красном» 656±6 нм) с хорошим спектральным разрешением 0.02 нм и высокой дисперсией 0.34 нм/мм, 0.36 нм/мм и 0.50 нм/мм для «синего», «зелёного» и «красного» каналов соответственно. Было рассмотрено несколько вариантов пучков, которые можно

использовать для АС на TRT – водородный нагревный пучок (энергия пучка E = 500 кэВ/а.е.м., одна энергетическая компонента, эквивалентный ток на границе плазмы I_{beam} = 7.0 А), дейтериевый нагревный пучок (E = 250 кэВ/а.е.м., одна энергетическая компонента, I_{beam} = 5.7 А) и водородный диагностический пучок (E = 60 кэВ/а.е.м., соотношение энергетических компонент E: E/2: E/3 – 0.78: 0.13: 0.09, I_{beam} = 4.5 А). Соответствующие схемы измерений представлены на Рис. 1.

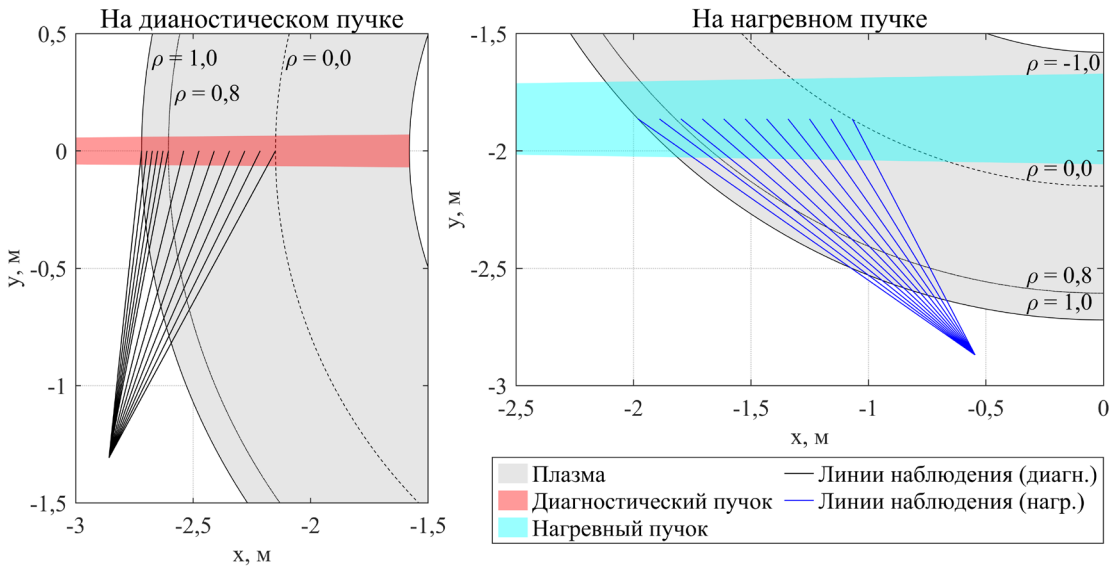


Рис.1. Предлагаемые схемы проведения измерений АС на диагностическом (слева) и на нагревном (справа) пучках. Вид сверху.

Для каждого из вариантов пучка было проведено моделирование спектров АС с помощью кода Simulation of Spectra (SOS) [5] для оценки возможности реализации диагностики на них. В качестве входных данных для моделирования были использованы параметры плазмы двух сценариев работы токамака: D-D сценария (средняя плотность электронов $n_e = 1 \cdot 10^{20}$ м$^{-3}$, магнитное поле B = 8 Тл, ток I = 5 МА) и D-T сценария ($n_e = 2 \cdot 10^{20}$ м$^{-3}$, B = 8 Тл, I = 3 МА) [6]. По модельным спектрам были оценены погрешности измерений температуры, скорости, амплитуды спектральной линии и соотношения сигнал/шум (SNR). Было получено, что проведение измерений на нагревном пучке неосуществимо в центральных областях плазменного шнура (SNR<1), в то время как для диагностического пучка моделирование предсказывает возможность проведения измерений с приемлемой точностью даже в самых тяжёлых условиях (SNR>1 для всех спектральных линий и точек наблюдения, в том числе и в D-T сценарии, где пучок ослабевает быстрее из-за высокой

плотности плазмы). Поэтому целесообразно использовать для измерений именно диагностический пучок. Согласно проведенным оценкам, оптимальная энергия пучка лежит в диапазоне 60 – 100 кэВ/а.е.м. и оказывает не такое значительное влияние на уровень активного сигнала, как плотность атомов пучка. Было также оценено пространственное разрешение диагностики – на диагностическом пучке оно не хуже 5 см в центральных регионах плазменного шнура и не хуже 2 см в приграничной области. После анализа результатов моделирования, была более подробно проработана оптическая схема вывода излучения из плазмы. С помощью моделирования в ZEMAX [7] были рассчитаны параметры её элементов, в результате чего был сделан вывод, что такая система может быть изготовлена без особых затруднений.

По оценкам, сделанным с помощью моделирования в коде SOS, предложенная схема активной спектроскопической диагностики на диагностическом пучке для токамака TRT позволит проводить измерения температуры и концентрации ионов со статистической погрешностью не больше 5%, а измерения тороидальной скорости вращения со статистической погрешностью не более 10 км/с.

Работа выполнена в соответствии с Государственным Контрактом № Н.4ф.241.09.22.1135 от «12» сентября 2022 г. «НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2022 года».

Литература:

1. Красильников А.В. и др. Физика плазмы, 2021, т. 47, №11, с. 970-985.
2. Fonk R.J., Darrow D.S., and Jaehnig K.P. Physical review A, 1984, vol. 29, №6, p. 3288-3309.
3. Serov S.V., De Bock M., von Hellermann M.G., and Tugarinov S.N. Review of Scientific Instruments, 2021, vol. 92, p. 053517.
4. Тугаринов С.Н. и др. Приборы и техника эксперимента, 2016, №1, с. 102-107.
5. von Hellermann M. et al. Atoms, 2019, vol. 7, p. 30.
6. Леонов В.М. и др. Физика плазмы, 2021, т. 47, №11, с. 986-997.
7. https://www.zemax.com

КОНЦЕПЦИЯ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ В Т-15МД

Д.С. Панфилов [1,2], А.В. Горшков [2], Г.М. Асадулин [2], Ю.И. Толпегина [2], И.С. Бельбас [2]

[1.] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*
[2.] *Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»*

Современные исследования удержания энергии и частиц в плазме токамаков предполагают работу установок в различных режимах. Одним из них является режим с улучшенным удержанием (Н мода). Характерным признаком перехода в Н моду является появление транспортного барьера, пьедестала в области плазмы $0.95<\rho<1$, проявляющегося в увеличении градиента электронной и ионной температуры и плотности плазмы [1]. Исследование физики пьедестала входит в планируемый перечень из задач физической программы токамака Т-15МД [2]. Одной из основных диагностик для исследования параметров пьедестала является: томсоновское рассеяния (ТР) для определения профилей электронной температуры T_e и плотности n_e.

Данная работа посвящена разработке концепции диагностики ТР для измерения профилей T_e и n_e в области пьедестала токамака Т-15МД. Планируется реализовать краевую диагностику на основе тангенциальной системы [7], которая позволяет обеспечить высоко разрешение в области пьедестала при измерении на внешнем обводе тора.

На основе анализа аналогичных диагностик ТР для измерения области пьедестала на токамаках AUG [3], JET [4] и MAST [5] были сформулированы требования к краевой диагностике ТР Т-15МД. Они представлены в таблице 1.

Таблица 1. Требования к краевой диагностике ТР Т-15МД.

Параметр	Значение	Источник
Область наблюдения	22 см	Схожая геометрия с диагностикой на MAST, a/3 [5]
Пространственное разрешение	5-10 мм	Типичные значения ширины пьедестала 1-2 см [6]
Диапазон T_e	10 эВ-1 кэВ	На основе работы [1]
Диапазон n_e	10^{18}-$5*10^{19}$ м$^{-3}$	

Разрешение объектива тангенциальной диагностики ТР удовлетворяет поставленным требованиям по разрешению, но вследствие особенностей конструкции оптоволоконных коллекторов расстояние между двумя соседними измерительными точками составит ~26 мм (Рис.1.), что может превышать ширину области пьедестала.

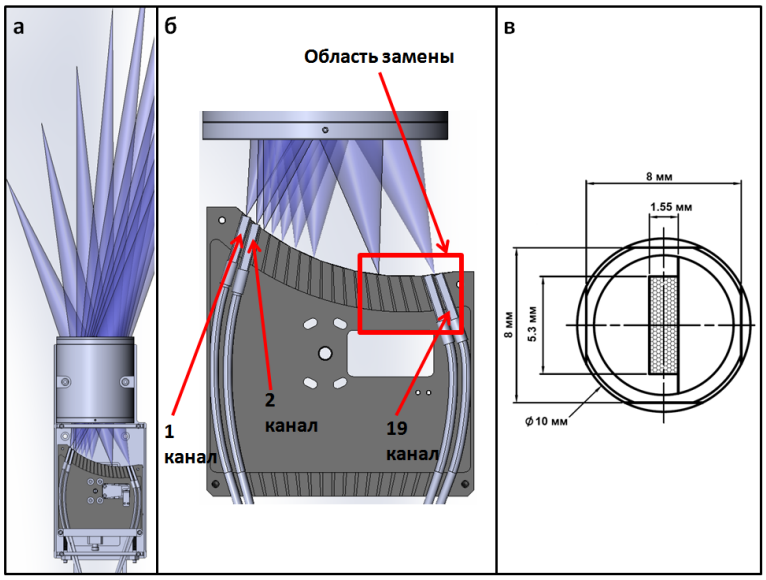


Рис.1. Конструкция объектива тангенциальной диагностики ТР Т-15МД. а - Вид сверху собирающего объектива; б - Конструкция оптоволоконного коллектора объектива; в- входной торец оптоволоконной сборки.

Эту проблему можно решить, если заменить область из 7 краевых (Рис.1.б) каналов на плотную оптоволоконную сборку. Для определения количества новых каналов был проведен расчет их пространственного разрешения и измеряемой области на основе конструкции объектива (Рис.2).

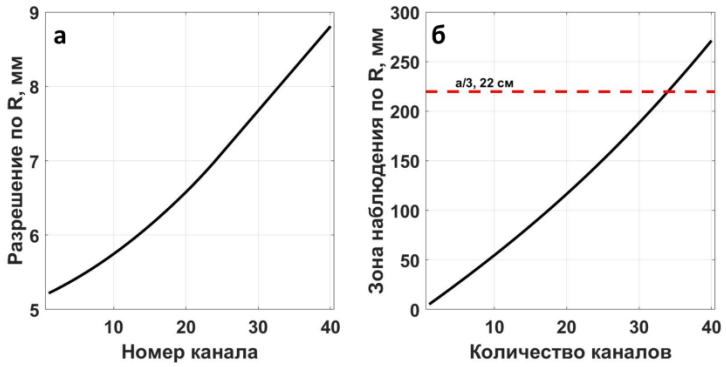


Рис.2. а - Пространственное разрешение по R для новых каналов; б - Зона измерений по R для новых каналов, в зависимости от их суммарного количества.

Как видно из рисунка 2(а) для наблюдения области шириной 22 см необходимо иметь оптоволоконную сборку из 34 каналов. Среднее разрешение по данной области составит ~6 мм. Соответственно, потребуется 34

полихроматора, но можно снизить это количество до 17 путем подключения двух пространственных каналов к одному полихроматору с временной задержкой. Это ведет к двукратному уменьшению собираемого света и возможному уменьшению точности измерений.

Вследствие использования дополнительных каналов исследуется возможность работы краевой диагностики как с имеющимися полихроматорами от тангенциальной системы Т-15МД (Рис.3.а) так и с полихроматорами, запланированными в проекте диверторной диагностики Т-15МД, которые оптимизированы для измерения низких температур (Рис.3.б) [8].

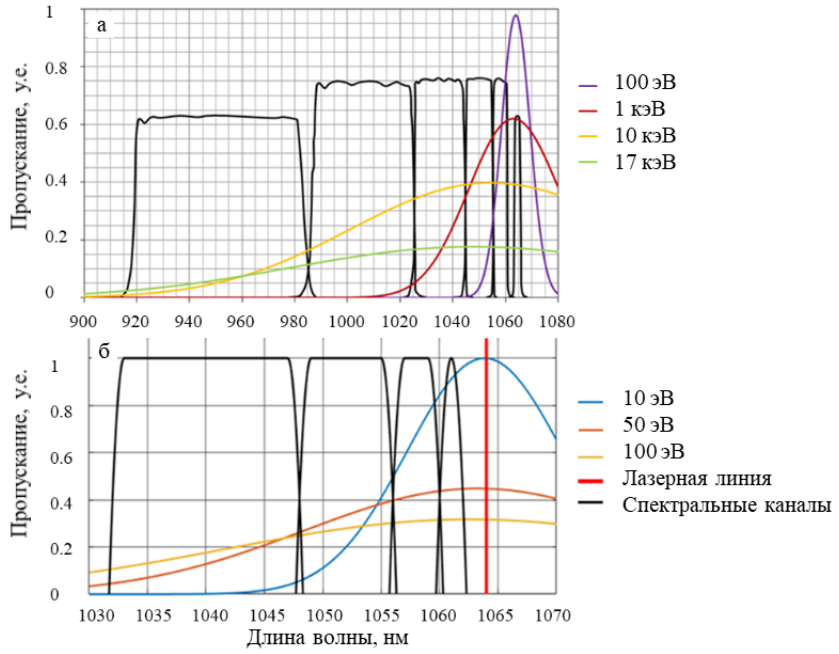


Рис.3. Спектральная характеристика каналов полихроматора и расчетные спектры рассеяния. а - тангенциальной диагностики ТР, б – диверторной диагностики ТР.

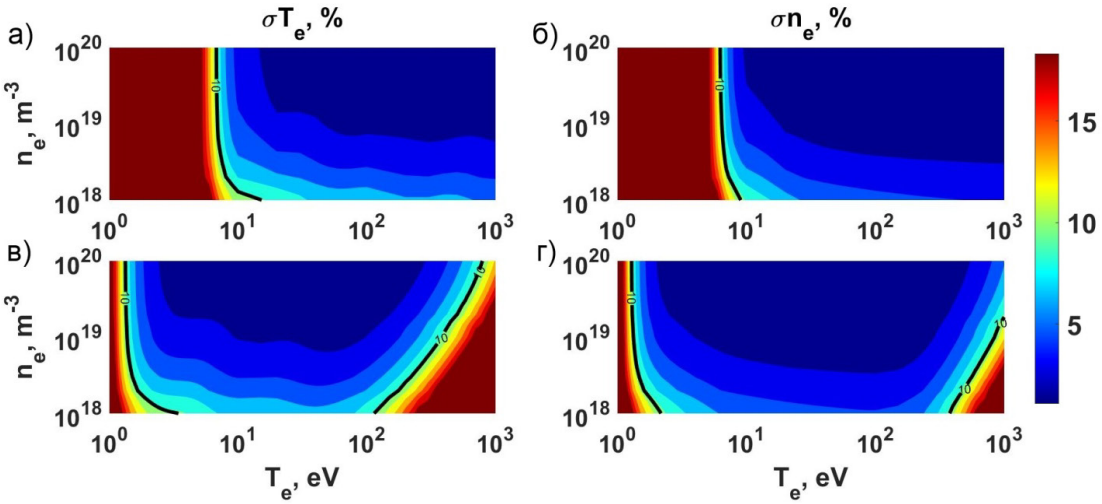


Рис.4. Ошибки измерения n_e и T_e для разных конфигураций полихроматоров: (а, б) основная, (в, г) диверторная.

На основе геометрии зондирования, характеристик объектива и выбора полихроматоров были оценены ошибки измерения n_e и T_e (Рис.4). Видно, что полихроматоры тангенциальной системы могут обеспечить измерения с ошибками <10% в диапазоне n_e 10^{18}-10^{20} $м^{-3}$, T_e 15 эВ-1 кэВ. Использование полихроматоров, аналогичных диверторной системе ТР Т-15МД, позволит расширить диапазон измерений T_e (T_e=3.5 эВ-1 кэВ) с сохранением диапазона измерений плотности и величины погрешности.

Литература:

[1]. Schneider P. A. Characterization and scaling of the tokamak edge transport barrier. – 2012.

[2]. Melnikov A. V. et al. Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview) //Fusion Engineering and Design. – 2015. – Т. 96. – P. 306-310.

[3]. Kurzan B., Murmann H. D. Edge and core Thomson scattering systems and their calibration on the ASDEX Upgrade tokamak //Review of scientific instruments. – 2011. – Т. 82. – №. 10. – С. 103501.

[4]. Pasqualotto R. et al. High resolution Thomson scattering for joint European torus (JET) //Review of Scientific Instruments. – 2004. – Т. 75. – №. 10. – P. 3891-3893.

[5]. Scannell R. et al. Enhanced edge Thomson scattering on MAST //Review of scientific instruments. – 2006. – Т. 77. – №. 10. – С. 10E510.

[6]. ITER E. D. A. et al. Power and particle control //Nuclear Fusion. – 1999. – Т. 39. – №. 12 ITER physics basis. – P. 2391-2469.

[7]. Асадулин Г. М., Бельбас И. С., Горшков А. В. Тангенциальная система диагностики томсоновского рассеяния для токамака Т-15 //ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2016. – Т. 39. – №. 2.

[8]. Толпегина Ю.И. и др. Диверторное томсоновское рассеяние для Т-15МД //Диагностика высокотемпературной плазмы: сборник тезисов докладов XIX конференции, г. Сочи, 27 сентября – 1 октября 2021 г. – Москва: «Тровант», 2021. –142 с.

КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ IMAGE PLATES ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ

А.О. Хурчиев[1], А.В. Скобляков[1], В.А. Панюшкин[1], Р.О. Гаврилин[1], А.В. Богданов[1], А.В. Канцырев[1], А.А. Голубев[1]

[1.] Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", Москва, Россия

Информация о корпускулярных потоках, эмитируемых сильноточными разрядами представляет интерес как с точки зрения исследования процессов, происходящих в плазме Z-пинча, так и прикладных задач. По энергетическому спектру заряженных частиц можно судить о механизмах ускорения плазмы (ионов и электронов), а по зарядовому составу ионов – о температуре плазмы. Компактные магнитные спектрометры, на основе постоянных магнитов, позволяют проводить измерения энергетического спектра заряженных частиц от плазмы Z-пинча, обеспечивая стабильную работу в условиях сильных электромагнитных наводок, возникающих в сильноточных, мегаамперных электрофизических установках. Для регистрации и количественного измерения спектра заряженных частиц генерируемой плазмой важным является выбор типа детектора и его калибровка. На сегодняшний день существуют много типов детекторов для регистрации высокоэнергетичных электронов и ионов, такие как: сцинтилляторы, радиохромные пленки (RCF), пленочные детекторы Imaging Plates (IP) и другие. Несмотря на то, что пленочные детекторы позволяют получить только интегральную по времени информацию о детектируемых частицах, они обладают рядом преимуществ: невосприимчивость к электромагнитным импульсам, высокий динамический диапазон (10^5 – 10^6), высокое пространственное разрешение, вплоть до уровня десятков мкм. Важным преимуществом применения этих детекторов является то, что пленочные детекторы Imaging Plates можно использовать многократно, используя для промежуточной очистки источник белого света. Наибольшее распространение получили детекторные пленки Imaging Plates на основе фотостимулируемого люминофора (BaFBr:Eu2+) [1,2] производства FujiFilm Biological Analysis System (BAS): BAS-MS, BAS-TR, BAS-SR. Для считывания

данных с пленок Imaging Plates используются сканеры на основе источников лазерного излучения.

В данной работе приводится расчёт дисперсионных кривых разработанного магнитного спектрометра, рассчитанного для измерения электронов в диапазоне энергий от 0.65 до 50 МэВ и ионов с отношением импульса к заряду p/Z от 6 до 52 МэВ/с. Расчёт дисперсионных кривых магнитного спектрометра выполнен с учетом измеренного распределения магнитного поля методом конечных элементов при моделировании прохождения ионов и электронов в спектрометре.

Представлены результаты абсолютной калибровки детекторных пленок Imaging Plates BAS-TR, BAS-MS для регистрации электронов и ионов при использовании сканера пленок Durr Dental Mini View.

Построена калибровочная зависимость регистрируемых с помощью сканера значений интенсивности потока заряженных частиц от времени между облучением плёнок и сканированием в диапазоне от нескольких минут до нескольких часов. С использованием радиоактивного источника α частиц проведена калибровка IP BAS-TR, а с использованием источника β- частиц – пленки IP BAS-MS, в зависимости от энергии заряженных частиц. В результате проведенной калибровки получены зависимости абсолютной чувствительности плёнок BAS-TR и BAS-MS от энергии ионов и электронов, точность калибровки для ионов составила 25%, точность калибровки для электронов составила 30%. Также, с учетом изменения калибровочных зависимостей при различных углах падения частиц на пленку рассчитаны калибровочные зависимости при использовании детекторных пленок в составе магнитного спектрометра для регистрации спектров электронов в диапазоне энергий от 0.65 до 50 МэВ и ионов вольфрама в диапазоне энергий от 20 эВ до 650 кэВ.

Литература:

1. J. Miyahara et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 246, 572 (1986)
2. Y. Amemiya and J. Miyahara. Nature (London) 336, 89 (1988).

РАЗРАБОТКА ТРОЙНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА ДЛЯ ТОКАМАКА «МИФИСТ»

И.И. Пашков, А.В. Казиев, М.М. Харьков, Д.В, Колодко, А.С. Пришвицын, Н.Е. Ефимов, С.А. Крат

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Одной из главных задач, стоящих перед исследователями, в области управляемого термоядерного синтеза является создание эффективных конструкций для первой стенки токамака и дивертора, а также разработка материалов для них. Поэтому изучение пристеночной плазмы в токамаках является актуальной научной и инженерной задачей. Основным инструментом для определения параметров плазмы в пристеночной плазме являются электрические зонды. Однако наиболее часто используемые одинарные зонды, и двойные зонды имеют ряд недостатков, ограничивающих их применение. Тройной зонд лишен многих из этих недостатков и поэтому является перспективным научным инструментом.

Основной сложностью при использовании одинарных и двойных зондов является необходимость подачи развертки напряжения на зонд. Это накладывает ограничение на область применимости зонда: параметры плазмы должны быть неизменными на временах, сравнимых с периодом развертки. Следовательно, изучение быстропротекающих процессов с помощью подачи развертки напряжения на одинарный или двойной зонд затруднительно. Другим вариантом использования одинарного или двойного зонда является введение зонда в ионное насыщение. При этом достигается высокое временное разрешение, но теряется информация о температуре плазмы [1].

Тройной зонд по своей сути является двумя двойными зондами, объединенными в один. При этом один стержень изолирован, а между двумя другими подано напряжение. Определяя напряжение изолированного зонда, а также ток, протекающий в контуре двух других, можно получить информацию как о температуре плазмы, так и о концентрации плазмы в любой момент времени [2, 3].

Авторами данного доклада предложена конструкция тройного зонда, предназначенная для установки в токамак «МИФИСТ». После изготовления зонда требовалось его апробирование.

Для испытания зонда он был помещен в плазму тлеющего разряда с полым катодом. Разряд происходил в атмосфере аргона при давлении 1 мбар. Ток разряда в эксперименте варьировался от 0,2 до 1 А. На каждом значении тока параметры плазмы определялись с помощью зонда. При этом зонд сначала включался как одинарный, при этом определялась ВАХ зонда. Затем зонд включался как тройной, при этом определялось напряжение между общим и изолированным стержнем и напряжение на измерительном сопротивлении, пропорциональное току в контуре зонда. После эксперимента параметры плазмы определялись для каждого режима разряда для двух вариантов включения зонда. Результаты представлены на следующих рисунках:

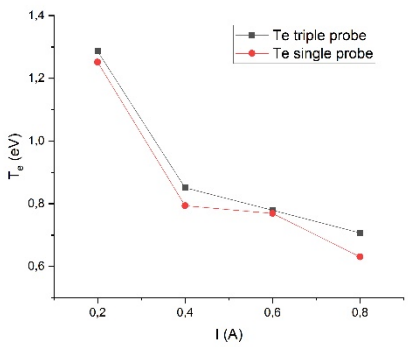


Рис.1. Зависимость температуры электронов от тока разряда

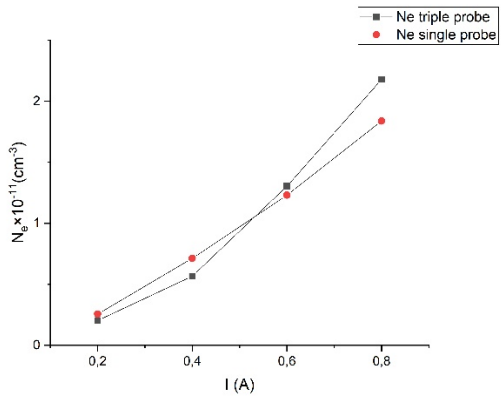


Рис.2. Зависимость концентрации плазмы от тока разряда

По результатам испытания было определено, что тройной зонд показывает показания близкие к показанию одинарного зонда. Следовательно его можно использовать в реальном эксперименте. При этом было отмечено, что преимуществом зонда является простота и интерпретации результатов, по сравнению с одинарным зондом. Ожидается что данный зонд позволит добиться значительного улучшения временного разрешения при исследовании разрядов токамака «МИФИСТ».

Литература:

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009.

2. Chen S.L. and Sekiguchi T. Instantaneous Direct-Display System of Plasma Parameters by Means of Triple Probe // T., J. Appl. Phys., 1965, 36, 2363.

3. F.F. Chen, “Electric Probes”, in Plasma Diagnostic Techniques, (ed. R.H. Huddlestone, and S.L. Leonard), (Academic Press, New York, 1965), pp. 113–200.

Согласующее устройство в составе системы ВЧ очистки узла первых зеркал оптической диагностики ИТЭР

Д.А. Резанов[1,2], И.В. Орешко[1,2], Д.С. Самсонов[1], Е.Е. Мухин[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург*

Расположенные вблизи плазмы внутривакуумные компоненты оптических диагностик ИТЭР разрабатываются для использования в условиях загрязнения продуктами эрозии первой стенки. В настоящее время основным кандидатом на очистку загрязненных зеркал в ИТЭР является плазменная очистка ионными потоками в емкостном ВЧ-разряде. Эффективность ВЧ-очистки можно охарактеризовать средней скоростью и пространственной однородностью, которые зависят от пространственного распределения энергии и плотности тока ионов, бомбардирующих поверхность зеркала.

В докладе представлено описание подхода к разработке устройства согласования импеданса ВЧ разрядной нагрузки, предназначенного для оптимизации подвода мощности к системе очистки узла первых зеркал (УПЗ) оптических диагностик ИТЭР.Узел первых зеркал располагается на расстоянии 5…8 м от границы вакуума [1], а внутривакуумный участок подводящей ВЧ линии выполняется коаксиального кабелем с минеральной изоляцией, имеющим характеристическое сопротивление $Z_C = 50\ \Omega$ [1] и относительно высокое затухание $\alpha \approx 0{,}3$ дБ/м.

Оценки показывают, что при расположении «классического» согласующего устройства (СУ) в непосредственной близости от границы вакуума (Рис. 1а), мощность, доведенная до нагрузки, составляет 23…33% от мощности на входе в СУ, если $Z_C = 50\ \Omega$, и 33…46%, если $Z_C \approx 15\ \Omega$. Оставшаяся мощность выделится в кабеле и вакуумном проходном ВЧ адаптере. Удельная мощность, которую требуется подвести к ВЧ разряду, зависит от площади зеркала-электрода, а также схемы включения разряда, и может составлять 0.5-2 Вт/см^2, а абсолютные ее значения для большинства систем лежат в диапазоне 500…1000 Вт [1-3]. При таких условиях потери во внутривакуумном участке подводящей линии, а также на вакуумном ВЧ адаптере, будут приводить к их нагреву выше допустимых температур 240-350 °С.

Решением этой проблемы может стать установка СУ в непосредственной близости от нагрузки (Рис. 1б). В этом случае внутривакуумная линия и вакуумный проходной ВЧ

адаптер будут работать в согласованном режиме, и доведенная до нагрузки мощность увеличится до 58…71%, а потери снизятся до приемлемых.

С точки зрения схемотехники СУ представляет собой пассивный LC-четырехполюсник, в простейшем случае – Г-образный, включаемый каскадно между нагрузкой и подводящей линией (Рис. 1б). Импеданс ВЧ разряда сильно зависит от геометрической конфигурации электродов, свойств газа (сорт, давление и пр.), а также величин подводимой мощности и рабочей частоты. Следовательно, для оптимального синтеза СУ требуется установить структуру его нагрузки и диапазон изменения импеданса ВЧ разряда в зависимости от рабочей точки разряда, что проделано экспериментально на макете УПЗ с размером зеркала 100x100 мм, снабженного внутривакуумным СУ.

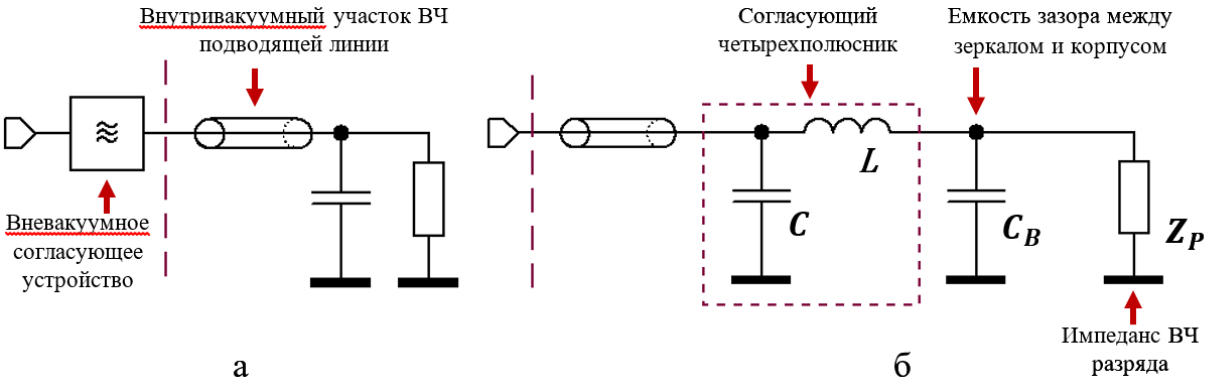


Рис. 1 Схемы согласования нагрузки: а – внешнее СУ; б – внутривакуумное СУ

Экспериментально удалось получить КСВ<1,5 при фиксированной настройке СУ для емкостного ВЧ разряда в He в диапазоне давлений 0.1…10 Па и мощностей 50…300 Вт в схеме с зеркалом-электродом, развязанным по постоянному току (Рис. 2).

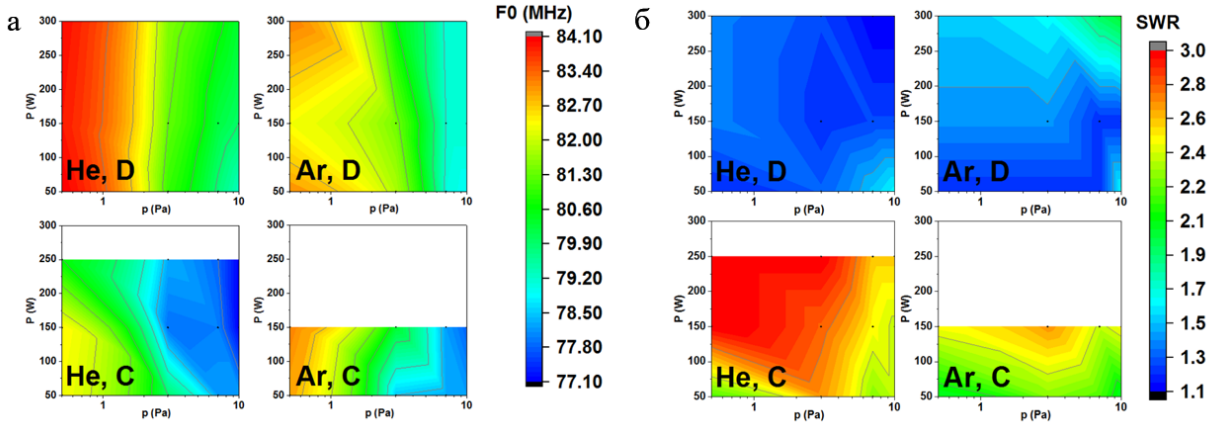
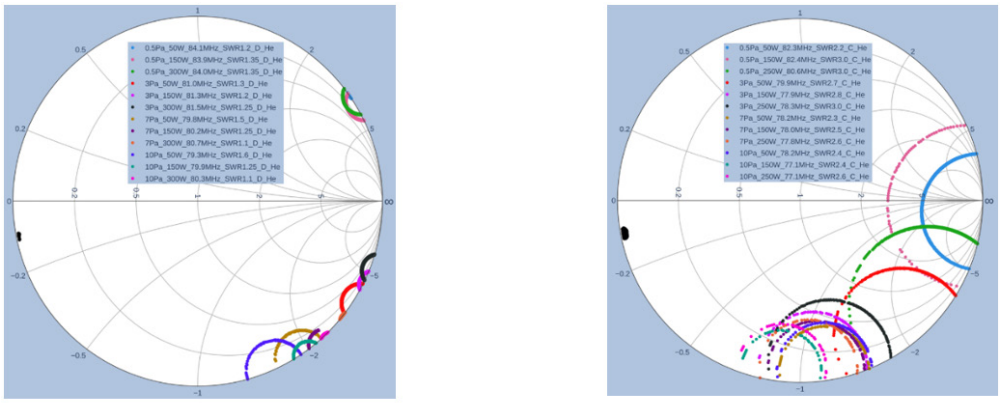


Рис. 2 КСВ на входе в СУ при его фиксированной настройке в зависимости от мощности и давления He и Ar для ВЧ разряда с зеркалом-электродом, развязанным (D) и заземленным (C) по постоянному току: а – частота, на которой достигнут наименьший КСВ; б – наименьшее достигнутое значение КСВ

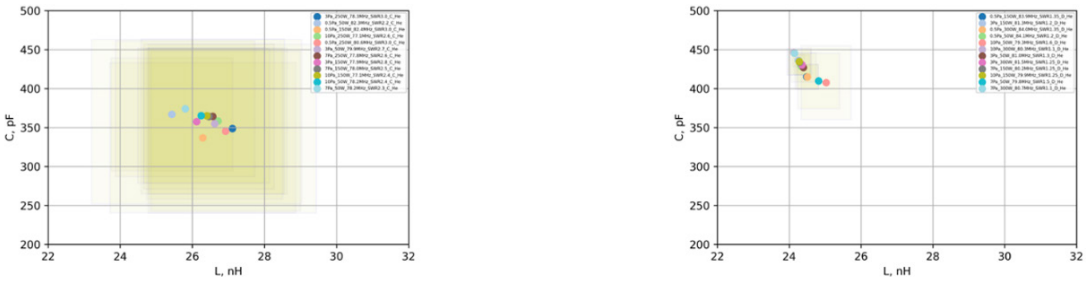
Подстройка оптимума КСВ производилась при этом путем изменения частоты в пределах 80.1…84.1 МГц. Видно, что с изменением мощности точка оптимальной настройки изменяется слабо, в то время как от давления выявлен переход между областями: 0.1…1 Па, 1…3 Па и 3…10 Па. При изменении давления внутри этих областей подстройка частоты требуется не более чем на 1 МГц. Во время эксперимента измерялся только КСВ на входе СУ, чего в общем случае недостаточно для получения импеданса разряда Z_P, однако с помощью математической обработки установлены области, которым он может принадлежать (Рис. 3).



а б

Рис. 3 Области вероятных значений импеданса нагрузки в гелиевом ВЧ разряде: a – с развязкой по постоянному току, b – без развязки

Видно, что с увеличением давления области смещаются по часовой стрелке. При этом, если построить полный импеданс нагрузки с учетом емкости C_B между обратной стороной зеркала-электрода и заземленным корпусом, которая неизбежно оказывается включена параллельно Z_P, то дуги стягиваются в точку. Это говорит о том, что импеданс C_B «шунтирует» разряд, и общий импеданс нагрузки оказывается слабо зависящим от изменения Z_P. На основе этих рассуждений и данных построены области, в которых должны лежать L и C в СУ для достижения наилучшего согласования (Рис. 4).



а б

Рис. 4 Области значений индуктивности L и емкости C в СУ, при которых достигалось бы наилучшее согласование

Видно, что и по *C*, и по *L* диапазоны довольно узкие и значительно перекрываются. Это подтверждает идею о том, что, измеряя импеданс более точно, можно добиваться хорошего согласования с помощью Г-образного СУ в рабочем диапазоне параметров ВЧ разряда без необходимости динамической подстройки.

Выбор материалов, схемотехнических и конструктивных решений для реализации внутривакуумного СУ сильно органичен жесткими условиями эксплуатации: перепады температур в диапазоне 100…350 °C, нейтронные поля с флюенсом 10^{19} см$^{-2}$ [4], инерционные нагрузки до 10g при срывах плазмы, а также стороннее магнитное поле до 3-5 Тл [5]. В таких условиях перечень доступных для использования диэлектриков ограничен несколькими видами керамики, а элементы цепи приходится выполнять без возможности подстройки в процессе работы вследствие отсутствия подходящих двигателей, а также требуется разработка схемы закрепления хрупких керамических деталей, гарантирующей их конструкционную прочность. В качестве элементной базы, наиболее подходящей для работы в таких условиях, оптимальной представляется планарная.

Поскольку планарное исполнение схемы СУ представляет собой разновидность схемы с распределенными параметрами, на достаточно высокой частоте порядка 60…100 МГц, методы расчета, применяемые для сосредоточенных цепей, могут давать ошибку, включая некачественный расчет потерь. Для более точных расчетов разработана трехмерная конечно-элементная модель, результаты расчета в которой сравниваются с расчетом сосредоточенной схемы.

***Литература*:**

1. Shigin P. et al. RF discharge mirror cleaning system development for ITER diagnostics//Fusion Engineering and Design. – 2021. – Т. 164. – С. 112162.
2. Dmitriev A. M. et al. In situ plasma cleaning of ITER diagnostic mirrors in noble-gas RF discharge //Physica Scripta. – 2017. – Т. 2017. – №. T170. – С. 014072.
3. Dmitriev A. M. et al. RF plasma cleaning of water-cooled mirror equipped with notch filter based on shorted λ/4 line //Fusion Engineering and Design. – 2019. – Т. 146. – С. 1390-1393.
4. Loughlin M.J. and Taylor N.P. 2009 Recommended Plasma Scenarios for Activation Calculations ITER Document Series ITER-D-2V3V8G v 1.1
5. Mitchell N. et al. The ITER magnets: Design and construction status //IEEE transactions on applied superconductivity. – 2011. – Т. 22. – №. 3. – С. 4200809-4200809.

ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ БЫСТРОПЕРЕМЕЩАЕМЫХ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15МД

Рогозин К.А.[1,2], Грашин С.А.[1], Карпов А.В.[1,2], Будаев В.П.[1,2], Коньков А.А.[1,2]
Белоусов С.В.[1,2], Квасков В.С.[1,2]

[1.] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
[2.] Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МЭИ»

На токамаке Т-15МД предполагается проведение экспериментов с круглым и вытянутым сечением плазмы. Предполагается две основных области периферийной плазмы для проведения исследований с помощью зондов Ленгмюра: экваториальное сечение токамака и область X-точки [1].

Для определения пространственного распределения концентрации плазмы, температуры электронов, потенциалов, электрических полей, свойств турбулентности плазмы, свойств переноса плазмы и тепловых потоков в периферийной плазме во всех режимах удержания плазмы необходимо разработать систему, которая сможет функционировать в условиях сильных плазменных и тепловых нагрузок.

Для проведения измерений диагностика должна соответствовать следующим требованиям: многоэлектродная зондовая диагностика, скорость перемещения не менее 1 м/с, точность позиционирования ±2 мм, ход перемещения 1000 мм (с учётом длины патрубков и размеров камеры), длительность проведения измерений в областях с высокой тепловой нагрузкой до 0,1 с, предельная плотность мощности тепловой нагрузки на зонд до 20 МВт/м^2 [2]. Принципиальная схема диагностического комплекса представлена на рисунке 1.

Рисунок 1. Принципиальная схема диагностического комплекса.

В соответствии с установленными требованиями предложен эскизный проект диагностического комплекса на основе быстроперемещаемых зондовых систем для измерения параметров периферийной плазмы токамака Т-15МД (см. рисунок 2).

Многоэлектродный зонд ленгмюра монтируются на держателе, который находится внутри загрузочной камеры. Загрузочная камера соединена с камерой токамака Т-15МД и откачивается собственной вакуумной системой. Для ввода и вывода образцов из камеры токамака Т-15МД используется система передвижения и позиционирования на основе манипулятора. Эта система обеспечивает кратковременное погружение зондов в периферийную плазму в течение разряда. Она же позволяет отклонять зонды от осевой линии, тем самым расширяя область измерений. Возможно введение зондов в камеру под углом от центральной оси ±5° как в вертикальной так и горизонтальной плоскости (см. рисунок 3а-3в). Система измерения и питания позволяет подавать на каждый зонд потенциал до 100В. Обеспечивает проведение измерений токов и потенциалов на зондах, контроль давления в системе. Система управления включает в себя компьютер для сбора и первичной обработки данных, контроллеры и драйверы двигателей системы передвижения позиционирования и вакуумной системы. Комплекс возможно разместить как в экваториальной плоскости, так и в зоне дивертора (см. рисунок 3г).

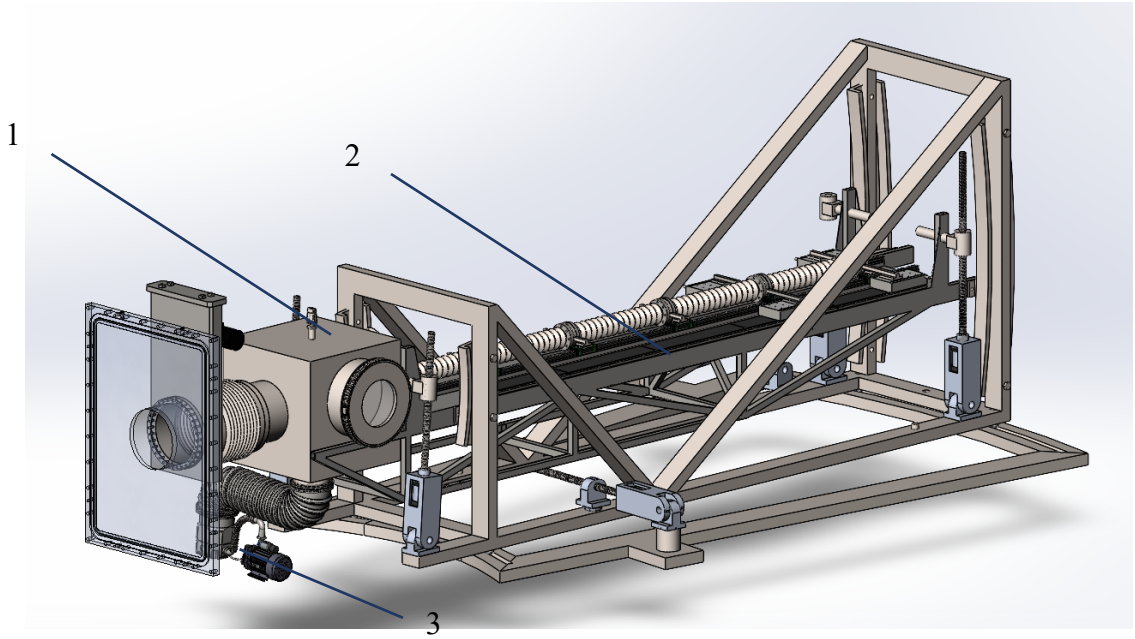


Рисунок 2. 3D модель диагностического комплекса 1 - загрузочный объем, 2 - система передвижения и позиционирования, 3 - система вакуумной откачки.

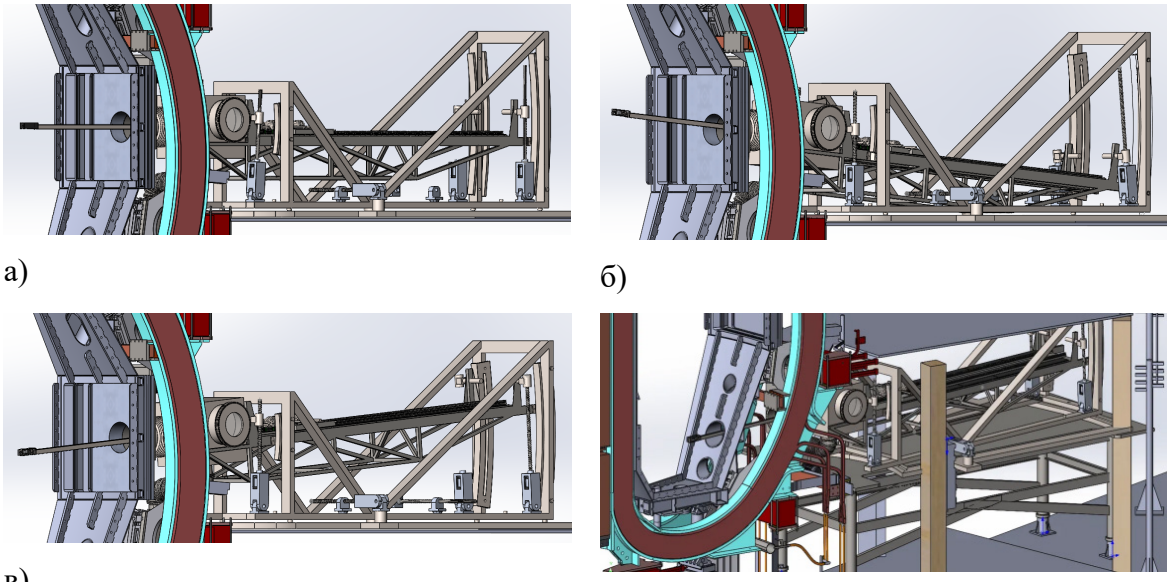


Рисунок 3. Изображение диагностического комплекса в вертикальном сечении токамака с центральным (а), верхним (б) и нижним (в) положением зонда и в диверторной области (г).

Литература:

1. П.П. Хвостенко, И.О. Анашкин, Э.Н. Бондарчук и др. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез – 2019. т. 42. – вып. 1. – с. 15

2. Г. Ван Оост, А. В. Дедов, В. П. Будаев. Материалы обращенных к плазме компонентов термоядерных реакторов-токамаков: требования, термостабилизация, испытания (обзор) // Теплоэнергетика – 2021 – № 3 – с. 1–18.

СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ МАЛОМОЩНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

В.П. Савинов, В.Ю. Тимошенко, В.Г. Якунин

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Как известно [1], биоцидные агенты газоразрядной плазмы представляют собой 3 группы: 1) UV (ультрафиолетовое излучение), 2) R (нейтральные химически активные радикалы) и 3) E (электрическое поле и заряженные частицы). Действие UV агентов, главным образом, связано с UV – излучением в спектральном диапазоне 200 – 300 нм. Влияние R –агентов обусловлено реактивными продуктами неравновесной плазмы, такими как атомы, частицы в возбужденных метастабильных состояниях, радикалы и возбужденные молекулы (O, $O(^1\Delta)$, O_3, NO, HO_2, H_2O_2, OH). Воздействие E – агентов на клетки обусловлено как заряженными частицами (электроны, положительные и отрицательные ионы), так и сильным электрическим полем E.

Экспериментальная схема исследуемого источника плазмы представляет собой генератор переменного напряжения 30 кГц, подключенный к повышающему трансформатору, от которого напряжение подводится к разрядному промежутку. Разряд происходил в стеклянной трубке с внутренним диаметром 6 мм и внешними медными электродами с расстоянием между ними 15 мм. Использовался также одноэлектродный разряд с внешним электродом и внешним заземлением. Отдельные эксперименты проводились с разрядом между внешними электродами в подводящей газ полимерной трубке диаметром 6 мм (Рис.1). Плазмообразующий газ (He, Ar) подводился через открытый торец разрядного промежутка с контролируемой расходомером скоростью. ПС выходила через противоположный торец разрядного промежутка в окружающий воздух атмосферного давления , либо в чашку Петри.

Характерные рабочие параметры источника WANPTEK DC питания генератора Тесла составляли: напряжение V ~ 10 В, ток I = (0.3 – 1.0 А) и

мощность W = (0.5 – 10 Вт). Подводимое к разрядному промежутку напряжение электрического поля с частотой f = 30 кГц составляло V ≅ 30 кВ.

Следует отметить особую простоту эксперимента при использовании полимерной трубки при подводе газа и возбуждении разряда, когда не требуются ни разрядная трубка, ни вакуумная и газовая системы.

Рис.1 Экспериментальная установка с полимерной трубкой

Следует отметить особую простоту эксперимента при использовании полимерной трубки при подводе газа и возбуждении разряда, когда не требуются ни разрядная трубка, ни вакуумная и газовая системы.

Диагностика ПС проводилась методом оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС) с помощью компактного спектрометра типа Optosky ATP 2400 в спектральном диапазоне 200 – 1100 нм с разрешающей способностью 0.5 нм. Подводящий излучение к спектрометру световод помещался против ПС на расстоянии 5 мм от выходного торца разрядной трубки.

Получены спектры излучения ПС в зависимости от характеристик условий эксперимента: вида плазмообразующего газа (однородного или в смеси), скорости протока газа, вкладываемой в разряд мощности и геометрии разрядного промежутка. Например, спектры излучения ПС одноэлектродного разряда в He для двух значений мощности W представлены на Рис.2.

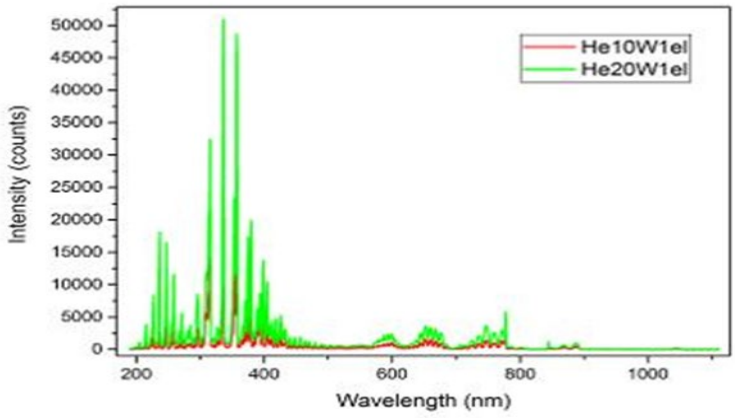


Рис.2. Спектры излучения ПС одноэлектродного разряда в He

(f = 30 кГц, W = 10, 20 Вт, скорость протока газа 5 л/ мин)

Особенностями спектра излучения распространяющейся в воздухе ПС одноэлектродного разряда в He являются присутствие достаточно интенсивного UV – интервала излучения NO полос (в диапазоне 200 – 300 нм) и наличие значительного количества химически активных радикалов, наблюдаемых в виде молекулярных полос 1-й и 2-й положительных колебательных систем N_2. Характерными особенностями оптического спектра ПС двухэлектродного разряда в He являются практическое отсутствие UV молекулярных полос NO в диапазоне 200 – 300 нм и также излучения полос 1-й положительной колебательной системы N_2.

Для объяснения полученных спектров излучения ПС одно- и двух-эдектродного разрядов полезно учесть сведения о радиационных свойствах плазмы тлеющего разряда постоянного тока в азоте, представленные в работе [2]. В случае разряда в чистом He наблюдаемые излучения OH, N_2 и N_2^+ обусловлены примесями в ПС из окружающего воздуха [3]. При этом возбужденные состояния частиц OH(A) и N_2(C) возникают в результате столкновений с электронами, а излучение частицы N_2^+ ($B^2\Sigma_u^+$) рождается в процессе ионизации Пеннинга с участием возбужденных атомов He (2^3S) в метастабильном состоянии [4].

Значительное различие приведенных радиационных свойств одно- и двухэлектродного разрядов объясняется тем, что в первом случае свойства ПС формируются прямым способом в разряде, а во втором случае – дистанционным путем, за пределами разрядного промежутка.

Интересная информация получена при сравнении спектров излучения ПС разряда в чистом Ar и разряда в смеси (Ar +воздух). Как видно, в этом случае добавление в разряд относительно малого количества воздуха в корне изменяет характер спектра. При этом возрастает интенсивность UV – излучения в диапазоне (300 – 400 нм) и практически полностью исчезает излучение в длинноволновой части спектра (> 700 нм). Разряд в чистом Ar отличается пониженным напряжением пробоя и относительно низкими значениями энергии основной массы электронов плазмы. При добавлении в этот разряд воздуха напряжение пробоя возрастает, увеличивается количество электронов с повышенной энергией, в результате чего возрастает возбуждение систем азота с повышенной энергией возбуждения N_2 (C – B) и N_2^+ (B – X). При этом численность электронов с пониженной энергией, отвечающих за возбуждение молекулярных полос системы N_2 (B – A) с диапазоном излучения (500 – 900 нм), должна существенно уменьшиться вследствие явления «прилипания» электронов к электроотрицательным составляющим воздуха [5].

Проведенные исследования показывают, что посредством подбора параметров маломощного источника плазмы можно оптимизировать состав активных агентов его ПС для целенаправленного воздействия на разнообразные объекты. Кроме того, данные литературы свидетельствуют о возможности повышения эффективности такого воздействия организацией синергетических пар активных агентов в составе ПС [6].

Литература:

1. Sysolyatina E., Mukhachev A., Yurova M., Grushin M., Karalnik V., Petruakov A., Trushkin N., Ermolaeva S., Akishev Yu. // Plasma Process. Polym., 2014, v.11, p. 315-334.
2. Cicala G., De Tommaso E., Raino A., Lebedev Yu.A., Shakhatov V.A. // Plasma Sources Sci.Technol., 2009, v.18, 025032
3. Xiong Q., Nikiforov A., Gonzalez M., Leys C., Lu X. // Plasma Sources Sci. Technol., 2013, v.22, 015011.
4. Nersisyan G., Morrow T., Graham W.//Appl. Phys. Lett., 2004, v.85, p.1487
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда, Долгопрудный: Изд. Дом Интеллект, 2009, 734 с.
6. Levif P., Seguin J., Moisan N., Soum –Glaude A., Barbeau J. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2011, v.44, 405201.

ОБЛУЧЕНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ АНТИМОНИДА ИНДИЯ МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОГО ИСТОЧНИКА

С.В. Саенко, Е.Д. Вовченко, И.А. Герасимов, И.Г. Григорьева,
В.В. Кушин, А.П Мелехов, Р.Ш. Рамакоти, Г.Х. Салахутдинов

Национальный Исследовательский Ядерный Университет («МИФИ»)

Вакуумные искровые разряды с лазерным инициированием и током ~10 кА являются достаточно интенсивными источниками мягкого рентгеновского излучения (МРИ), хотя и относятся простым разрядным системам. Одно из направлений их применения − эксперименты по взаимодействию излучения с веществом.

В данной работе такой лазерно-искровой источник МРИ применен для облучения антимонида индия (InSb), который считается одним из наиболее перспективных полупроводниковых материалов для производства матричных фотоприемных элементов (МФПЭ) в ближней ИК-области спектра (3 – 5 мкм) [1]. Перед облучением проведено исследование рентгеновского излучения в энергетическом диапазоне квантов 0.2–15 кэВ.

Мотивацией к обработке образцов антимонида индия является образование со временем избыточного положительного поверхностного заряда, причина возникновения которого пока не до конца ясна. Однако его влияние может быть нейтрализовано, если под поверхностью кристалла создать область с высоким электрическим сопротивлением, экранирующую избыточный поверхностный заряд. Например, это может быть область, насыщенная различными дефектами, снижающими проводимость кристалла. Для их образования целесообразно облучать поверхность МРИ, проникающим в приповерхностный слой на небольшую глубину порядка 100 Å.

Для получения спектральной картины РИ применена диагностическая методика с использованием спектрометра на основе термолюминесцентных детекторов (ТЛД) фторида лития LiF. Инициирование искрового разряда

выполнено с помощью YAG: Nd^{3+}лазера (энергия Eлаз ≤ 50 мДж, длительность импульса τ ≈ 15 нс, длина волны λ = 1064 нм), излучение которого фокусировалось на катод разрядной системы. Эксперименты выполнены для двух вариантов катода – из алюминия и железа, материал анода – железо. Параллельно электродам подключалась накопительная емкость C = 0,22 мкФ. Рабочее напряжение 13 кВ.

В эксперименте измерялась кривая поглощенной энергии МРИ в ТЛД за фильтрами различной толщины, изготовленными из различных материалов (Be, Al, Cu). ТЛД имели форму дисков диаметром 5 мм и толщиной 0,9 мм. Они размещались в специальном держателе на расстоянии 152 мм от точки образования плазмы.

Полученные в результате измерений данные представляет собой информацию о поглощённой в ТЛД дозе РИ за фильтрами различной толщины, по результатам которой восстановлены спектры излучения и дана оценка температуры плазмы. Алгоритм, используемый для построения кривой ослабления подробно рассмотрен в работе [2], а восстановление спектров МРИ проводилось методом «эффективных энергий» [3]. Полученная информация представлена на рисунке 1.

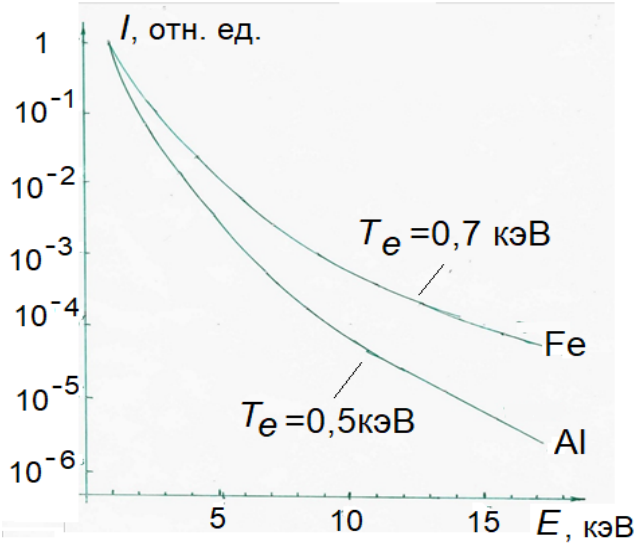


Рисунок 1. Спектр МРИ

Анализ результатов облучения термолюминесцентных детекторов показывает, что основная энергия МРИ (>90%) сосредоточена в диапазоне $E_{мри}$

≤ 3 кэВ. Наибольшей энергоотдачей в этом диапазоне обладает источник МРИ с катодом из Al. Источник С помощью сервиса Filter-transmission были получены расчетные спектры пропускания майларовой плёнки с алюминиевым напылением, примененной для защиты образцов InSb от продуктов разлета разрядной плазмы.

Для облученных образцов антимонида индия проведён сравнительный анализ вольт-фарадных характеристик (ВФХ), которые являются самым простым и прямым методом изучения влияния технологии изготовления на емкостные свойства данных структур Один из результатов анализа в виде ВФХ представлен на рисунке 2.

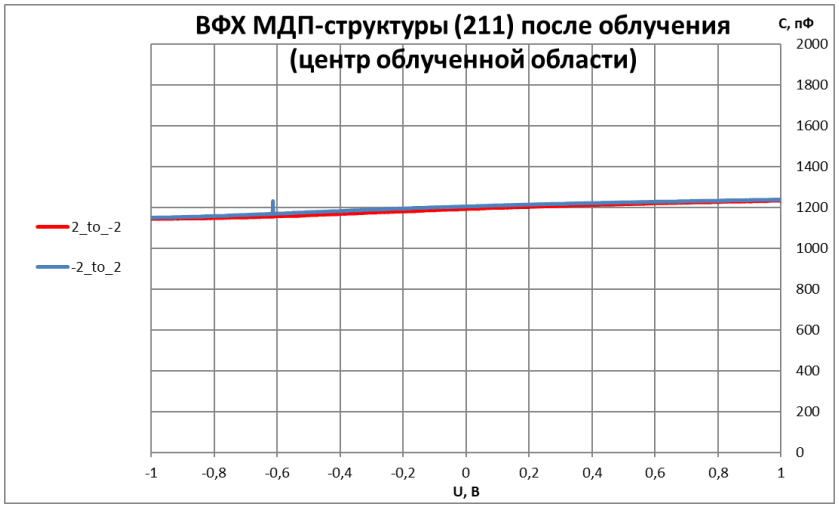


Рисунок 2. ВФХ центра облученной области МДП-структуры ориентации (211) после облучения 60 минут

Исходя из сравнительного анализа графиков ВФХ, можно сделать вывод, что обработка антимонида с помощью МРИ увеличивает способности материала к экранированию заряда на поверхности. Свидетельством этому является факт того, что кривые ВФХ приняли вид, близкий к прямой, что говорит о практически полной экранировке поверхностного заряда. При увеличении времени облучения экранировка усиливается.

Литература

1. А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Тришенков. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники (М., Физматкнига, 2010) с. 128.

2. А.В. Баловнев, И.Г. Григорьева, Г.Х. Салахутдинов. ПТЭ, 2018, № 1, с. 84-86.

3. А.Н. Долгов, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов, Прикладная физика, 2008, № 5, с. 35-40.

ДИАГНОСТИКА НЕЛОКАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ В ГАЗОАНАЛИЗЕ

А.И. Сайфутдинов[1]

[1.] *Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева - КАИ*

Тлеющие разряды (ТР) высокого давления [1] вызывают все больший научный и практический интерес в связи с тем, что для их применения не требуется дорогостоящего вакуумного оборудования. Это в свою очередь значительно упрощает и облегчает эксплуатацию плазменных устройств, позволяя сделать их компактными и использовать на месте в режиме реального времени. ТР применяются в новых междисциплинарных исследованиях, связанных с плазменной биомедициной и обработкой живых клеток, в плазменном синтезе наноструктур, а также в задачах создания компактных газоанализаторов [2-3]. Как известно, при увеличении давления в ТР постоянного тока происходит уменьшение продольных размеров приэлектродных областей в соответствии с параметром подобия pL (где p — давление газа, L — межэлектродное расстояние). Поэтому устойчивый ТР при высоких давлениях реализуется в основном при относительно малых длинах разряда в отсутствии положительного столба (ПС) – так называемые короткие ТР [4]. В этом случае почти вся длина разрядного промежутка занята катодным слоем (КС), отрицательным свечением (ОС), фарадеевым темным пространством (ФТП) и переходной областью в анодный слой (АС) [5]. Вольт-амперная характеристика такого короткого (без ПС) разряда является растущей, что является важным условием обеспечения стабильности и однородности ТР. Для применяемых на практике устойчивых тлеющих разрядов высокого давления с возрастающими вольт-амперными характеристиками установлено следующее соотношение: pL < 10–20 тор·см [4,5]. На практике короткие ТР, генерирующие плазму ОС при высоком давлении, возможны в двух геометриях: с плоскопараллельными электродами и с полыми электродами.

Необходимо отметить, что в отличие от хорошо изученного ПС, основные параметры плазмы ОС и ФТП изучены недостаточно. Трудности диагностики связаны с тем, что при фиксированном значении *pL* с увеличением давления значительно сокращается длина микроразряда - от миллиметра до десятков микрон. При малых размерах разряда крайне сложно экспериментально диагностировать пространственное распределение параметров плазмы.

Моделирование коротких (без ПС) тлеющих разрядов высокого давления с помощью широко используемого в настоящее время гидродинамического приближения сталкивается с принципиальными трудностями, связанными с необходимостью учета нелокальной ионизации быстрыми электронами в ОС [5]. Поэтому результаты моделирования часто расходятся с экспериментальными данными, а также с существующими физическими представлениями о механизмах формирования основных параметров плазмы в ОС.

В связи с вышесказанным в представленной работе проведены экспериментальные и численные исследования параметров плазмы и кинетики быстрых электронов в ОС. Приведены исследования по возможности регистрации быстрых электронов, появившихся в результате пеннинговской ионизации примесей углеводородов в ТР в гелии при высоком давлении.

В первой части доклада представлены результаты измерений параметров плазмы с помощью кольцевого стеночного электрода в ТР в конфигурации плоскопараллельными электродами в диапазоне давлений от 40 до 250 Тор и в ТР с микрополыми электродами при давлениях от 200 до 760 Тор. Показано, что температура электронов является низкой и составляет десятые доли эВ, что значительно отличается от температуры электронов в плазме ПС. Показана возможность регистрации примесей на примере аргона, молекул примесей воздуха, а также углеводородов [6,7]. Для ТР с микрополым катодом показано, что ограничивая внешнюю часть катода, можно добиться, чтоб стеночный электрод располагался непосредственно в области ОС с низкой температурой электронов в большем диапазоне разрядных токов по сравнению с отрытой внешней поверхностью, повышая тем самым чувствительность в определении спектров быстрых электронов от пеннинговской ионизации примесей метастабильными атомами гелия [3].

Во второй части доклада сформулирована самосогласованная модель короткого ТР в гелии при средних и высоких давлениях в гелии, корректно описывающая параметры плазмы ОС. Модель основана на кинетическом уравнении Больцмана, записанном в f_0-f_1 приближении в переменных пространственная координата - кинетическая энергия [8], системы одномерных диффузионно-дрейфовых уравнений для атомарного и молекулярного сортов ионов, диффузионных уравнений для двух атомарных возбужденных уровней и одного молекулярного возбужденного состояния. Самосогласованное электрическое поле определялось из уравнения Пуассона. Нагрев газа учитывался с помощью уравнения баланса энергии для тяжелой компоненты плазмы. Численные эксперименты проведены для гелия при средних и высоких давлениях. Было показано удовлетворительное согласие с экспериментальными результатами по температуре основной группы электронов и концентрации заряженных частиц, а также показано согласие с результатами численных расчетов, проведенных в работе [9] методом PIC/MCC. При этом было показано, что результаты численных расчетов при моделировании прикатодной плазмы ОС значительно отличаются от результатов численных расчетов, проведенных в рамках гидродинамического описания с максвелловской ФРЭЭ и с ФРЭЭ, полученной в рамках итеративного решения локального кинетического уравнения с системой гидродинамических уравнений.

Кроме того, получены результаты по формированию узких пиков на ФРЭЭ и на дифференциальном потоке от быстрых электронов, рожденных в результате реакций пеннинговской ионизации возбужденными атомами гелия некоторых примесей. Минимально возможные концентрации примесей, которые можно зарегистрировать в плазме ОС составили до 10 ppm, что не уступает по возможностям современным масс-спектрометрам.

Теоретические исследования поддержаны грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», проект № 21-1-3-53-1.

Литература:

1. Adamovich I., et al. The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology // J. Phys. D: Appl. Phys., 2022, 55, 373001.

2. Kudryavtsev A., et al. Registration of gas impurities in nonlocal plasma of helium microdischarge by an additional electrode — sensor // JINST,2012, 7, 07002.

3. Saifutdinov A. I., Sysoev S.S. Diagnostics and comparative analyzes of plasma parameters in micro hollow cathode discharges with an open and covered external surface of cathode in helium using an additional electrode// Plasma Sources Sci. Technol., 2021, 30, 017001.
4. Kudryavtsev A. A., Morin A. V. & Tsendin L. D., Role of nonlocal ionization in formation of the short glow discharge // Technical Physics Letters, 2008, 78, 71-82.
5. Kudryavtsev A. A., Saifutdinov A. I., Stefanova M. et al. Measurement of plasma parameters in He microdischarge by means of additional sensor electrode // Physics of Plasmas, 2017, 24, 054507.
6. Zhou Ch., Yao J., Saifutdinov A. et al. Use of plasma electron spectroscopy method to detect hydrocarbons, alcohols, and ammonia in nonlocal plasma of short glow discharge// Plasma Sources Sci. Technol., 2021, 30, 117001.
7. Zhou Ch., Yao J., Saifutdinov A. et al. Determination of organic impurities by plasma electron spectroscopy in non-local plasma at intermediate and high pressures// Plasma Sources Sci. Technol., 2022, 31(10), 107001.
8. Yuan C., Bogdanov E. A., Eliseev S. I. et al. 1D kinetic simulations of a short glow discharge in helium // Physics of Plasmas,2017, 24(7), 073507.
9. Kutasi K., Hartmann P., & Donkó Z. Self-consistent modelling of helium discharges: investigation of the role of He2+ions. // Journal of Physics D: Applied Physics, 2001, 34(23), 3368–3377.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

И.А.Бусыгина, И.Г. Григорьева, П.Ю. Наумов, А.С. Савелов,
Г.Х. Салахутдинов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\approx 10^{16}$) и нейтронного излучения ($\approx 10^{7}$), сопровождаемое сильной электромагнитной наводкой. При таких условиях эксперимента применяют различные методы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения (метод «серых» фильтров) [1]. В данном методе измеряется кривая ослабления, представляющая собой зависимость энергии $J(x)$ рентгеновского излучения, прошедшего сквозь фильтр и полностью поглощенной в детекторе, от толщины данного фильтра x.

Для измерении кривой ослабления $J(x)$ применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью рентгеновских фильтров поглощения. Каналы спектрометра построены по схеме: диафрагма + фильтр поглощения + детектор . По результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводят восстановление спектров рентгеновского излучения несколькими математическими методами [2].

Для диагностики плазменных объектов применяются различные детекторы. Одними из наиболее привлекательных детекторов для использования в диагностике плазмы являются термолюминесцентные детекторы (ТЛД) [1]. Принцип действия термолюминесцентных детекторов заключается в том, что образуемые в них под действием ионизирующего излучения носители заряда локализуются в центрах захвата и удерживаются в них длительное время, благодаря чему происходит накопление поглощенной энергии, которая может быть освобождена при нагреве. При нагреве облученного образца ТЛД при температуре 240–300 °С (в зависимости от материала) происходит испускание квантов света (термолюминесценция), количество которых пропорционально поглощенной дозе ионизирующего излучения.

Важно отметить, что ТЛД не подвержены воздействию электромагнитных наводок и обладают линейностью отклика в широком диапазоне поглощенных доз (10^{5}).

В настоящие время выпускаются термолюминесцентные детекторы различного состава (фториды лития LiF (Z=8,2), кальция CaF_2 (Z=16,3), активированные различными элементами, алюмофосфатные стекла) и размеров (∅ 5× 0,9 мм; ∅8 × 0,9мм; 3,2 х 3,2 х 0,89 мм) [3]. Это позволяет расширить возможность использования данных детекторов для рентгеновской диагностики плазмы (исследования пространственной структуры плазмы, измерения спектральных и энергетических характеристик рентгеновского излучения плазмы) [4].

На основе термолюминесцентных детекторов созданы и успешно работают спектрометрические системы позволяющие измерять спектр рентгеновского излучения в широком диапазоне энергий от 10 эВ до 2 МэВ на различных установках [4,5].

Литература:

1. *Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х.*// ПТЭ. 2015. № 1. С. 100-103.
2. *Григорьева И.Г., Макаров А.А., Корф А. Н., Салахутдинов Г.Х.* // ПТЭ, 2022, № 4, С. 90–93. DOI**:** 10.31857/S0032816222040115
3. *Carlson G. A., Lorence L. J .* //IEEE Transactionson Nuclear Science. 1988. Vol. 35. No.6 , P. 1255
4. *Salakhutdinov G.Kh.* // Procedia Computer Science. 2020. Vol. 169. P. 342-346 doi: 10.1016/j.procs.2020.02.198
5. *Balovnev A.V., Bashutin O.A. Grigoryeva I.G., Salakhutdinov G.Kh..* // Plasma Physics Reports. 2019. Vol. 45. No. 3. P. 277–280. DOI: 10.1134/S1063780X19020028

СПЕКТРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ

С.В. Серушкин

Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

В работе представлены результаты определения параметров магнетронной плазмы, таких как плотность и температура электронов, и их пространственного распределения в осесимметричном магнетронном разряде постоянного тока в аргоне. Параметры разряда в экспериментах: напряжение $U = 645$ В, ток $I = 0{,}14 – 0{,}32$ А, давление аргона в вакуумной камере $p = 2$ Па. Разработана и применена экспериментально-вычислительная методика исследования локальных эмиссионных характеристик плазмы магнетронного разряда.

В экспериментальной части исследования использовался диагностический комплекс на базе спектрофотометра AvaSpec-2048. Его конфигурация рассчитана на видимый диапазон длин волн и включает 4 независимых канала с различными спектральными диапазонами регистрации излучения. Методика спектральной диагностики основана на регистрации линейчатых спектров излучения плазмы аргона в видимом диапазоне длин волн из различных областей разряда за счет двухкоординатного перемещения оптического коллиматора с системой диафрагм и коллимационных линз с заданным шагом (до 0,2 мм) как вдоль, так и поперек оси магнетронного разряда [1]. Ось коллиматора перпендикулярна оси разряда, что позволяет исключить интенсивное запыление элементов оптической системы.

Получаемые таким образом хордовые распределения интенсивностей спектральных линий атомов Ar благодаря цилиндрической симметрии разряда могут быть пересчитаны в радиальные распределения относительной объемной плотности мощности излучения в различных сечениях разряда с использованием математического аппарата обратного интегрального преобразования Абеля (рис.1, 2). При этом используется предположение об оптически тонкой плазме.

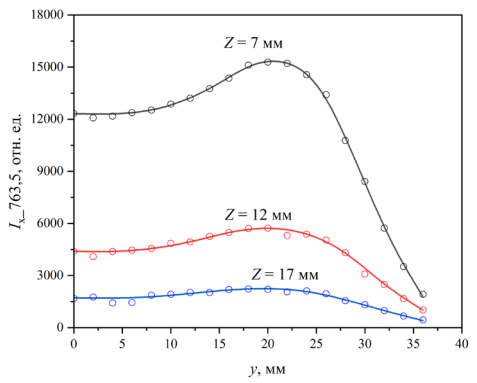


Рис.1. Изменение интенсивности излучения (в относительных единицах) аргоновой плазмы на длине волны 763,5 нм при смещении хорды наблюдения перпендикулярно оси магнетронного разряда на удалениях от плоскости катода магнетрона 7, 12, 17 мм.

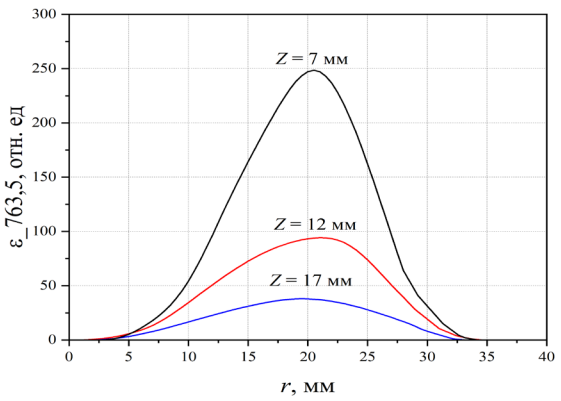


Рис.2. Радиальные распределения объемной плотности мощности излучения плазмы магнетронного разряда на длине волны 763,5 нм (в относительных единицах) на удалениях от плоскости катода магнетрона 7, 12, 17 мм.

Метод определения параметров магнетронной плазмы (температуры и плотности электронов) основан на минимизации разности между относительными интенсивностями спектральных линий атомов Ar, полученными в эксперименте по оптико-эмиссионной спектроскопии в различных областях разряда, и рассчитанными теоретически по некоторой модели. В приближении оптически тонкой плазмы интенсивность спонтанного оптического перехода с верхнего энергетического уровня i на нижний уровень j можно определить по формуле

$$I_{ij} = \frac{hc}{\lambda_{ij}} n_i A_{ij},$$

где λ_{ij} – длина волны соответствующего оптического перехода, м, n_i – населенность верхнего энергетического уровня перехода, м$^{-3}$, A_{ij} – коэффициент Эйнштейна, с$^{-1}$. Для расчета плотностей населенности различных возбужденных состояний n_i в работе используется столкновительно-излучательная модель, которая описывает кинетику основного и первых 40 возбужденных состояний атома аргона [2, 3]. Решается система балансовых уравнений

$$\sum_{j\neq i} n_e n_j K_{ji}^{ex} + \sum_{j>i} n_j A_{ji} = n_i \sum_{j\neq i} n_e K_{ij}^{ex} + n_i \sum_{j<i} A_{ij} + n_e n_i K_i^{iz},$$

которая учитывает следующие процессы:

- возбуждение атома электронным ударом и релаксация (скоростной коэффициент K_{ij}^{ex}, м^3/с);

- ионизация атома электронным ударом (скоростной коэффициент K_i^{iz}, м^3/с);
- спонтанное излучение, характеризующееся коэффициентом Эйнштейна A_{ij}.

В системе уравнений присутствуют две независимые переменные – температура T_e и концентрация n_e электронов. Принцип определения этих параметров плазмы заключается в расчете теоретических нормированных значений интенсивности излучения для набора спектральных линий атомов аргона $I_{ij}^{\text{СИМ}}$ при варьировании пары независимых переменных T_e, n_e и сравнении их с интенсивностями, полученными экспериментально в различных областях разряда с помощью оптической эмиссионной спектроскопии ($I_{ij}^{\text{ОЭС}}$) (рис. 3). При этом предполагается, что наиболее близкими к реальным параметрам в эксперименте будут значения электронной концентрации и температуры, соответствующие минимальному среднеквадратичному отклонению

$$\sigma = \sqrt{\sum\left(I_{ij}^{\text{ОЭС}} - I_{ij}^{\text{СИМ}}\right)^2}.$$

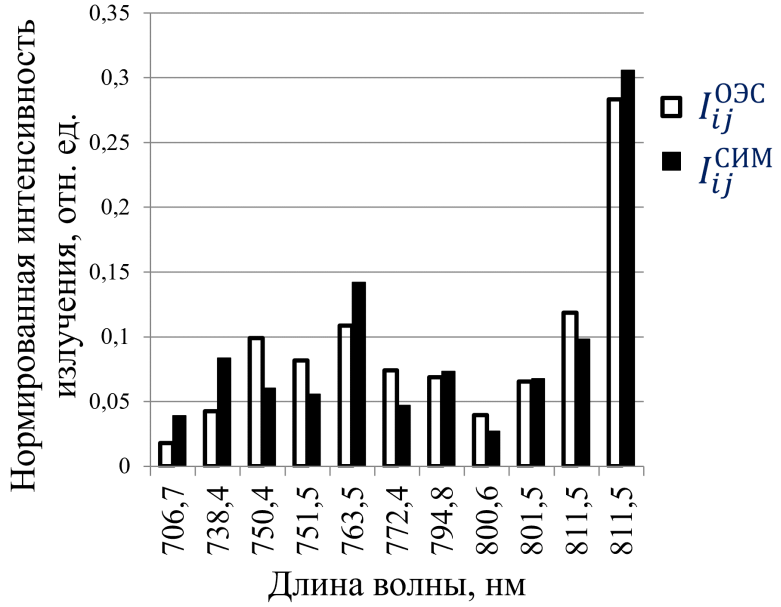


Рис.3. Сравнение интенсивностей спектральных линий аргона в магнетронном разряде, полученных расчетным путем по столкновительно-излучательной модели и экспериментально методом оптической эмиссионной спектроскопии.

Полученные в работе результаты можно представить в виде графиков радиальных распределений электронной температуры T_e и концентрации n_e в различных параллельных плоскости катода сечениях осесимметричного магнетронного разряда. Примеры таких распределений для сечения разряда на расстоянии 7 мм от катода приведены на рис.4, 5.

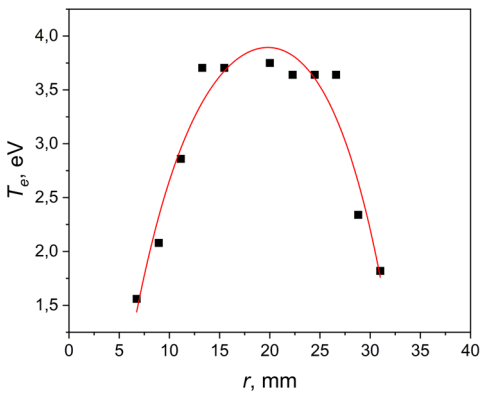


Рис.4. Радиальное распределение температуры электронов в осесимметричном магнетронном разряде.

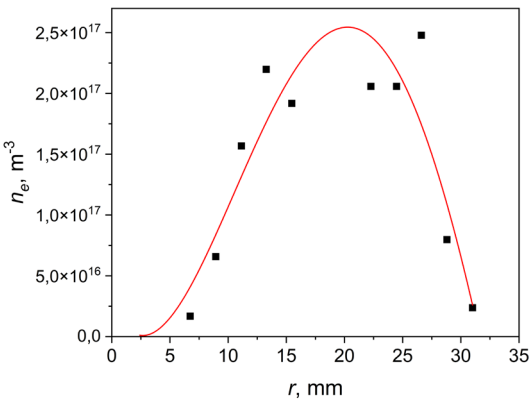


Рис.5. Радиальное распределение концентрации электронов в осесимметричном магнетронном разряде.

В области азимутального дрейфа электронов полученные значения электронной температуры составляют величину около 3,5 эВ при концентрации электронов порядка 10^{17} м$^{-3}$. Радиальные распределения параметров довольно точно коррелируют с классической картиной пространственного распределения интенсивности излучения плазмы в осесимметричном магнетронном разряде (рис.2).

Литература:

1. Gradov V.M., Zimin A.M., Krivitskiy S.E., Serushkin S.V., Troynov V.I. Automated diagnostics of a magnetron discharge plasma based on atomic molecular emission spectra // Plasma Physics Reports, 2012, т.38, №13, с.1099-1104.

2. Evdokimov K.E., Konischev M.E., Pichugin V.F., Sun Z. Study of argon ions density and electron temperature and density in magnetron plasma by optical emission spectroscopy and collisional-radiative model // Resource-Efficient Technologies, 2017, т.3, №2, с.187-193.

3. Donnelly V.M. Plasma electron temperatures and electron energy distributions measured by trace rare gases optical emission spectroscopy // Journal of Physics D: Applied Physics, 2004, т.37, №19.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ

А.В. Скобляков[1], Д.С. Колесников[1], А.В. Канцырев[1], А.А. Голубев[1]

[1.] НИЦ "Курчатовский институт"-ИТЭФ, Москва, Россия

Для регистрации рентгеновских спектров излучения импульсной плазмы (например в экспериментах с мощными лазерами или Z-пинчами) применяются дифракционные спектрометры. Основными проблемами, препятствующими достоверному качественному и количественному восстановлению входных спектров из данных, считываемых в плоскости регистрации спектрографа (плоскость детектора), являются наложение сигналов от разных порядков дифракции и сложный вид аппаратной функции спектрометра, зависящий от длины волны регистрируемого излучения. Данная задача не имеет тривиального аналитического решения. Построение полномасштабной Монте-Карло модели рентгеновского спектрометра позволяет выполнить расчет аппаратной функции прибора, используемой для восстановления входного рентгеновского спектра.

При моделировании учитывается распределение интенсивности излучения в порядках дифракции после взаимодействия с дифракционной решеткой с учетом профиля поверхности и материала дифракционной решетки [1,2,3].

Литература:

1. Botten L. C., Cadilhac M., Derrick G. H. et al. Electromagnetic Theory of Gratings // Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York –1980.

2. Maystre D., Popov E. Gratings: Theory and Numeric Applications Chapter 4: Integral Method for Gratings // – 2014. – ISBN: 2-85399-943-4.

3. Goray L. I., Schmidt G. Gratings: Theory and Numeric Applications Chapter 12: Boundary Integral Equation Methods for Conical Diffraction and Short Waves // – 2014. – ISBN: 2-85399-943-4.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА

Г.А. Старцев, А.Н. Грицук

«Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований» (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»)

Пинч эффект – процесс сжатия среды с током под действием магнитного поля, индуцированного самим протекающим током. Современные Z-пинчи – самосжатые разряды сверхтераваттной мощности в различных плазмообразующих средах. Интерес представляет изучение характеристик отставшей плазмы пинча. Отставшая плазма играет значительную роль в процессе сжатия Z-пинча на финальной стадии процесса, которая сопровождается развитием неустойчивостей. Возникает необходимость изучать свойства периферийной плазмы пинча для повышения эффективности перекачки энергии в пинч и для повышения мощности мягкого рентгеновского излучения. В работе представлен метод для изучения пространственного распределения температуры отставшей плазмы с помощью спектрографа.

Была разработана методика измерения спектра пинча с радиальным и временным разрешением. Для данной задачи на установке «Ангара 5-1» в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» используется квазиплоскопольный спектрограф на основе вогнутой дифракционной решетки. В качестве регистратора изображения спектра используется МКП-детектор. Для спектрографа было рассчитано спектральное разрешение, которое ≈(0.20-0.25)Å в интересующем нас диапазоне. Были получены соответствующие спектры пинчей как одиночных, так и вложенных сборок, проведено их сравнение.

Дальнейшей целью работы является исследование пространственного распределения температуры термоядерной периферийной плазмы Z-пинча. По отношению интенсивностей близко расположенных линий [H]-подобного (переход 1-2) и [He]-подобного (переход 1-3) ионов углерода планируется определять электронную температуру плазмы. Квазиплоскопольный спектрограф установлен с радиальным разрешением, тем самым будет измеряться температура на различных радиусах от оси пинча, и будет получено

пространственное распределение температуры. Пример полученного распределения в одном из экспериментов приведен на рисунке 1.

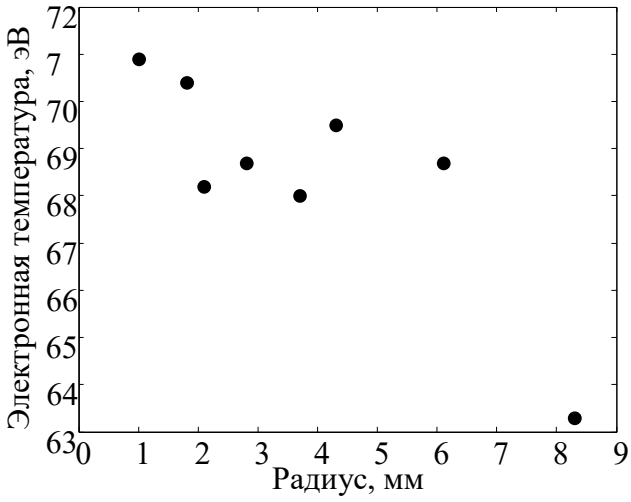


Рис.1. Пространственное распределение электронной температуры периферийной плазмы z-пинча (лайнер: металлизированная цилиндрическая сборка из 40 капроновых волокон с нанесением слоя индия толщиной 0.47 мкм, диаметр сборки 12 мм)

Литература:

1. Митрофанов К.Н, Александров В.В. и др. Эффективный способ увеличения пиковой мощности МРИ в экспериментах по имплозии вложенных сборок смешанного состава // Физика плазмы. 2021. Том 47. №10. С. 887-920

2. Antsiferov P.S, Dorokhin L.A. Grazing incidence off Rowland spectrometer with shifted slit // Rev. Sci. Instrum. 2016. 87, 053106

3. Бороздин Ю.Э, Казаков Е.Д. и др. Рентгеновская и вакуумно-ультрафиолетовая спектроскопии плазмы с использованием новых фокусирующих многослойных структур // Письма в ЖЭТФ. 2008. Том 87. №1. С. 33-35

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ ВНУТРЕННЕГО ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА DIII-D В РЕЖИМЕ ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ДЕТАЧМЕНТА

А.А. Степаненко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Успешное снижение потоков тепла и частиц, приходящих из центральной области разряда на приемные пластины токамака, является одной из ключевых проблем, стоящих на пути создания термоядерного реактора. Детачмент, рассматриваемый в настоящее время в качестве основного инструмента для изолирования стенки реактора от потоков горячей плазмы, представляет совокупность множества физических процессов, протекающих в объеме плазмы и на её границе со стенкой [1]. Одним из таких процессов является турбулентность плазмы дивертора, формирующаяся в результате развития широкого спектра плазменных неустойчивостей.

Недавние эксперименты на токамаке DIII-D [2] показали формирование насыщенных осцилляций параметров плазмы внутреннего дивертора в условиях флуктуирующего детачмента [3], когда плазма внутреннего дивертора оторвана от пластин, а плазма внешнего дивертора остаётся горячей и контактирует со стенкой. В подобных условиях возможно развитие ряда неустойчивостей, таких как, например, токово-конвективная [4] и перестановочная [5] моды, развитие и взаимодействие которых определяет характерные пространственные и временные параметры насыщенных флуктуаций среды.

В настоящей работе на основе модели динамики диверторной плазмы, учитывающей временную эволюцию плотности и завихренности плазмы, температуры электронов, продольной конвекции ионов в диффузионном приближении и граничные условия дебаевского слоя на величину тока, втекающего в слой, проведен расчёт динамики плазмы внутреннего дивертора в условиях, отвечающих условиям плазмы внутреннего дивертора токамака DIII-D в режиме флуктуирующего детачмента [2]. Представлена пространственная

динамика флуктуаций плотности и температуры плазмы при ряде значений перепада электростатического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля. Проанализированы пространственные и временные параметры турбулентности: частоты и длины волн мод, преобладающих в спектрах флуктуаций. Получены распределения амплитуд осцилляций по объёму плазмы, профили устанавливающихся средних значений параметров плазмы. Представлены величина и распределения по объёму диверторной ноги поперечных турбулентных диффузионных и тепловых потоков, возникающих за счёт установления квазистационарного режима конвективного переноса плазмы. Результаты расчётов сравниваются с имеющимся экспериментальным [2] и теоретическим [6-8] материалами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 18-12-00329.

Литература:

1. Krasheninnikov S. I., Kukushkin A. S. Physics of ultimate detachment of a tokamak divertor plasma // Journal of Plasma Physics. – 2017. – Т. 83. – №. 5.
2. Wang H. Q. et al. Enhanced particle flux due to localized divertor MHD instability in DIII-D tokamak //Physics of Plasmas. – 2020. – Т. 27. – №. 2. – С. 022504.
3. Potzel S. et al. A new experimental classification of divertor detachment in ASDEX Upgrade //Nuclear Fusion. – 2013. – Т. 54. – №. 1. – С. 013001.
4. Krasheninnikov S. I., Smolyakov A. I. Current convective instability in detached divertor plasma //Physics of Plasmas. – 2016. – Т. 23. – №. 9. – С. 092505.
5. Daughton W. et al. Interchange instabilities in a partially ionized plasma //Physics of Plasmas. – 1998. – Т. 5. – №. 6. – С. 2217-2231.
6. Stepanenko A. A., Wang H. Q. Spatial–Temporal Properties of Current-Convective Turbulence in Divertor Plasma under DIII-D-Like Detached Conditions //Plasma Physics Reports. – 2019. – Т. 45. – №. 7. – С. 627-636.
7. Stepanenko A. A., Wang H. Q., Krasheninnikov S. I. Impact of divertor plasma parameters on characteristics of current-convective turbulence under DIII-D-like detached conditions //Physics of Plasmas. – 2019. – Т. 26. – №. 12. – С. 122303.
8. Stepanenko A. A. Effects of magnetic geometry on dynamics of current-convective turbulence in tokamak divertor plasma // (направлено в журнал).

ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА ТОКАМАКА С УЧЁТОМ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЕБАЕВСКОГО СЛОЯ

А.А. Степаненко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

До половины от общих потоков частиц и тепла на периферии плазменного шнура токамака может быть обусловлено турбулентным переносом частиц поперек силовых линий магнитного поля [1]. Основной структурной единицей аномального транспорта плазмы являются плазменные филаменты, или блобы [2], – длинные, вытянутые вдоль силовых линий магнитного поля плазменные образования, имеющие форму нитей с длиной ~ 1-10 метров и характерным поперечным размером порядка ~ 1 см. Движение блобов связано с дрейфом плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях в результате поляризации филамента в неоднородном магнитном поле. Величина электростатического потенциала, формирующегося при этом внутри филамента, определяется сложной картиной замыкания токов, циркулирующих внутри плазмы вдоль и поперек силовых линий магнитного поля установки.

В области скрэп-слоя основными физическими механизмами, обеспечивающими замыкание токов, вызываемых градиентным и центробежным дрейфами частиц, являются поперечный поляризационный дрейф ионов и продольный перенос электрических зарядов на стенку установки вдоль открытых силовых линий магнитного поля. В достаточно горячей плазме дополнительно оказывается важным захват магнитного потока хорошо проводящей плазмой филамента и возбуждение в среде электромагнитных (альфвеновских) волн, распространяющихся вдоль открытых линий магнитного поля [3, 4]. Подобные возмущения уменьшают величину продольного тока, циркулирующего в плазме филамента, приводя к бо́льшим значениям его скорости движения [4-6].

Для магнитогидродинамического описания электромагнитной динамики филаментов на периферии токамака в настоящее время используются модели динамики плазмы, в которых на величину продольного тока и электростатического потенциала на границе плазмы со стенкой установки накладываются обычные электростатические граничные условия дебаевского слоя, следующие из теории Бома [7]. В то же время, вмороженность силовых линий магнитного поля в хорошо проводящую стенку токамака должна приводить к отражению электромагнитных волн от пластин обратно в плазму с формированием картины стоячих волн [8], затрудняющих продольный перенос электрического заряда внутри филамента. Как показывают расчёты [4-6], условия [7] являются поглощательными и не учитывают эффект отражения волны от стенки. При этом граничные условия дебаевского слоя, модифицированные путём введения в них эффективного импеданса дебаевского слоя [9], хотя и приводят к ожидаемому увеличению скорости движения блобов, также оказываются чисто поглощающими [10].

В работе рассмотрено влияние отражения альфеновских волн от проводящих поверхностей токамака на характер замыкания токов в плазме филаментов и установление режима их поперечного конвективного движения в установке. Представлена модель переноса блобов с учётом возбуждения в них электромагнитных волн и отражения их от стенки токамака. Получен электромагнитный скейлинг для скорости филаментов. Проведено моделирование динамики блобов на периферии установки Torpex и токамака DIII-D. Результаты расчётов сравниваются с данными, получаемыми в рамках электростатической модели динамики филамента, а также электромагнитных моделей с обычными и обобщенными граничными условиями дебаевского слоя.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых российских ученых - кандидатов наук № МК-5753.2021.1.2.

Литература:

1. D’Ippolito D. A., Myra J. R., Zweben S. J. Convective transport by intermittent blob-filaments: Comparison of theory and experiment //Physics of Plasmas. – 2011. – Т. 18. – №. 6. – С. 060501.

2. Krasheninnikov S. I. On scrape off layer plasma transport //Physics Letters A. – 2001. – V. 283. – №. 5-6. – P. 368-370.
3. Krasheninnikov S., Ryutov D., Yu G. Large plasma pressure perturbations and radial convective transport in a tokamak //Journal of Plasma and Fusion Research. – 2004. – V. 6. – №. UCRL-JRNL-202203.
4. Lee W. et al. Electromagnetic effects on dynamics of high-beta filamentary structures //Physics of Plasmas. – 2015. – V. 22. – №. 1. – P. 012505.
5. Hoare D. et al. Dynamics of scrape-off layer filaments in high β plasmas //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2019. – V. 61. – №. 10. – P. 105013.
6. Stepanenko A. A. Impact of electromagnetic effects on macroscopic dynamics of blobs in hot low-β edge plasma of fusion devices //Physics of Plasmas. – 2020. – V. 27. – №. 9. – P. 092301.
7. Stangeby P. C. et al. The plasma boundary of magnetic fusion devices. – Philadelphia, Pennsylvania : Institute of Physics Pub., 2000. – V. 224.
8. Rozhansky V., Kaveeva E., Tendler M. Stochastization and pump-out in edge plasma caused by edge localized modes //Plasma Physics and Controlled Fusion. – 2015. – V. 57. – №. 11. – P. 115007.
9. Myra J. R., D'Ippolito D. A. Radio frequency sheaths in an oblique magnetic field //Physics of Plasmas. – 2015. – V. 22. – №. 6. – P. 062507.
10. Stepanenko A. A. Impact of Generalized Sheath Boundary Conditions on Dynamics of Plasma Filaments at the Tokamak Edge //Plasma Physics Reports. – 2022. – V. 48. – №. 5. – P. 462-473.

ГЕОПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ ЗИМНЕЙ НОЧНОЙ ДУГИ ПОЛЯРНОГО СИЯНИЯ, ПРОТЯНУВШЕЙСЯ ВДОЛЬ БЕРЕГОВЫХ ГРАНИТОВ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

E.E. Timofeev[1], I.V. Artamonova[2], T.S. Virdi[3], M.K. Vallinkoski[4].

[1.] Государственный университет морского и речного флота имени адмирала С.О. Макарова
[2.] С.-Петербургский государственный университет
[3.] Physics Department, University College of Wales, Aberystwith, Wales, UK
[4] Helsinki Univ. Research Inst. for Theoretical Physics, Helsinki, Finland

Работа является продолжением анализа физической природы редкого явления, описанного в работе [1]. А именно: природы образования яркой дуги полярного сияния, вытянувшейся в ночном небе почти на тысячу километров точно вдоль линии западного берега Норвежского моря. С этой целью в нашей работе исследуются особенности энергетики движения воздушных масс над поверхностью моря по методике компании «NOAA Physical Science Laboratory».

По этой методике выполняются расчёты величины работы, необходимой для подъёма воздушных масс от поверхности моря до определённой высоты. Эта величина носит название Гео-потенциала. В данной работе расчёты Гео-потенциала выполняются, начиная от уровня моря с 3-ёх километровыми интервалами до высоты 36 км.

В предшествующей нашей работе [2] был предложен механизм физической природы образования дуги полярного сияния, сфотографированной во время мощного ночного зимнего шторма с борта спутника DE-1 и простирающейся вдоль всего хребта береговых гранитов восточного берега Норвежского моря. Этот механизм включает в себя энергию мощных ударов штормовых волн по береговым гранитам, порождающих направленный вверх поток положительных ионов морской воды, которые становятся источниками направленного вверх переменного электрического поля.

Уникальной особенностью этого района является также и отсутствие на дне моря многокилометровых толщь осадочных пород. Поэтому электромагнитные волны свободно проникают в глубины моря, возбуждая

подземные теллурические токи. При этом из-за плохой электропроводности на границе (море - граниты), в воде накапливаются громадные заряды ионов [2].

В условиях сильнейших зимних штормовых ветров, хаотические движения ионов морской воды становятся мощным источником электромагнитных волн, несущих вверх положительные заряды по почти вертикальным (70 градусов) трубкам геомагнитного поля на высоты динамо-слоя ионосферы. Рост числа зарядов ионов обеспечивает рост величины положительного электрического поля, в том числе и на высотах динамо слоя береговой обсерватории Тромсе. Как только величина модуля электрического поля на этих высотах вырастает до уровня (15-20 Мв/М), известного как порог (Фарлея-Бунемана), все электроны, замороженные в ледяных покровах динамо-слоя обсерватории, освобождаются. Они устремляются навстречу к облакам положительных ионов вдоль линий геомагнитного поля и тем самым зажигают дугу полярного сияния вдоль линии береговых гранитов Норвежского моря.

Высота 5.5 км от уровня моря

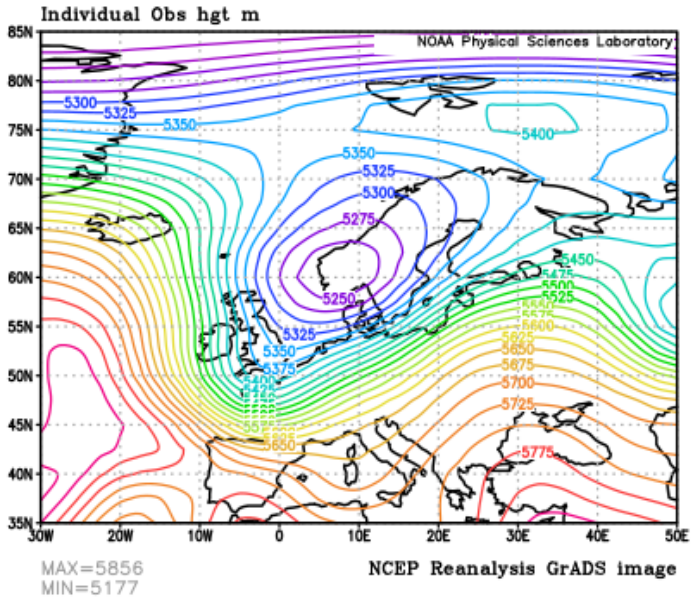


Рис.1. Картина Гео-Потенциала 21.10.1981г.

Как видно на рисунке 1 на высоте 5,5 км над поверхностью моря более 20-ти океанических струй, огибающих линии береговых гранитов, оказываются зажатыми между глыбами множественных громадных гранитных столбов.

.

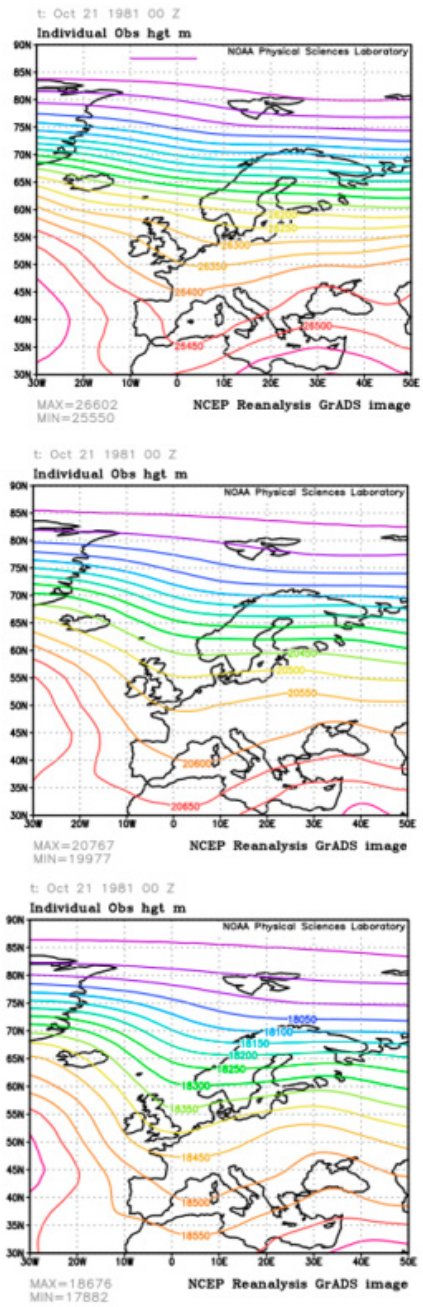


Рис.2. Картины Гео-Потенциала 21.10.1981г.

Как обычно ожидалось, что при прохождении привычных высот тропопаузы все три картины расположения и ориентации полос ионов: ниже, выше и на самой тропопаузе будут как всегда, непредсказуемо различными.

Однако вопреки ожиданиям оказалось, что в этой особой штормовой ночи картины движения ионов подобны на всех трёх высотах в окрестности бывшей тропопаузы. Фактически это означает, что тропопаузы в эту особую ночь не было, по крайней мере, до высот 36-ти километров.

При этом как видно на рисунке полное число линий полос ионов монотонно растёт от 12-ти до 14-ти и 19-ти одновременно с ростом высот картин над уровнем моря. Это свидетельствует ещё и о росте общего числа ионов и связанных с ними капель морской воды, непрерывно поднимающихся вверх над уровнем моря. При этом линии верхней картины заметно выпрямляются по мере роста числа полос.

По данным работы [3] в условиях весенних дней, в марте и апреле 1988 и 1989 годов, штормовые бури, способные вызвать заметные разрушения в верхней атмосфере над Норвежским морем, бывают весьма редко, порядка 1 из

20-ти. Примером этому редкое событие 22 марта 1988 года, в котором скорости верховых волн были, по крайней мере, в 3 раза больше средних уровней за весь период эксперимента наблюдений.

.

При этом аккуратные измерения с минимальным разбросом колебаний скорости атмосферных ветров оказались возможны только на высотах от уровня моря до высоты 120-ти км. Однако на высотах от 120-ти до 160-ти км ветровой шторм был уже настолько велик, что измерения оказались возможны только лишь на уровнях 7-ми отдельных точек, с максимальными размахами колебаний на высотах от 125-ти до 135-ти километров.

Как известно, описанные выше подобные захватывающие по красоте и размаху ночные природные явления, бывают весьма редко. Но зато они и запоминаются надолго и передаются из уст в уста из поколения в поколение. Одним из знаменитых подобных примеров может служить сказка, рассказанная царю Салтану древними российскими мореходами объехавшими, по их словам, весь свет и видевшими воочию в небе чудесную картину яркой дуги полярного сияния.

Литература

1. L.N. Popov, Yu. K. Krakovetzkiy, M.B. Gokhberg, V.A. Pilipenko. Terrogenic effects in the ionosphere: a review // Phys. Earth Planet. Inter. 1989. V. 57. P. 115-128.

2. E.E. Timofeev, S.L. Shalimov, G.M. Sved, M.K. Vallinkoski. “On the possible causes of the localization of the temperature anomaly of the dynamo layer of auroral ionosphere in the region of the Norway”: A report on International symposium:“Atmospheric Radiation and Dynamics”,(ISARD-2019), 25-27 June 2019, Saint-Petersburg, Petrodvorets, 1 Ulyanovskaya.

3. A.Huuskonen, T.S. Virdi, G.O.L. Jones , and P.J.S. Williams , Observation of day-to-day variability in the meridional semi-diurnal tide at 70ºN, Ann. Geophys., 1991, V. 9, P. 407-415.

НАРАБОТКА ОЗОНА В ПЛАЗМЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В СМЕСЯХ МЕТАНА С КИСЛОРОДОМ И ВОЗДУХОМ

А.П. Торбин[1,2], А.В. Демьянов[3], И.В. Кочетов[3,4], П.А. Михеев[1]

[1.] Самарский филиал физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (СФ ФИАН)
[2.] Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева (Самарский университет)
[3.] Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований (ГНЦ РФ ТРИНИТИ)
[4.] Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН)

Плазменное инициирование и поддержание горения целесообразно применять в энергетических установках, использующих обедненные топливно-воздушные смеси (ТВС). Низкотемпературная неравновесная плазма является эффективным инструментом для ускорения химических процессов в обедненных ТВС, и в настоящее время ведутся активные исследования плазменного зажигания и горения [1], [2]. Диэлектрический барьерный разряд (ДБР) представляет особый интерес в этой области благодаря относительной простоте технической реализации и способности легко интегрироваться в различные конфигурации газовых потоков. Идея использования плазменных методов воспламенения ТВС основана на неравновесной генерации в разряде химически активных частиц, ускоряющих процесс горения [2]. Предполагается, что выигрыш в энергии, затрачиваемой на ускорение горения, в плазменных методах достигается за счёт неравновесной природы плазмы в разряде, позволяющей произвести сверхнеравновесную (по отношению к поступательной температуре газа) концентрацию атомов и радикалов.

Теоретические оценки показывают, что плазменное инициирование позволяет сократить длину воспламенения в два раза по сравнению с термическим воспламенением [1]. Существующие в настоящее время кинетические модели, используемые для описания плазменного инициирования, из-за многообразия учитываемых процессов и неполноты данных по константам и сечениям элементарных процессов обладают недостаточной предсказательной способностью и требуют верифицирования на максимально большом наборе

экспериментальных данных. На сегодняшний день установлено, что основной вклад в сокращение времени воспламенения вносят атомы кислорода, которые образуются при диссоциации молекул O_2 в столкновениях с электронами плазмы и электронно-возбужденными молекулами азота. При химическом инициировании, например, добавлением в ТВС молекулярного озона, атомарный кислород может образоваться в ходе пиролиза относительно слабосвязанной молекулы озона в процессе $O_3 \rightarrow O_2 + O$. В присутствии избытка O_2 происходит эффективная наработка колебательно-возбужденного озона $O_3(\upsilon)$ в рекомбинационном процессе $O + O_2 + M \rightarrow O_3(\upsilon) + M$. При плазменном инициировании ТВС молекулы $O_3(\upsilon)$ генерируются при рекомбинации атомов кислорода, образующихся в относительно высоких концентрациях в плазме электрического разряда. $O_3(\upsilon)$ обладает высокой реакционной способностью, и может вступать в быстрые реакции с компонентами ТВС. Таким образом, измерение концентраций O_3 на выходе ДБР позволяет делать выводы как о концентрации атомарного кислорода в плазме и, как следствие, влиянии разряда на характеристики пламени.

Целью работы являлось экспериментальное исследование кинетики образования и разрушения озона в плазме диэлектрического барьерного разряда и создание численных моделей, описывающих полученные в ходе экспериментов результаты.

Схема установки для создания диэлектрического барьерного разряда представлена на рис. 1. Чистый кислород, синтетический воздух или предварительно перемешанная метан-воздушная смесь поступала в зону разряда через боковые стенки центрального электрода. В качестве воздуха использовалась смесь технических азота и кислорода в соотношении 4:1. Смесь газов подготавливалась с помощью контроллеров Bronkhorst, обеспечивающих расход 4-9 л $мин^{-1}$.

Два резиновых кольца фиксировали центральный анодированный алюминиевый электрод, внутри кварцевой трубки с внутренним диаметром 16 мм. Ширина разрядного промежутка составляла 1 мм. Внешний электрод был выполнен в виде кольца из мелкой стальной сетки шириной 5 мм, обеспечивающей диффузный ДБР. В эксперименте, при изменении частоты питающего ДБР напряжения, наблюдался резонанс в районе частоты 70 кГц,

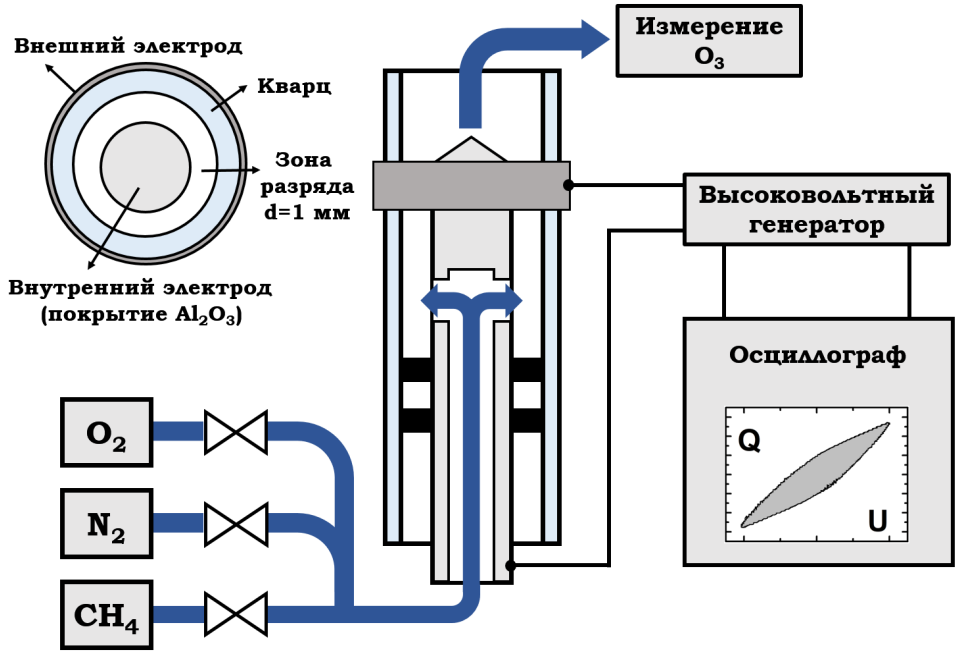


Рис.1. Схема экспериментальной установки

которая поддерживалась постоянной в ходе всех экспериментов. Расстояние от вершины центрального электрода до верхнего края кварцевой трубки составляло 15 см Расчёт электрической мощности осуществлялся методом фигур Лиссажу в координатах Q-U. Концентрация озона измерялась по поглощению излучения УФ светодиода UVTOP255 на длине волны 255 нм. В качестве приемника света использовался фотодиод THORLABS FDS010. Длина ячейки для измерения озона составляла 6 см.

В качестве примера на рис. 2 представлены измеренные зависимости концентраций озона на выходе ДБР в смеси воздух/CH_4 от мощности разряда и результаты численного моделирования. Расчеты проводились с помощью пакета программ Chemical Workbench (CWB 4.3.26294, www.kintech.ru). Модель включает в себя систему кинетических уравнений для заряженных (электронов, положительных и отрицательных ионов) и нейтральных частиц, а также продуктов их взаимодействия в энергообменных и химических процессах. В модели учитывается более 400 процессов. Хорошее согласие с экспериментальными данными было получено только при учете структуры микроразряда и процессов с участием $O_3(\upsilon)$. Микроструктура разряда учитывалась как отношение суммарной площади серии микроразрядов к общей площади разряда. Из анализа полученных экспериментальных данных и результатов моделирования следует, что O_3 в ДБР образуется преимущественно

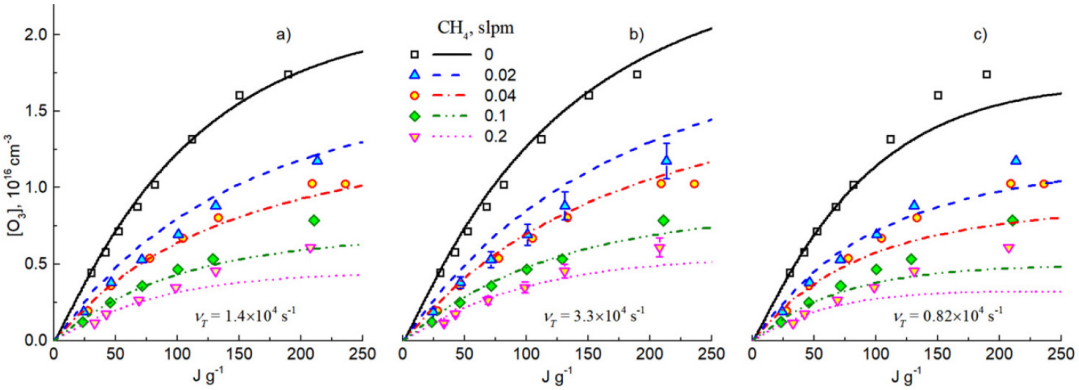


Рис. 2. Сравнение экспериментально полученных зависимостей концентраций O_3 на выходе ДБР в смеси воздух/CH_4 с моделью (линии) при атмосферном давлении и скорости потока 9 л мин$^{-1}$ для трех значений ν_T [3]

в области поверхностного разряда в связи с более низкой температурой по сравнению с отдельным филаментом.

В ходе обработки экспериментальных результатов и проведения моделирования обнаружено, что в воздухе и смесях воздух/CH_4 микроразряды ДБР должны возникать не хаотично в пространстве, а в одних и тех же местах на электродах в покоящемся газе, или перемещаться вдоль по потоку так, что каждый следующий микроразряд распространялся “по следу” предыдущего. Но для корректного описания концентраций озона в кислороде и в смесях O_2/CH_4 распределение микроразрядов должно быть принято стохастическим. В настоящее время не существует объяснения для данного механизма «эффекта памяти» в воздухе и его отсутствия в кислороде. По этой причине толщина области поверхностного разряда l_s в модели являлась подбираемым параметром, который учитывается при вычислении величины частоты тепловых потерь $\nu_T=8\lambda/c_p l_s^2$, где c_p – теплоемкость газа, λ – теплопроводность. Подробнее с результатами и описанием модели можно ознакомиться в работе [3].

Литература:

1. M. Li et. al. Advances in plasma-assisted ignition and combustion for combustors of aerospace engines // Aerosp. Sci. Technol., 2021, т.117, с.106952.

2. Y. Ju et. al. Plasma assisted combustion: Dynamics and chemistry // Prog. Energy Combust. Sci., 2015, т.48, с.21–83.

3. Torbin A. P. et al. Ozone production in a dielectric barrier discharge in air-and oxygen–methane mixtures. Experiment and modeling // Plasma Sources Science and Technology, 2022, т.31, №3, с.035017.

ТЕМПЕРАТУРА КОНТРАГИРОВАННОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Р.С. Трошкин, А.А. Фирсов*

Объединенный институт высоких температур (ОИВТ РАН)
**af@jiht.org*

Взаимодействие сверхзвукового потока с разрядом постоянного тока изучается на протяжении длительного времени, первые исследования в данном направлении были выполнены в 60х годах [1]. На базе выявленных свойств взаимодействия электрических разрядов разных типов с потоком газа исследования имеют преимущественно прикладной характер и делятся на 1) плазменную аэродинамику и управление потоком [2,3] и 2) плазменно-стимулированное горение [4]. Фундаментальные исследования разряда постоянного тока проводились одновременно несколькими научными группами с целью установления параметров разряда, его динамики и влияния на скоростной воздушный поток [5,6]. Во всех работах как правило рассматривался продольно-поперечный разряд, однако его длина изменяется во времени, что приводит к пульсации параметров. Для фундаментального исследования такой объект не очень удобен, и ряд свойств проще установить для продольного разряда.

Для получения подробного описания локальных характеристик разряда постоянного тока и течения газа вблизи разряда была выбрана осесимметричная конфигурация эксперимента, препятствующая появлению поперечного потоку (и сносимого потоком) участка токового канала. Постановка эксперимента была реализована в импульсной сверхзвуковой аэродинамической трубе ИАДТ-50 ОИВТ РАН. Разряд зажигался в ядре сверхзвукового потока (т.е. вдали от стенок) между тонкими коаксиальными электродами, расположенными параллельно потоку, с расстоянием между концами электродов 30мм. Питание разряда подводилось от источника постоянного напряжения 5 кВ через балластное сопротивление, регулирующее разрядный ток в пределах 0,5-7А. В

рассматриваемой конфигурации были использованы два электрода - передний вольфрамовый электрод и задний медный. Также для зажигания использовался третий инициирующий электрод, который был изогнут и предназначался для начального пробоя. Таким образом разряд, который сначала зажигался в виде петли, сносился потоком, а затем достигнув нижнего по потоку электрода, переходил в продольную форму. Геометрия третьего электрода выполнялась таким образом, чтобы влияние косого скачка уплотнения, падающего от электрода на область разряда, было минимальным. Электрическая схема и базовая конфигурация электродов показаны на рисунке 1.

В ходе экспериментов проводилась скоростная съемка разряда на камеру Photron S9 с выдержкой 1-2 мкс, особенности течения регистрировались с помощью теневой системы высокого разрешения с выдержкой 100 нс (экспозиция определяется длительностью импульса подсветки). Спектры оптического излучения разряда получали в диапазоне 287–367 нм с помощью спектрографа на базе монохроматора Oriel MS 257 (решетка 1800 штр./мм) и ПЗС-камеры Andor DU420. Вращательную и колебательную температуру электроразрядной плазмы определяли путем сравнения спектров второй положительной системы азота с модельными спектрами той же системы, полученные с помощью программы Specair. Температура газа приравнивалась к найденной вращательной температуре основного электронного состояния.

В результате проведенных исследований экспериментально были получены характеристики продольного разряда постоянного тока в сверхзвуковом потоке воздуха. Получена ВАХ разряда, которая хорошо согласуется с результатами моделирования [7]. С помощью эмиссионной спектроскопии была определена температура электроразрядной плазмы. Температура плазмы была получена в 3 точках вдоль разрядной нити при различном токе разряда. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы: температура разряда падает вдоль разряда; с увеличением тока разряда температура растет медленно из-за процесса диссоциации азота; получена оценка температуры в разряде, которая составила 4000-7000К в зависимости от тока разряда. Также было проведено сравнение полученной зависимости температуры от тока с результатами численного моделирования [7] в CFD пакете Plasmaero (см. рисунок 2). Считается, что температура плазмы, измеренная эмиссионной спектроскопией, соответствует максимальной

температуре разряда. Однако для разрядов, имеющих форму шнура и существенную радиальную неоднородность температуры, необходимо учитывать радиальный профиль, что показано в этой работе. Таким образом, температура, полученная экспериментально является интегральной (усредненной) вдоль линии наблюдения, а в качестве результата моделирования используется максимальная температура для данного участка. Зная распределение температуры газа по радиусу в разряде из моделирования разряда в Plasmaero [7], была получена усредненная вдоль радиуса температура для значений, полученных численным методом. Сравнение экспериментальной температуры с интегральной промоделированной температурой показано на рис. 2, откуда видно, что экспериментальные данные имеют хорошее численное совпадение с моделированием. Помимо спектроскопических измерений были проведены другие оптические измерения. С помощью проведенной высокоскоростной съемки и обработки полученных данных, было установлено, что: толщина токового канала увеличивается с ростом тока разряда, количественная оценка толщины токового канала в зависимости от тока составила 1,2-1,8 мм. Также по результатам обработки теневой визуализации разряда в потоке было получено, что тепловой конус увеличивается вдоль разряда, получена количественная оценка толщины теплового конуса, которая составила от 3 до 5,5 мм в точке 25мм от переднего электрода при изменении тока. Полученные значения толщин токового канала и теплового конуса количественно хорошо совпадают с результатами численного моделирования.

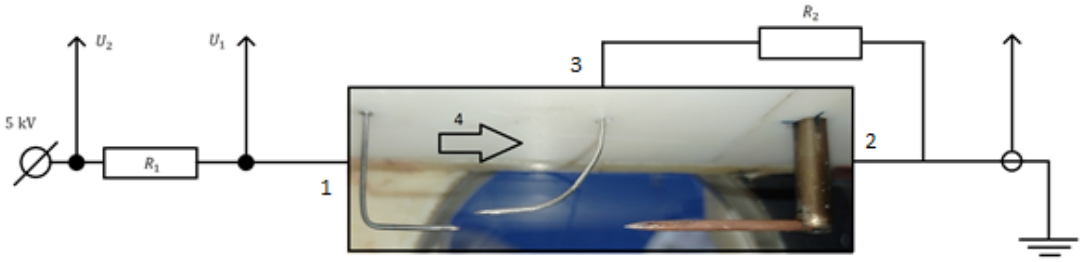


Рисунок 1. Электрическая схема и базовая конфигурация электродов. 1 – передний электрод, 2 – задний электрод, 3 – инициирующий электрод, 4 – сверхзвуковой поток.

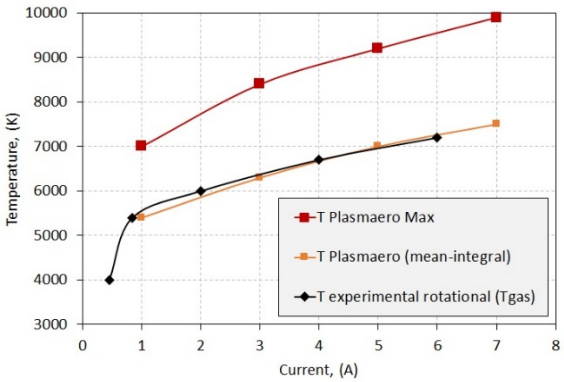


Рисунок 2.Сравнение экспериментальных и рассчитанных CFD методом зависимостей температуры от тока.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-79-10408.

Литература:

1. Alferov, V.I.; Bushmin, A.S. Electrical Discharge in a Supersonic Air Flow. *SOVIET PHYSICS JETP* **1963**, *17*, 1190–1194.
2. Caruana, D. Plasmas for Aerodynamic Control. *Plasma Phys Control Fusion* **2010**, *52*, 124045, doi:10.1088/0741-3335/52/12/124045.
3. Poggie, J.; McLaughlin, T.; Leonov, S. Plasma Aerodynamics: Current Status and Future Directions. *Aerospace-Lab Journal* **2015**, AL10-01, doi:10.12762/2015.AL10-01.
4. Leonov, S. Electrically Driven Supersonic Combustion. *Energies (Basel)* **2018**, *11*, 1733, doi:10.3390/en11071733.
5. Shibkov, V.M.; Shibkova, L. v.; Logunov, A.A. Parameters of the Plasma of a Dc Pulsating Discharge in a Supersonic Air Flow. *Plasma Physics Reports* **2017**, *43*, 373–380, doi:10.1134/S1063780X17030114.
6. Efimov, A. V.; Firsov A. A.; Kolosov N. S.; Leonov S. B. Characterization of electric discharge collocated with gas jet in supersonic airflow. *Plasma Sources Science and Technology* **2020,** 29, 07LT01, doi: 10.1088/1361-6595/ab9c94.
7. Firsov, A.; Bityurin, V.; Tarasov, D.; Dobrovolskaya, A.; Troshkin, R.; Bocharov, A. Longitudinal DC Discharge in a Supersonic Flow: Numerical Simulation and Experiment. *Energies (Basel)* **2022**, *15*, 7015, doi:10.3390/en15197015.

МОНИТОРИНГ МАСС-ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПРИ ИСПАРЕНИИ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ В ФОРВАКУУМНОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ

А.В. Тюньков, А.А. Андронов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники «ТУСУР»

Формирование электронного пучка в диапазоне давлений (1-20 Па) и генерируемая им плазма являются универсальным и эффективным инструментом модификации поверхности [1-3], а также инициирования плазмохимических реакций. Для диагностики параметров пучковой плазмы используют в основном зондовую методику и оптическую спектроскопию. Масс-спектрометрические исследования такой плазмы затруднены, поскольку длина свободного пробега ионов в условиях форвакуума мала и не превышает нескольких миллиметров.

Ранее нами для исследований пучковой плазмы в указанном выше диапазоне давлений была осуществлена модернизация стандартного квадрупольного анализатора остаточной атмосферы RGA путем замены ионизатора на ионно-оптическую систему (ИОС) [4]. Данный подход позволил осуществить исследования масс-зарядового состава ионов пучковой плазмы различных газов, а также плазмы, генерируемой в процессе электронно-лучевого испарения ряда металлов с относительно низкой температурой плавления (магний, цинк) [5]. Однако конструктивные особенности разработанной нами ионно-оптической системы RGA не позволили осуществлять исследования масс-зарядового спектра ионов пучковой плазмы в процессе длительного электронно-лучевого испарения твердотельной мишени, выполненной из высокотемпературной керамики либо тугоплавких металлов. Мониторинг ионного состава пучковой плазмы в этом случае важен при реализации технологии осаждения покрытий. Отмеченные обстоятельства

стимулировали работы по модернизации ИОС квадрупольного масс-спектрометра пучковой плазмы на основе анализатора остаточной атмосферы типа RGA.

Схема ИОС представлена на рис.1. ИОС – двухэлектродная система.

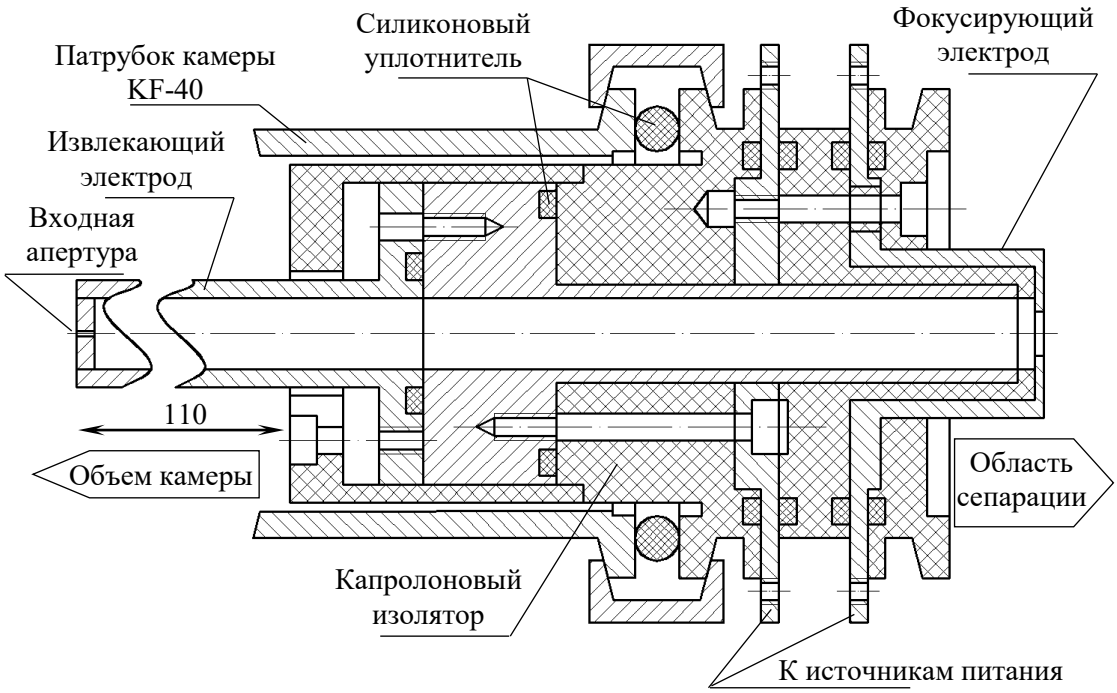


Рис.1. Схема ионно-оптической системы.

Первым электродом системы является извлекающий электрод. Данный электрод выполнен из немагнитной нержавеющей стали и представляет собой тонкостенный цилиндр, один из торцов которого обращен к испаряемой мишени и перекрыт фланцем с апертурной 0,6 мм для обеспечения перепада давления между объемом вакуумной камеры и областью транспортировки ионов. Высоковакуумным откачным постом производилась дополнительная откачка внутреннего объема электрода и области сепарации ионов. При подаче на извлекающий электрод отрицательного потенциала обеспечивалось формирование направленного потока ионов из плазмы к входной апертуре системы. Таким образом извлекающий электрод предназначен для извлечения ионов из плазмы, транспортировки их в среде высокого вакуума и направления ионного потока в область его сепарации. Дополнительная фокусировка ионного потока осуществлялась фокусирующим электродом системы подачей на него отрицательного потенциала. Фокусирующий электрод, также выполненный из нержавеющей стали. Электроды ИОС электрически изолировались друг от друга и элементов вакуумной камеры капролоновыми изоляторами. Для

уплотнения соединений использовались термически стойкие силиконовые уплотнения. Все уплотнения и изоляторы ИОС располагались в области минимальной тепловой нагрузки, а электропитание электродов осуществлялось со стороны атмосферы.

Мониторинг газовой плазмы с использованием рассмотренной выше ИОС показал аналогичные [4] результаты. Для апробации системы в качестве тугоплавких мишеней были выбраны бор, циркониевая керамика, алюмооксидная керамика и титан.

На рис. 2 представлены результаты исследований масс-зарядового состава ионов плазмы, генерируемой при испарении различных тугоплавких материалов. Спектры приведены для случаев интенсивного испарения материалов мишени.

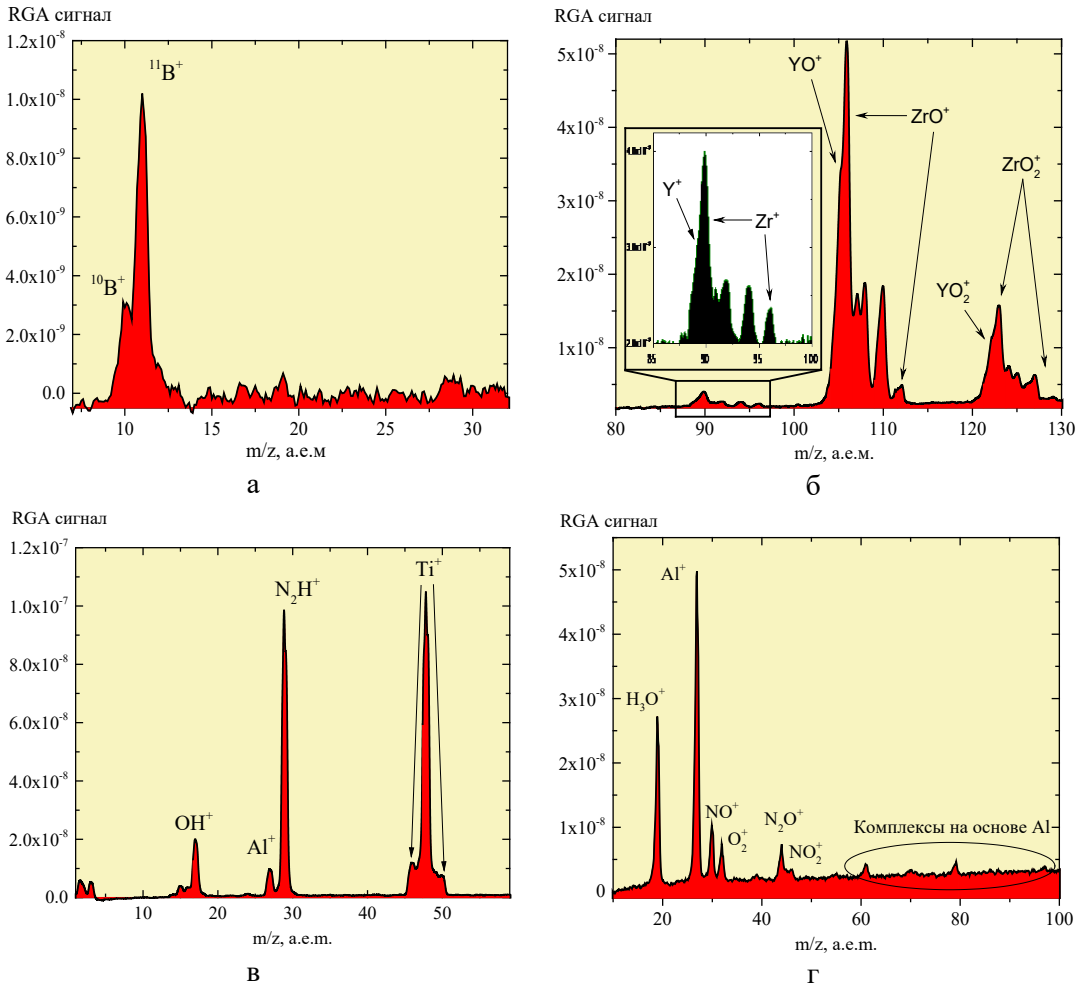


Рис.2. Масс-спектры ионов плазмы, генерируемой при испарении: а – бор, б – диоксида циркония, в – титана, в – оксида алюминия.

Из рисунка видно, что в спектрах регистрируются ионы испаряемого вещества, а также все его стабильные изотопы. Регулировкой плотности мощности электронного пучка можно добиться полного доминирования в спектрах пиков материала распыляемой мишени (рис. 2а, б) либо осуществить режим, в котором наряду с ионами материала мишени будут регистрироваться ионы остаточной атмосферы (рис. 2в, г).

Таким образом, в результате модернизации ИОС квадрупольного масс-спектрометра на основе анализатора остаточной газовой атмосферы типа RGA реализована возможность исследования масс-зарядового состава пучковой плазмы, генерируемой при электронно-лучевом испарении тугоплавкой керамической или металлической мишени в форвакуумной области давлений. При этом, конструктивные изменения электродов существенным образом не отразилась на функциональных возможностях масс-спектрометра. Настоящая модернизация ИОС спектрометра обеспечивает возможность мониторинга масс-зарядового состава пучковой плазмы в процессах электронно-лучевого осаждения металлических, керамических и металлокерамических покрытий.

Работа поддержана Грантом Российского научного фонда № 21-79-10035.

Литература:

1. Tyunkov A.V. et al. // Vacuum, 2020, Vol.180, P.109573.
2. Tyunkov A.V. et al. // Surface and Coatings Technology, 2020, Vol.383, P.125241.
3. Yushkov Y.G. et al. // Coatings, 2022, Vol.12, Iss.1, P.1-39.
4. Zolotukhin D.B. et al. // Review of Scientific Instruments, 2015, Vol.86, P.123301.
5. Tyunkov A.V. et al. // Physics of Plasmas, 2014, Vol.21, Iss.12, P.123115.

ПРОБЛЕМА ПЕРВОГО ЗЕРКАЛА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД

Д.А. Федоров[1,2], Е.Н. Андреенко[1], К.Ю. Вуколов [1,2], И.И. Орловский[1]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[2]*Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

Проблема первого зеркала актуальна для всех диагностических систем, использующих внутрикамерные зеркала для сбора излучения из плазмы токамака. Первое зеркало, смотрящее на плазму, находится под воздействием потоков частиц из плазмы [1]. Распыление поверхности зеркала высокоэнергетическими частицами и переосаждение примесей могут привести к снижению коэффициента зеркального отражения и увеличению коэффициента диффузного рассеяния, что отрицательно скажется на пропускной способности оптической системы, а также на контрасте и разрешении передаваемого изображения [1-3]. Под проблемой первого зеркала понимают комплекс расчетно-теоретических и инженерно-конструкторских задач, решение которых позволят обеспечить надежную и безопасную работу первого зеркала в течение заданного срока эксплуатации.

В частности, к таким задачам относятся:

1. Разработка защитной шторки, основной функцией которой является защита первого зеркала от летящих на него из плазмы частиц и пыли, исходящей от первой стенки, во время кондиционирования (обезгаживания) камеры.
2. Разработка системы очистки зеркал:

- Для очистки зеркал может быть использовано удаление пленки из примесей под воздействием плазменного разряда. Механизм удаления пленок может быть как физический – распыление ионами пленки на зеркале в присутствии смеси различных газов (Ar, Ne, He), так и химический – в результате которого происходят химические реакции с участием частиц загрязненной поверхности [1].
- Альтернативными плазменным методам удаления плёнок с металлических поверхностей являются лазерные технологии очистки [4].

Возможные способы решения проблемы первого зеркала можно рассмотреть на примере токамака-реактора ИТЭР, где будет задействовано более 30 оптических и лазерных диагностик, использующих системы зеркал для передачи излучения. Их надёжная работа напрямую связана со скоростью деградации первого зеркала, обращённого непосредственно к плазме. Наибольшую опасность для первого зеркала представляют потоки нейтральных атомов из плазмы, в основном D, T и Be (материал первой стенки ИТЭР). Воздействие высокоэнергетических атомов рабочего газа может приводить к распылению поверхности зеркала, а переосаждение распылённого со стенок вакуумной камеры бериллия — к образованию на зеркале плёнки.

На ИТЭР для защиты узла входного зеркала от летящих на него частиц и пыли, исходящей от первой стенки, используется защитная шторка. Одной из конструкторских задач при разработке УВЗ является создание надежной конструкции узла привода шторки. На рис. 1 показана модель диагностики СВЛ на ИТЭР с защитной шторкой.

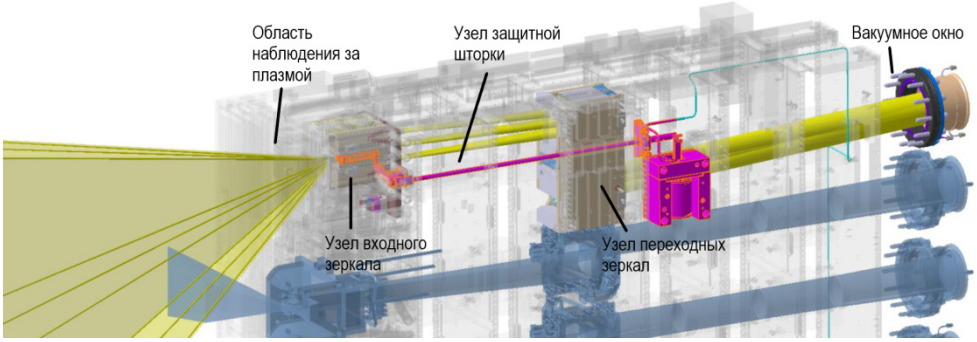


Рисунок 1 – Схема канала СВЛ на ИТЭР

Сложность конструкции узла привода защитной шторки обусловлена требованиями к ядерной безопасности установки. Экстремальная среда внутри реактора также накладывает ограничения на материалы, монтажные технологии и конструкции. Привод должен выдерживать 10000 циклов открытия и закрытия, поток нейтронов до 10^{13} см$^{-2}$ с$^{-1}$, магнитное поле до 4 Тл и соответствовать условиям высокого вакуума. Поэтому здесь применяется пневматический привод с герметичным цилиндром, наполненным аргоном и длинный шток-толкатель.

Необходимость использовать зеркала внутри вакуумной камеры существует и на Т-15МД. Это происходит потому, что прямое наблюдение области, где необходимо провести измерения затруднено. Например, такая

ситуация возникает для зоны плазмы вблизи дивертоных пластин. В Т-15МД материал первой стенки и диверторных пластин – графит [5]. Диагностическая система для спектроскопии диверторной плазмы на Т-15МД должна решать задачу контроля отрыва плазмы от диверторных пластин и мониторинг их эрозии. Системы наблюдения за диверторной плазмой в Т-15МД можно располагать в горизонтальных диверторных патрубках и в экваториальных патрубках. Диагностика должна будет регистрировать излучение из плазмы в видимой области, ближнем УФ и ИК диапазонах спектра. Это позволит получить информацию о спектральных линиях изотопов водорода и примесей плазмы [6].

В спектроскопии диверторной плазмы на Т-15МД предлагается использовать опыт, полученный в проекте ИТЭР. В частности, для защиты первого зеркала в спектроскопии диверторной плазмы предполагается использовать упрощенную версию узла внутривакуумных зеркал и привода защитной шторки. В Т-15МД магнитное поле меньше по сравнению с ИТЭР, поэтому в конструкции привода предполагается использовать шаговый пьезодвигатель вместо пневматической системы. Передача излучения, собранного первым зеркалом, на детекторы будет осуществляться по оптоволоконным каналам через вакуумные вводы.

Литература

1. Д.В. Орлинский, В.С. Войценя, К.Ю. Вуколов. Имитационные исследования поведения зеркал диагностических систем экспериментального термоядерного реактора. ВАНТ, сер. Термоядерный синтез, 2005, вып.3. с.3-50
2. A. Litnovsky, I. Orlovskiy, K.Yu. Vukolov, E. Andreenko et al., Nucl. Fus. 59, 066029 (2019).
3. Андреенко Е.Н, Орловский И.И., Алексеев А.Г., Морозов А.А. Оценка скорости деградации внутрикамерных зеркал диагностики «Спектроскопия водородных линий» в ИТЭР. – ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 3, с. 13 - 24.
4. К.Ю. Вуколов, А.В. Горшков, С.Н. Звонков. Очистка металлических зеркал от загрязнений излучением эксимерного лазера. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2001, вып.1, с. 61 - 66.
5. П.П. Хвостенко, И.О. Анашкин, Э.Н. Бондарчук и др. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т.42, вып.1, с. 5 - 38.
6. К.Ю. Вуколов, А.М. Зимин, В.И. Тройнов. Спектроскопия водородной плазмы: учебной пособие. – Москва: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2020 – 126 с.

СИСТЕМА МНОГОКАДРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.М. Харрасов[1], В.И. Крауз[1], В.В. Мялтон[1], В.П. Виноградов[1], А.Б. Козлов[2], Н.П. Бадалян[2]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия, kharrasov_am@nrcki.ru*
[2]*ООО «ИНТЕФ», Москва, Россия, qts@mail.ru*

Оптические виды диагностик являются одними из наиболее показательных в исследованиях плазмы. На установке пФ-3 используется комплекс кадровой регистрации на основе ЭОП-регистраторов. Диагностический комплекс представляет собой 6 ЭОП-регистраторов на основе электронно-оптических преобразователей ЭП-16, 2 генераторов наносекундных импульсов. Схема диагностики подразумевает использование 4 регистраторов в прианодной части установки для исследования процессов схождения токовой плазменной оболочки и пинчевания разряда. Для регистрации динамики плазменного потока в пролётной диагностической камере есть возможность установить регистраторы в каждой секции пролётной камеры. Это позволяет получить данные о развитии плазменного потока на расстояниях 35, 65 и 95 см от поверхности анода, фактически на пролётной базе почти 1 м от места генерации джета. При всех своих достоинствах диагностика имеет ряд недостатков:

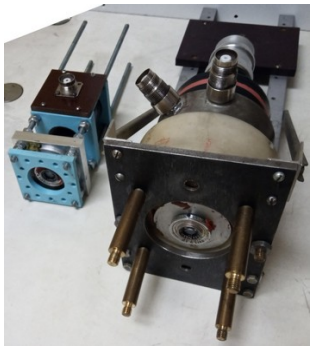
--при регистрации в прианодной области установки, получаемые данные отличаются не только временем съемки, но точкой наблюдения за объектом, что вносит неточности в интерпретацию результатов;

-существующая конструкция регистраторов довольно громоздка, что затрудняет эксплуатацию и настройку.

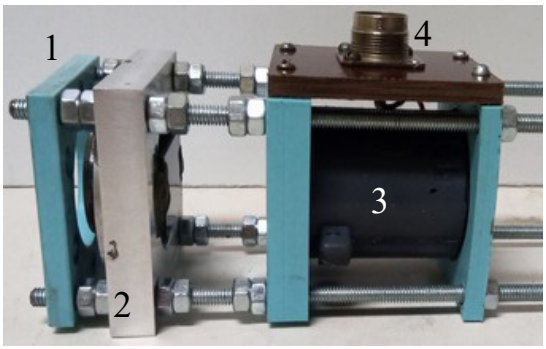
В связи с этим актуальна разработка комплекса многокадровой регистрации, лишённого вышеназванных недостатков.

В процессе работы разработан новый корпус для электронно-оптических регистраторов. Новая конструкция позволяет легко заменять оптику и настраивать регистрацию на различные расстояния. Для одиночной работы

регистратора сконструирован переходник, позволяющий крепить его на фланец вакуумной камеры.



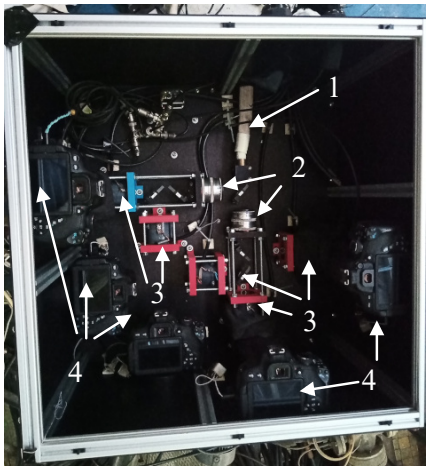
а)



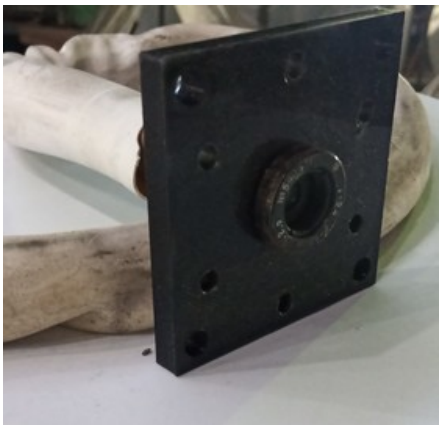
б)

ЭОП-регистраторы. а) сравнение новой конструкции со старой; б) конструктив разработанного ЭОП-регистратора(1—переходник с фланца CF-40 на крепление регистратора, крепление объектива, 3—электронно-оптический преобразователь ЭП-16, 4—разъём СР-75)

Для многокадровой регистрации с одного ракурса разработана оптическая схема на основе световода и зеркал. Изображение регистрируемого объекта проецируется с помощью объектива на торец световода. С другого торца световода полученное изображение переносится с помощью объективов на зеркала и разделяется на 6 изображений равной интенсивности. В конце каждого плеча 6-кадровой системы установлены ЭОП-регистраторы. Изображение с экрана регистратора фотографируется цифровым фотоаппаратом Canon EOS 650D. Использование световода для вывода изображения из вакуумной камеры повысило гибкость системы.



а)



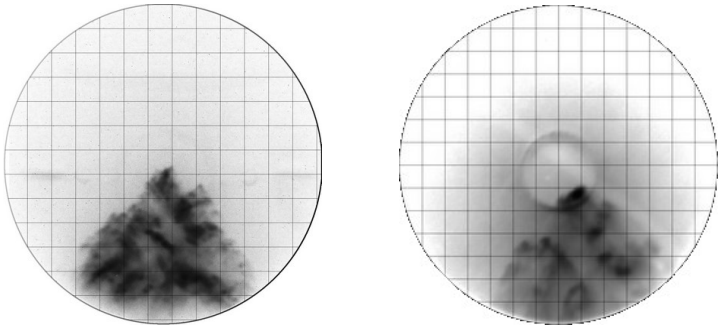
б)

Комплекс многокадровой диагностики. а) вид сверху(1—световод, 2—объективы[Юпитер-3], 3—ЭОП-регистраторы, 4—цифровые фотоаппараты); б) входной узел, передающий изображение из камеры на световод.

Для синхронизации диагностического комплекса с процессами в установке был использован сигнал светового коллиматора, регистрирующего

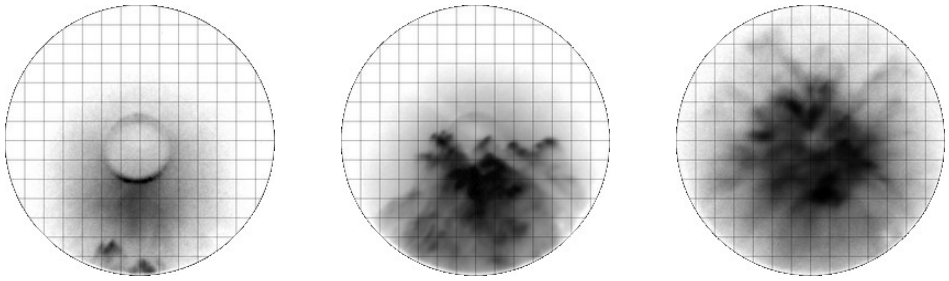
момент прохода ТПО определенного положения в камере. В одном из диагностических окон установлен световой коллиматор перпендикулярно оси установки на расстоянии 25 см от нее и на высоте 1 см от поверхности анода. Излучение оболочки передается по световоду на вход ФЭУ, где преобразуется в электрический сигнал. При пересечении оболочкой поля зрения коллиматора формируется импульс с достаточно крутым задним фронтом, который далее преобразуется в положительный пик напряжения. Далее сигнал подается на генератор импульсов ГИ-1. Срабатывание ЭОП-регистраторов обеспечивали два наносекундных высоковольтных генератора на основе двойной формирующей линии (ДФЛ). Каждый генератор имеет два независимых канала. Запуск каждого плеча 6-кадровой системы определяется индивидуальной задержкой выходного сигнала с ГИ-1 на генератор с ДФЛ, открывающий ЭОП.

Произведена апробация системы. Область видимости по объекту составила 11 см. Полная разрешающая способность системы, приведенная к объекту, не хуже 1 мм. Качество регистрации не ухудшилось по сравнению с имеющимся комплексом.



а) б)

Сравнение кадров, полученных разными конструктивами ЭОП регистраторов: а)—старый конструктив, б)—новый. Масштаб сетки 1 см.



3,6 мкс 4,7 мкс 5,5 мкс

Результаты регистрации динамики плазменного потока на установке ПФ-3 на высоте 35 см от поверхности анода. Масштаб сетки – 1 см, времена указаны относительно пинчевания разряда в прианодной части установки.

Работа выполнена в рамках Программы 10 Экспериментальная Лабораторная Астрофизика и Геофизика НЦФМ.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ЛИТИЯ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

И.П. Цыгвинцев[1], Е.Д. Маренков[2], Н.Е. Ефимов[2], Д.Н. Синельников[2], Ю.М. Гаспарян[2]

[1.] *Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН*
[2.] *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Одним из стандартных методов анализа химического состава поверхности является лазерно-искровая эмиссионная спектрометрия (ЛИЭС, LIBS) — измерение интенсивности излучения, испущенного плазмой, образующейся при воздействии лазерного импульса. В случае, когда плазма оптически прозрачная и находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР), соотношение наблюдаемых линий позволяет достаточно просто установить температуру плазмы и общее количество излучающих ионов.

Однако эти требования находятся в противоречии друг с другом: оптическая прозрачность достигается в достаточно малоплотной плазме, равновесные заселённости энергетических уровней в которой могут отличаться от больцмановских, в пределе соответствуя корональному равновесию. В ряде случаев добиться применимости простой аналитической модели становится невозможно, и для корректной интерпретации измеряемых в эксперименте соотношений линий необходимо проведение моделирования, учитывающего как процессы поглощения, так и отклонение от ЛТР.

В настоящем докладе представлена методика подобного моделирования, которое проводилось в два этапа. На первом этапе моделировалась динамика испарения и разлёта плазмы лития в газодинамическом приближении, на втором этапе — на рассчитанных профилях температуры и плотности решалось уравнение переноса излучения.

Для газодинамического моделирования использовался программный комплекс 3DLINE [1], ранее апробированный на других задачах взаимодействия лазерного импульса с металлической мишенью в абляционном режиме с

характерными интенсивностями лазерного импульса 10^8 – 10^{13} Вт/см^2. Ввиду относительно малой интенсивности импульса, эффекты разделения зарядов и температур ионов и электронов не учитывались, и плазма полагалась одножидкостной и квазинейтральной с равновесным соотношением концентраций электронов и ионов. Основным механизмом теплопереноса полагалась электронная теплопроводность, коэффициент которой рассчитывался по модели Спитцера с поправками в плотном веществе. Моделирование переноса и поглощения лазерной энергии проводилось в рамках гибридной модели, совмещающей приближения геометрической и волновой оптики. Основным механизмом поглощения лазера полагалось обратное тормозное поглощение. Для описания фазового перехода и использовалось уравнение состояния типа Ван-дер-Ваальса с максвелловой конструкцией, полученное по полуэмпирической методике FEOS [2].

Собственное тепловое излучение учитывалось в расчётах в рамках многогруппового диффузионного приближения, однако в случае лития слабо влияло на динамику плазмы. Излучательная способность и коэффициент поглощения лития как для использования в газодинамическом расчёте, так и для последующей трассировки излучения рассчитывались в приближении Саха кодом THERMOS [3] с использование базы атомных данных NIST [4].

Рассматривалась динамика плазмы лития, образующейся в результате воздействия импульса Nd:YAG лазера с длиной волны 1.064 мкм и полной энергией 30 мДж. Временной профиль импульса аппроксимировал экспериментальные данные с длительностью на полувысоте 12 нс и линейно спадающей частью до 100 нс, пространственный профиль полагался гауссовым, его диаметр (по уровню $1/e^2$) варьировался от 0.5 до 1.0 мм. Полная энергия при этом оставалась фиксированной, а интенсивность на оси изменялась в пределах $(0.5 – 1.8)\cdot 10^9$ Вт/см^2.

В качестве основной диагностики сравнивалась динамика линий излучения ионов Li I и Li II с длинами волн 548.4, 610.4, 670.8 в интервале ±1.0 нм (переходы 1s 2p→1s 2s, $1s^2$ 3d→$1s^2$ 2p и $1s^2$ 2p→$1s^2$ 2s соответственно).

На начальном этапе разлёт плазмы идёт практически перпендикулярно поверхности мишени, и ширина плазменного факела незначительно отличается от диаметра пятна фокусировки. На более поздних временах становится заметным вклад радиальной компоненты скорости, при этом более жёсткая

фокусировка приводит к большему углу разлёта и практически сферической форме плазменного облака. Типичные профили плазмы представлены на рис. 1.

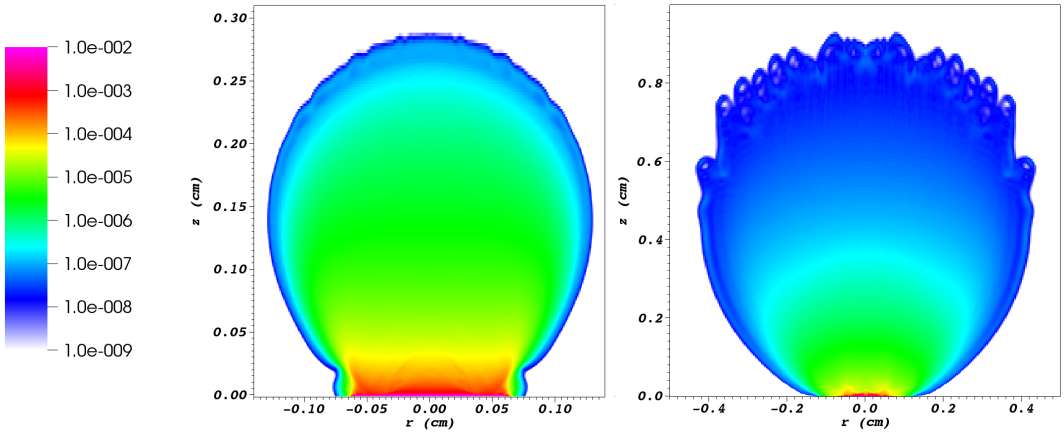


Рис. 1. Геометрия плазмы на моменты 50 и 150 нс в расчёте с пятном фокусировки 0.75 мм. Приведена плотность в г/см^3.

При сохранении полной энергии с увеличением диаметра пучка интегральная испарённая масса возрастает, пока интенсивность лазера остаётся выше порога плазмообразования. Это приводит к увеличению интегрального коэффициента поглощения в плазме, которое для всех рассмотренных фокусировок остаётся достаточно высоким, ~60% для линии 550 нм Li II и до 90% для линий нейтрального лития. Кроме того, при уменьшении интенсивности падает и температура, а с нею уменьшаются и заселённости более высоких энергетических состояний. Эти факторы приводят к изменению соотношения линий и смещению во времени их максимумов. Поскольку линии нейтрального лития излучаются в более холодной плазме на больших временах, они более чувствительны к изменению скорости разлёта и, как следствие, поглощения в плазме.

Как видно из сравнения расчётной и экспериментальной динамик излучения в линиях (рис. 2), измеренное в эксперименте отношение линий 550 и 610 нм ближе к случаю с диаметром фокусировки 0.5 мм — на более широком фокусе момент максимальной интенсивности для линий нейтрального лития смещается на более поздние времена, когда плазма за счёт сферического расширения становится более прозрачной.

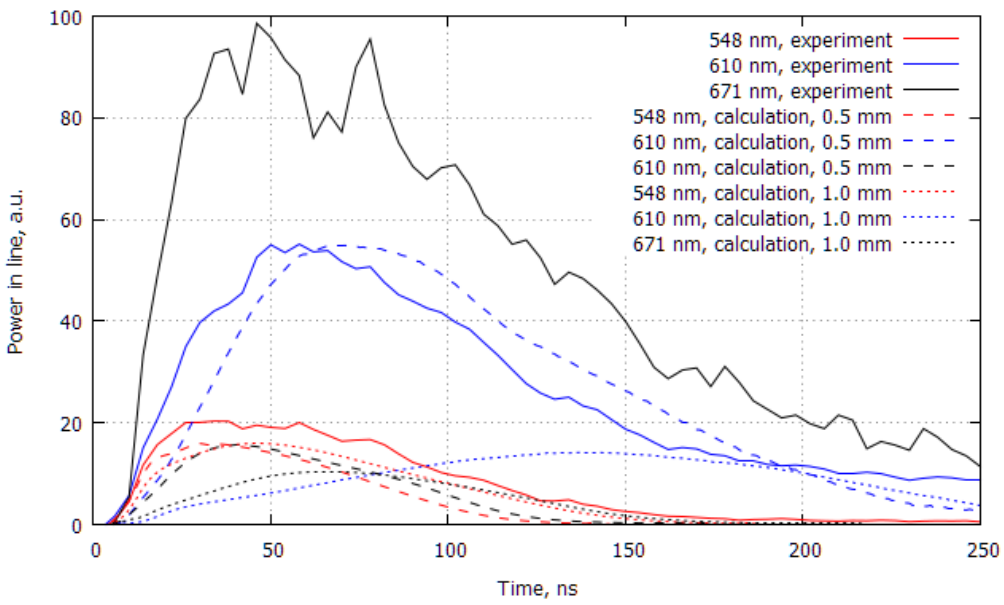


Рис. 2. Сравнение расчётной и экспериментальной динамики излучения в линиях.

При этом амплитуда линии 671 нм, измеренная в эксперименте, расчётом не описывается ни в одном из рассмотренных случаев — хотя положение её максимума во времени также лучше соответствует фокусу 0.5 мм, относительная интенсивность при этом отличается в 6 раз. Поскольку данная линия единственная из рассмотренных соответствует переходу в основное состояние, это может быть связано с нарушением предположения ЛТР в плазме — в корональном пределе населены только нижние энергетические уровни, и при приближению к нему вероятность перехода между возбуждёнными состояниями уменьшается.

Литература:

1. A.Y. Krukovskiy, V.G. Novikov, I.P. Tsygvintsev, Math. Models Comput. Simul. 9, 48 (2017). https://doi.org/10.1134/S2070048217010082

2. Kemp and J. Meyer-ter Vehn, Nucl. Instrum. Methods A. 415, 674 (1998). https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00446-X

3. I.Yu. Vichev, A.D. Solomyannaya, A.S. Grushin, D.A. Kim, High Energy Density Physics 33 (2019) 100713, https://doi.org/10.1016/j.hedp.2019.100713

4. NIST Atomic Energy Levels and Spectra Bibliographic Database, https://doi.org/10.18434/T40K53

ПОЛУЧНЕИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ ПОСРЕДСТВОМ КАМЕРЫ ОБСКУРЫ

Н.Н.Шамаева, К.В.Сафронов, В.А.Флегентов, С.А.Горохов, Д.С.Гаврилов, Е.С.Борисов, Н.Ю.Титаренко и А.В.Потапов

Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И.Забабахина» (ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ им. академ. Е.И.Забабахина»)
Снежиск, Россия

Камера-обскура является простой, но в то же время информатовной диагностикой взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. В данной работе мы представляем результаты выполненного с применением камеры-обскуры исследования пространственных характеристик области взаимодействия пикосекундного лазерного мипульса с твердотельными мишенями при релятивистской интенсивности. Регистрация изображений лазерной плазмы производилась на фотолюминесцентные детекторы image plate и трековые детекторы CR39. Установлено, что рентгеновское излучение и заряженные частицы эмитируются из пространственно разнесенных источников, что может быть связано с влиянием мощных магнитных полей в лазерной плазме.

УТОЧНЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ТОКАМАКА Т-15МД ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДВОЙНОГО ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

И.А. Шелегеда[1,2], М.А. Драбинский[1]

[1.] Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"
[2.] Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана (НИУ)

В современной физике горячей плазмы одной из наиболее актуальных тем является исследование турбулентности, неустойчивостей и процессов переноса. Существенный вклад в изучение данных процессов вносит диагностика на основе зондирования плазмы пучком тяжелых ионов (ЗПТИ). Эта диагностика позволяет проводить локальные исследования среднего значения электрического потенциала плазмы, а также его колебаний и колебаний плотности и полоидальной составляющей магнитного поля плазмы.

На токамаке Т-15МД диагностический комплекс ЗПТИ разрабатывается в виде двойной диагностики, подразумевающей установку двух систем в двух сечениях токамака, разнесенных на 90 градусов в тороидальном направлении. Это позволяет учитывать как длинноволновые корреляции исследуемых параметров плазмы между двумя системами, так и коротковолновые между каналами одной.

Предварительные расчеты (рис.1) показывают, что на токамаке Т-15МД ЗПТИ позволит проводить измерения в большой области плазменного шнура, как на периферии плазмы, так и в центре [1]. Ионы зондирующего пучка выходят из плазмы с большим разбросом углов в полоидальном направлении, в следствие чего невозможно собрать их в одном энергетическом анализаторе. Для решения этой проблемы в каждом из двух сечений планируется использовать вторичный ионопровод с двумя энергетическими анализаторами (рис.2). В каждый анализатор будут попадать зондирующие ионы из ограниченной области плазмы,

следовательно разброс углов будет вдвое меньшим. Такое решение позволит проводить измерения в большей области.

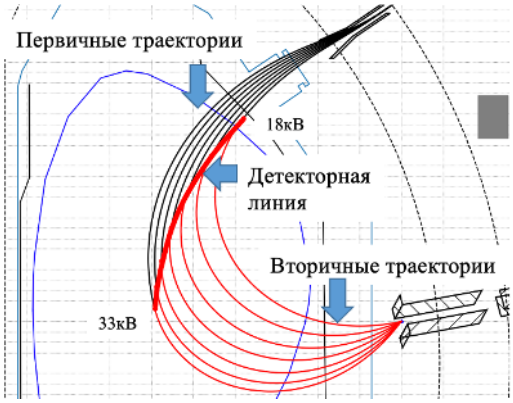


Рис.1. Детекторная линия и траектории для пучка с E = 280 кэВ.

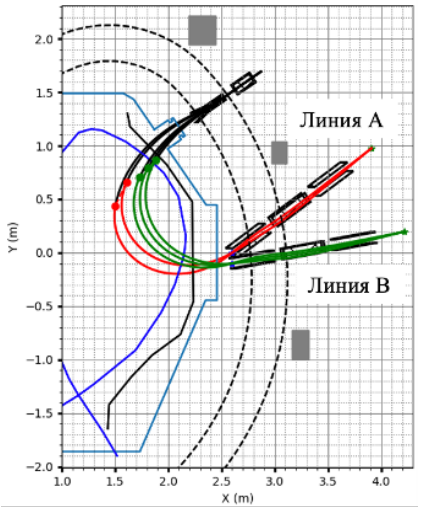


Рис.2. Использование вторичного ионопровода с двумя энергетическими анализаторами.

Проектирование диагностики ЗПТИ, расположенной в 4 и 8 сечениях токамака ведется в трехмерной модели Т-15МД с учетом геометрии самого токамака и систем, расположенных в соседних сечениях, включая диагностический инжектор нейтральных атомов и СВЧ-волновод, расположенные в 9 и 5 экваториальных сечениях токамака соответственно. Предварительное размещение элементов ЗПТИ в трехмерной модели токамака Т-15МД проводилось в соответствии с расчетом траекторий зондирующих частиц (рис.3) [2]. Так как на токамаке планируется разместить большое количество систем, необходимо оценить места потенциальных конфликтов между элементами диагностики ЗПТИ и элементами соседнего оборудования. При размещении должно быть обеспечено соблюдение требований по безопасности, эргономике и доступу к оборудованию для его диагностики и ремонта. Соблюдение перечисленных требований возможно только в том случае, когда геометрия всех элементов трехмерной модели комплекса токамака совпадает с реальной геометрией установки с высокой степенью точности.

В работе представлены результаты верификации трехмерной модели токамака Т-15МД, проводившейся с использованием данных, полученных при проведении лазерного геодезического сканирования вакуумной камеры Т-15МД и зала установки.

Результаты сканирования, представленные в виде облака точек (например облака точек вакуумной камеры токамака, рис.4), стали основой для уточнения размеров и расположения элементов конструкции Т-15МД и дополнительных систем токамака. Точность, достигаемая при этом подходе, составляет 1-3мм.

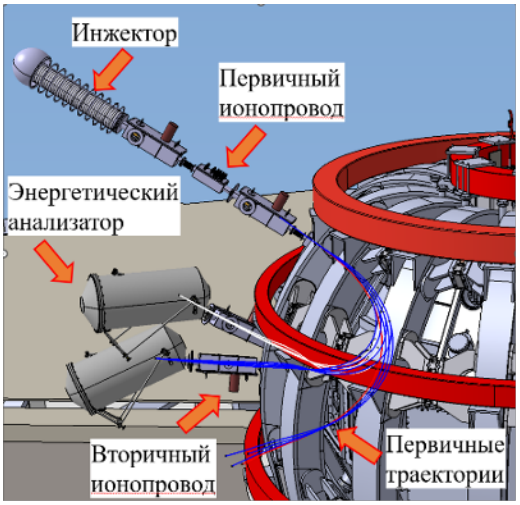


Рис.3. Диагностика ЗПТИ в модели Т-15МД.

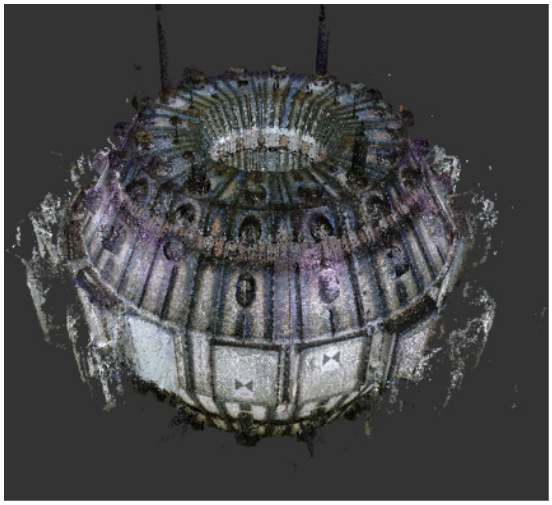
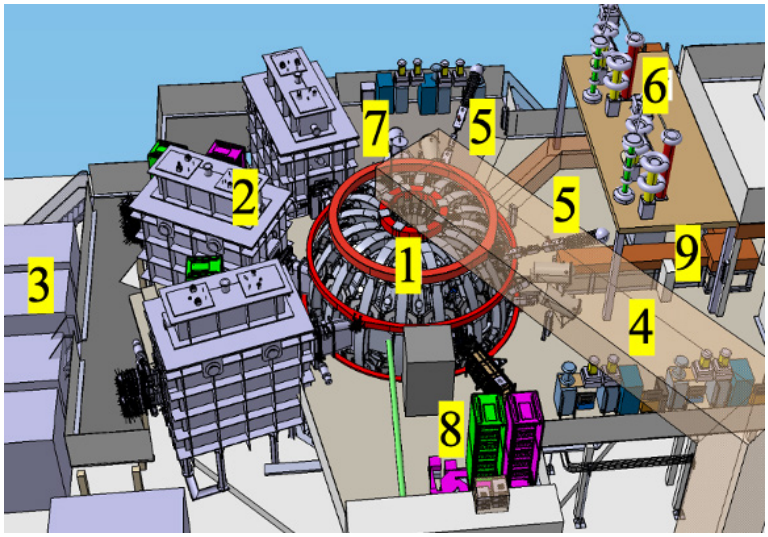


Рис.4. Результат лазерного геодезического сканирования токамака.

Верификация проводилась следующим образом – из данных лазерного сканирования извлекались координаты граней, ребер и кромок отдельных систем токамака, после в системе автоматизированного проектирования (САПР) *CATIA* строились трехмерные модели этих объектов. Далее по построенным элементам измерялись отклонения между реальной геометрией систем токамака и их трехмерными моделями.

Проведение верификации позволяет убедиться в отсутствии конфликтов геометрии оборудования ЗПТИ с элементами других диагностик. Кроме того, верификация исключает появление конфликтов геометрии высоковольтной антресоли, на которой расположены источники питания диагностики, как с элементами волновода, так и с оборудованием диагностики ЗПТИ. Общая компоновка оборудования изображена на рисунке 3.



1 – токамак Т-15МД; 2 – инжекторы нейтральных частиц; 3 – система питания инжекторов нейтральных частиц; 4 – шинный мост; 5 – диагностическое оборудование ЗПТИ; 6 - высоковольтная система питания ЗПТИ; 7 - диагностический инжектор нейтральных атомов; 8 - оборудование рефлектометрии, диагностики электронно-циклотронного излучения, болометрии и лазерного интерферометра; 9 - СВЧ-волновод.

Рис.3 – Общая компоновка трехмерной модели Т-15МД

Кроме того, для расчета траекторий зондирующих ионов критически важно знать точную конфигурацию магнитного поля плазмы, которую можно рассчитать, имея полученную в ходе верификации информацию о действительном расположении катушек тороидального и полоидального магнитных полей. В свою очередь более точный расчет траекторий также влияет на финальное расположение диагностики ЗПТИ в сечениях токамака. В конечном итоге, верификация токамака позволяет построить уточненную модель Т-15МД, которая будет пригодной для использования при проектировании диагностического комплекса ЗПТИ и других систем Т-15МД.

Литература:

1. Drabinskiy M. A. et al. Conceptual design of the heavy ion beam probe diagnostic for the T 15MD tokamak // Journal of Instrumentation.: Institute of Physics Publishing, 2019;
2. Драбинский М.А., и др. 3Д модель комплекса токамака Т 15МД // Сборник тезисов докладов XLIX Международной звенигородской конференции по физике плазмы и УТС стр. 68 (2022).

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА ВЧ-ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С УЧЕТОМ МОДЕЛЬНОГО ОБРАЗЦА

А.Ю. Шемахин[1], В.С. Желтухин[1]

[1.] *Казанский (Приволжский) федеральный университет*

Высокочастотная (ВЧ) плазма пониженного давления (13.3-133 Па) применяется для модификации материалов различной физической природы: сталь, титан, полиэтилен, кожа, мех и др. [1]. Образованная данным видом разряда плазма, характеризуется следующими параметрами: концентрация электронов 10^{15}–10^{18} м$^{-3}$, степень ионизации 10^{-5}-10^{-4}, электронная температура 1-4 эВ, температура атомов и ионов в плазменном сгустке 3000-4000 К, в струе 320-1000 К.

ВЧ-плазма пониженного давления имеет ряд особенностей. Экспериментальные результаты [1] показали, что в плазменной струе велико влияние и индуктивной и емкостной составляющей, потому что плотность электронов в плазменной струе на несколько порядков выше чем в околоструйном пространстве, при этом обнаружены как аксиальная, так и азимутальная компоненты напряженностей магнитного поля и тока в плазме. Для исследования параметров ВЧ-плазмы пониженного давления разработана математическая модель, которая включает в себя уравнение Больцмана для несущего газа, уравнения сохранения энергии, неразрывности электронов, ионов и метастабильных атомов, Пуассона и телеграфные уравнения.

Для решения системы задач разработан гибридный численный метод, который включает в себя модифицированный метод Г.Бёрда для несущего газа и метод конечных объемов для расчета распределений электронной температуры и концентрации, преобразованных уравнений Максвелла. Для реализации метода разработана программа на языке C++, использующая библиотеки пакета OpenFOAM [2]. Коэффициенты диффузии электронов, частоты соударений, частоты ионизации, электронной теплопроводности

предполагаются зависящими от электронной температуры, которые рассчитываются с помощью пакета BOLSIG+ [3-5].

Расчеты проведены для потока ВЧ-плазмы аргона, генерируемого в камере радиусом входного отверстия 12 мм, радиусом 48 мм и длиной L=128 мм. На входном сечении вакуумной камеры задавались давление 60 Па, температура 450 К, и скорость 10 м/с. Получены результаты расчетов концентрации заряженных частиц и потенциала электрического поля. Расчеты для вакуумной камеры показали, что для мощности разряда 100 Вт потенциал на границе области СПЗ у образца становится равным -1,8 В, а при увеличении мощности до 2,5 кВт - потенциал принимает значение -14,34 В. Концентрация метастабильных частиц приблизительно на половину порядка выше в вакуумной камере в зоне свечения разряда, чем концентрации электронов и ионов. Концентрации электронов и ионов достигают значения $4\cdot10^{13}$ м$^{-3}$ для 100 Вт и возрастают до $3\cdot10^{16}$ м$^{-3}$ для 2,5 кВт.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-71-10055)

Литература:

1. Абдуллин И.Ш., Желтухин В.С., Кашапов Н.Ф. Высокочастотная плазменно-струйная обработка материалов при пониженных давлениях: Теория и практика применения. – , 2000. Казань: Изд-во Казан. Ун-та

2. Пакет OpenFOAM. Режим доступа: https://openfoam.org/

3. Boeuf J. P. and Pitchford L.C. Two-dimensional model of a capacitively coupled RF discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor. Phys. Rev. E, 1995. – Vol. 51, No.2. 1376–1390.

4. G.J.M. Hagelaar and L.C. Pitchford. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. Plasma Sources Sci. Technol., 2005. – Vol. 14, 722–733.

5. UBC database, Database of scattering cross sections. Режим доступа: www.lxcat.net, retrieved on November 12, 2019

ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ДЕСОРБЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ПРИСУТСТВИИ ПЛАЗМЫ ВЧИ РАЗРЯДА

Г.И. Рыкунов, А.И. Алиева, Д.В. Колодко, А.В. Казиев, Ю.М. Гаспарян

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

Разработка дистанционных методов диагностики содержания водорода и его изотопов в стенках термоядерных установок является важной областью исследований взаимодействия плазмы с поверхностью. В последнее время возобновился интерес к лазерным методам анализа в сочетании с оптической спектроскопией для локального измерения состава поверхности (в том числе содержания примеси газов в твердом теле), включая спектроскопию лазерно-индуцированного пробоя (LIBS), абляции (LIAS) и десорбции (LIDS). Большое внимание привлекает неразрушающая методика LIDS, требующая для диагностики наличия фоновой диффузной плазмы с плотностью 10^{10} – 10^{11} см$^{-3}$ [1, 2]. Устройство для реализации LIDS должно включать в себя плазменный источник, лазер и спектрометрический модуль.

В работе сообщается о результатах исследования образца из титан-ванадиевого геттера. Этот материал характеризуется высокой способностью накапливать водород.

Для реализации LIDS диагностики использовался аппаратный комплекс, состоящий из вакуумной камеры, образца на подвижном штоке, облучающего лазера, и спектрометра с оптическим волокном для регистрации оптических спектров около поверхности образца.

Образец помещается в аргоновую фоновую ВЧ плазму с плотностью 10^{11} см$^{-3}$ и температурой электронов 4 эВ. Источником излучения служил лазер на неодимовом силикатном стекле (ГЛС-8) с ламповой накачкой, работающий в режиме свободной генерации на длине волны $\lambda = 1054$ нм, длительностью импульса 0,5 мс. Выходной диаметр пучка лазера составлял 12 ± 1 мм. На данном лазере были получены значения выходной энергии от 1 до 25 Дж.

В первой серии экспериментов мощность генератора плазмы составляла 500 Вт, а выходная энергия лазера 4 Дж. На применяемом спектрометре Ocean Optics FX, была установлена задержка срабатывания в 10 мс после начала импульса лампы накачки, что позволило значительно уменьшить интенсивность засветки от нее и зарегистрировать высококонтрастные линии атома водорода серии Бальмера — H_α (656,3 нм) и H_β (486,1 нм).

При мощности ВЧ-плазмы в 410 Вт температура образца составляла 548 K. После облучения образца лазером, его температура не превышала 555 K. При повторных облучениях и идентичных параметрах экспериментов интенсивность спектральных линий не спадала. Также именно при данных параметрах была обнаружена третья линия серии Бальмера водорода H_γ (434,1 нм) (рисунок 1).

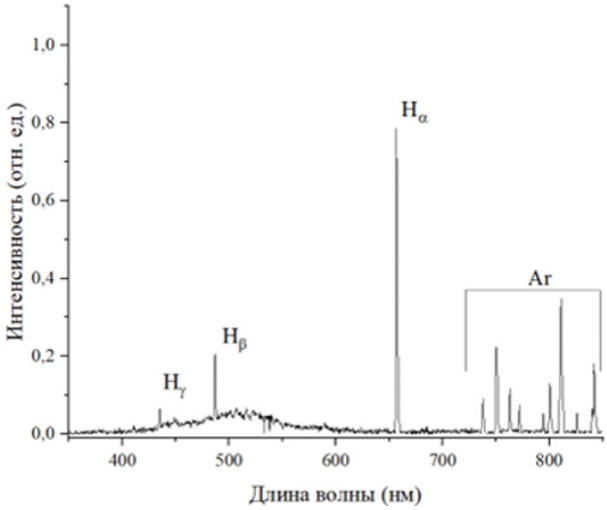


Рисунок 1 – Спектр излучения после лазерного облучения образца Ti-V геттера

Дальнейшее понижение температуры образца до значения 323 K осуществлено при использовании водоохлаждаемого ввода. Мощность ВЧ-плазмы увеличили до 510 Вт, а энергию лазера снизили до 3,2 Дж. Оптоволокно спектрометра было перенесено в торец камеры, для лучшего наблюдения области высвечивания десорбированного газа. В этой серии экспериментов применялся спектрометр Avantes AvaSpec ULS2048L. Измерения проводились с задержкой в 120 мкс после начала разряда накопительных конденсаторов через лампу накачки лазера. В таком случае была значительно снижена интенсивность засветки от импульсной лампы при сохранении контрастности линий водорода, достаточной для последующего анализа (рисунок 2).

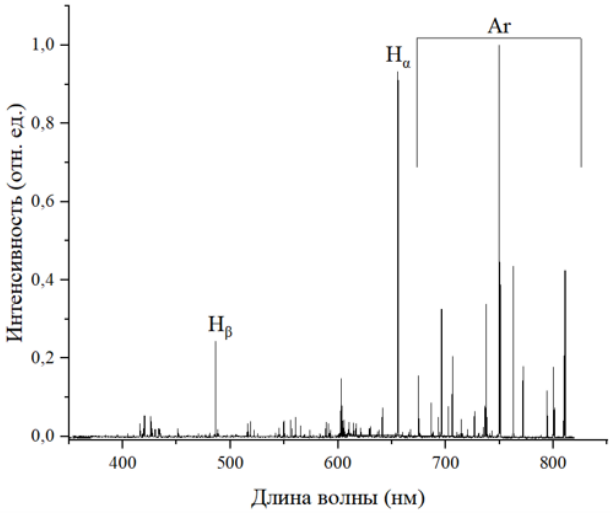


Рисунок 2 – Спектр излучения после лазерного облучения образца титан-ванадиевого геттера после оптимизации условий эксперимента

Таким образом, на базе плазменной установки с высокочастотным разрядом реализован способ неразрушающей диагностики содержания примесей газа в поверхности твердого тела при лазерно-индуцированной десорбции в присутствии фоновой плазмы (LIDS). При лазерном облучении тестового образца титан-ванадиевого геттера в плазме зарегистрированы высококонтрастные линии серии Бальмера Hα, Hβ, Hγ. Метод актуален для диагностики стенок термоядерных установок, особенно в областях, подверженных повышенному накоплению водорода и его изотопов [3].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект №0723-2020-0043).

Литература

1. Linsmeier C. et al. Development of advanced high heat flux and plasma-facing materials // Nucl. Fusion. – 2017. – N9. – V.57. – P. 2

2. Yu J.H., Baldwin M.J., Simmonds M.J., and Zaloznik A. Time-resolved laser-induced desorption spectroscopy (LIDS) for quantified in-situ hydrogen isotope retention measurement and removal from plasma facing materials // Rev. Sci. Instrum. – 2019. – N7. – V. 90. – P. 121

3. Zlobinski M., Beuthen A. Laser Induced Desorption as Hydrogen Retention Diagnostic Method // Plasma Physics and Fusion Technology. – 2016. –N1. – pp 17-98

СОДЕРЖАНИЕ

ДИВЕРТОРНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ А.А. Айрапетов, Л.Б. Беграмбеков, Я.А. Садовский	3
МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ДАННЫМ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА ТОКАМАКЕ Т-10 Я.М. Аммосов, Ф.О. Хабанов, М.А. Драбинский, А.В. Мельников, Л.Г. Елисеев, Н.К. Харчев, С.Е. Лысенко	6
ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОПТИКУ В ИТЭР К.Ю. Вуколов, Е.Н. Андреенко, Р.С. Афанасенко, И.И. Орловский, Р.Н. Родионов	10
РЕЖИМЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРОВ ИОГАННА Е.О. Баронова	13
ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ЭТАНОЛА Т.С. Батукаев, Ю.А. Лебедев, И.В. Билера, Г.В. Крашевская	17
МЕТОД ОЧИСТКИ ПОВЕРХНОСТИ ЗОНДА ЛЕНГМЮРА КОМБИНАЦИЕЙ ИОННОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ТОКОВ С.Н. Андреев, А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин	21
ДИНАМИКА ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ И ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ В ДВУХЧАСТОТНОМ ВЧ ЕМКОСТНОМ РАЗРЯДЕ ЗА ВЧ-ПЕРИОД М.А. Богданова, Д.В. Лопаев, Д.Р. Шибанов	25
МЯГКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ МИШЕНЕЙ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ А.А. Кологривов, А.А. Рупасов, Е.А. Болховитинов, И.А. Стучебрюхов, С.А. Абросимов, Т.А. Шелковенко	29
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА ПРОДУКТОВ ЭРОЗИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ В ДИАГНОСТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ДТР МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО В.А. Бочарников, Л.А. Варшавчик, Е.А. Старовойтов, С.И. Когаков, З.Г. Люллин, Е.Е. Мухин	31
РАСПРОСТРАНЕНИЕ ФРОНТА АЗИМУТАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ В ОТРАЖАТЕЛЬНОМ РАЗРЯДЕ С ТЕРМОКАТОДОМ М.А. Валинуров, А.В. Гавриков, Г.Д. Лизякин, А.П. Ойлер	34
АНАЛИЗ СОСТАВА ДЕЙТЕРИЙ СОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ВРЕМЯПРОЛЁТНОЙ ЛАЗЕРНО- ИСКРОВОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ М.В. Гришаев, Н.Е. Ефимов, Д.Н. Синельников	37
ИСПЫТАТЕЛЬНЫЙ СТЕНД ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ СЕКЦИИ УНИВЕРСАЛЬНОГО МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКОГО ЗОНДА Л.Б. Беграмбеков, А.В Грунин, А.Д. Рожков, Д.П. Скороходов	39
ДИАГНОСТИКА ДИВЕРТОРНОЙ ОБЛАСТИ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 МЕТОДОМ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ Н.В. Ермаков, Н.С. Жильцов, Г.С. Курскиев, Е.Е. Мухин,К.О.Николаенко, Ю.В. Петров, В.А. Соловей, Е.Е. Ткаченко, В.А. Токарев, С.Ю. Толстяков,И.В. Бочаров, К.В. Долгова, И.Ю. Сениченков	43
ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ КАМЕРЫ СИЛЬНОТОЧНОГО ИОННОГО ИСТОЧНИКА СТИС-1С И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ОПТИМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ К.Е. Баркалов, В.А. Ерёмин	46
ПАРАМЕТРЫ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ НЕПРЕРЫВНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ФОРВАКУУМЕ А.А. Зенин, А.С. Климов	50

СОДЕРЖАНИЕ

РЕКОНСТРУКЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МЯГКОМ РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ КОДИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ А.А. Кологривов, А.А. Рупасов, Е.А. Болховитинов, О.П. Иванов, В.Н. Потапов, И.А. Стучебрюхов, С.А. Абросимов	54
ОБ УЧЁТЕ ЭФФЕКТОВ ИОННОЙ ДИНАМИКИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ СПЕКТРОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ А.Ю. Летунов, В.С. Лисица, П.А. Лобода, А.А. Новиков	56
ПАРАМЕТРЫ ПЕРЕНОСА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ТОКАМАКА Т-15МД А.Б. Ляшенко, А.А. Пшенов, А.А. Степаненко	60
РАЗРАБОТКА НОВОГО ЗОНДА С ЗАДЕРЖИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СТРУИ ЭРД Д.А. Майстренко, А.А. Шагайда	61
СО-ОСАЖДЕНИЕ МЕТАЛЛ-ВОДОРОДНЫХ ПЛЁНОК МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ О.С. Медведев, А.Г. Раздобарин, А.М. Дмитриев, Д.И. Елец, Е.Е. Мухин	63
ВКЛАД СОБСТВЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТЕПЛОВЫЕ НАГРУЗКИ НА ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ТОКАМАКАХ-РЕАКТОРАХ П.В. Минашин, А.Б. Кукушкин	65
ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУИ ВЧ-РАЗРЯДОВ В ДИНАМИЧЕСКОМ ВАКУУМЕ И.Ш. Абдуллин, И.К. Некрасов, Ф.Р. Сагитова	69
АДАПТАЦИЯ СПОСОБА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ ПО СПЕКТРУ γ-СИСТЕМЫ TiO ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРОВ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ ПИКСЕЛЕЙ НА ПОЛУШИРИНЕ АППАРАТНОЙ ФУНКЦИИ В.П. Логвиненко, И.Р. Нугаев, А.А. Летунов, Е.В. Воронова, А.В. Князев, Т.Б. Мавлюдов	71
АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОТИКИ НА УСТАНОВКЕ TRT Г.С. Павлова, С.В. Серов, С.Н. Тугаринов, В.В. Серов, Н.В. Кузьмин	75
КОНЦЕПЦИЯ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ В Т-15МД Д.С. Панфилов, А.В. Горшков, Г.М. Асадулин, Ю.И. Толпегина, И.С. Бельбас	78
КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРОВ IMAGE PLATES ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ А.О. Хурчиев, А.В. Скобляков, В.А. Панюшкин, Р.О. Гаврилин, А.В. Богданов, А.В. Канцырев, А.А. Голубев	82
РАЗРАБОТКА ТРОЙНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА ДЛЯ ТОКАМАКА «МИФИСТ» И.И. Пашков, А.В. Казиев, М.М. Харьков, Д.В. Колодко, А.С. Пришвицын, Н.Е. Ефимов, С.А. Крат	84
СОГЛАСУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО В СОСТАВЕ СИСТЕМЫ ВЧ ОЧИСТКИ УЗЛА ПЕРВЫХ ЗЕРКАЛ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ИТЭР Д.А. Резанов, И.В. Орешко, Д.С. Самсонов, Е.Е. Мухин	87
ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС НА ОСНОВЕ БЫСТРОПЕРЕМЕЩАЕМЫХ ЗОНДОВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15МД К.А. Рогозин, С.А. Грашин, А.В. Карпов, В.П. Будаев, А.А. Коньков, С.В. Белоусов, В.С. Квасков	91
СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ МАЛОМОЩНОГО НИЗКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ В.П. Савинов, В.Ю. Тимошенко, В.Г. Якунин	95

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЛУЧЕНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ АНТИМОНИДА ИНДИЯ МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ОТ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОГО ИСТОЧНИКА С.В. Саенко, Е.Д. Вовченко, И.А. Герасимов, И.Г. Григорьева, В.В. Кушин, А.П. Мелехов, Р.Ш. Рамакоти, Г.Х. Салахутдинов	99
ДИАГНОСТИКА НЕЛОКАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СВЕЧЕНИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В ГЕЛИИ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ В ГАЗОАНАЛИЗЕ А.И. Сайфутдинов	103
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ И.А.Бусыгина, И.Г. Григорьева, П.Ю. Наумов, А.С. Савелов, Г.Х. Салахутдинов	107
СПЕКТРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ С.В. Серушкин	109
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ А.В. Скобляков, Д.С. Колесников, А.В. Канцырев, А.А. Голубев	113
МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ПЛАЗМЫ Z-ПИНЧА Г.А. Старцев, А.Н. Грицук	114
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ ВНУТРЕННЕГО ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА DIII-D В РЕЖИМЕ ФЛУКТУИРУЮЩЕГО ДЕТАЧМЕНТА А.А. Степаненко	116
ДИНАМИКА ПЛАЗМЕННЫХ ФИЛАМЕНТОВ НА ПЕРИФЕРИИ ПЛАЗМЕННОГО ШНУРА ТОКАМАКА С УЧЁТОМ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ДЕБАЕВСКОГО СЛОЯ А.А. Степаненко	118
ГЕОПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ ЗИМНЕЙ НОЧНОЙ ДУГИ ПОЛЯРНОГО СИЯНИЯ, ПРОТЯНУВШЕЙСЯ ВДОЛЬ БЕРЕГОВЫХ ГРАНИТОВ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ E.E. Timofeev, I.V. Artamonova, T.S. Virdi, M.K. Vallinkoski	121
НАРАБОТКА ОЗОНА В ПЛАЗМЕ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА В СМЕСЯХ МЕТАНА С КИСЛОРОДОМ И ВОЗДУХОМ А.П. Торбин, А.В. Демьянов, И.В. Кочетов, П.А. Михеев	125
ТЕМПЕРАТУРА КОНТРАГИРОВАННОГО РАЗРЯДА ПОСТОЯННОГО ТОКА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА Р.С. Трошкин, А.А. Фирсов	129
МОНИТОРИНГ МАСС-ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПРИ ИСПАРЕНИИ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ В ФОРВАКУУМНОМ ДИАПАЗОНЕ ДАВЛЕНИЙ А.В. Тюньков, А.А. Андронов	133
ПРОБЛЕМА ПЕРВОГО ЗЕРКАЛА ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД Д.А. Федоров, Е.Н. Андреенко, К.Ю. Вуколов, И.И. Орловский	137
СИСТЕМА МНОГОКАДРОВОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПЛАЗМЫ НА ОСНОВЕ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ А.М. Харрасов, В.И. Крауз, В.В. Мялтон, В.П. Виноградов, А.Б. Козлов, Н.П. Бадалян	140

СОДЕРЖАНИЕ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ЛИТИЯ В ЗАДАЧАХ ЛАЗЕРНО-ИСКРОВОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ И.П. Цыгвинцев, Е.Д. Маренков, Н.Е. Ефимов, Д.Н. Синельников, Ю.М. Гаспарян	143
ПОЛУЧНЕИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЛАСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА С ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ МИШЕНЬЮ В РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧАХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ ПОСРЕДСТВОМ КАМЕРЫ ОБСКУРЫ Н.Н. Шамаева, К.В. Сафронов, В.А. Флегентов, С.А. Горохов, Д.С. Гаврилов, Е.С. Борисов, Н.Ю. Титаренко, А.В. Потапов	147
УТОЧНЕНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ ТОКАМАКА Т-15МД ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ДВОЙНОГО ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ ПУЧКОМ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И.А. Шелегеда, М.А. Драбинский	148
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКА ВЧ-ПЛАЗМЫ ПОНИЖЕННОГО ДАВЛЕНИЯ С УЧЕТОМ МОДЕЛЬНОГО ОБРАЗЦА А.Ю. Шемахин, В.С. Желтухин	152
ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ДЕСОРБЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ПРИСУТСТВИИ ПЛАЗМЫ ВЧИ РАЗРЯДА Г.И. Рыкунов, А.И. Алиева, Д.В. Колодко, А.В. Казиев, Ю.М. Гаспарян	154
СОДЕРЖАНИЕ	157