

**МАГНИТНЫЕ
ЛОВУШКИ**

УДК 533.9

**ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ НА ПЕРЕНОС
НЕЙТРАЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ГДЛ¹**

© 1997 г. П. А. Багрянский, Е. Д. Бендер, А. А. Иванов, А. Н. Карпушов,
С. Коллатц *, С. Краль *, К. Ноак *, С. В. Мурахтин

ГНЦ РФ "Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера" СО РАН
*Исследовательский центр "Россендорф", Р. О. Vox 510119, D-01314 Дрезден, ФРГ

Поступила в редакцию 10.06.97 г.

Исследовано влияние титанирования первой стенки на удержание плазмы в газодинамической ловушке. После нанесения титана на внутреннюю поверхность вакуумной камеры перезарядные потери быстрых частиц стали много меньше потерь, наблюдаемых в разрядах без титанирования. Для типичных выстрелов изучено временное поведение пространственного распределения плотности нейтрального газа, а также произведено моделирование поведения нейтрального газа при помощи кода, основанного на методе Монте-Карло. Сравнение результатов эксперимента с результатами численного моделирования показывает, что коэффициент рециклинга первой стенки после нанесения титановой пленки близок к единице.

1. ВВЕДЕНИЕ

Покрытие первой стенки квазистационарных термоядерных установок пленками титана, углерода, бериллия и т.п. позволяет значительно снизить уровень примесей внутри плазмы и, как следствие, улучшить ее удержание. С другой стороны, состояние первой стенки важно также в импульсных экспериментах с инъекцией нейтральных пучков, в частности для газодинамической ловушки (ГДЛ). Это важно, поскольку стенки вакуумной камеры бомбардируются потоком высокоэнергичных вторичных атомов из плазмы, способных при бомбардировке высвободить со стенок большое количество нейтральных частиц.

ГДЛ представляет собой осесимметричный пробкотрон для удержания столкновительной водородной плазмы с популяцией быстрых ионов. Схематическое изображение ГДЛ показано на рис. 1. Двухкомпонентная плазма удерживается в длинной соленоидальной центральной ячейке (1) с двумя торцевыми пробками [1]. Рабочий выстрел начинается с заполнения ловушки мишенной плазмой вдоль силовых линий. Для генерации плазмы используется газоразрядный источник (4), установленный в одном из торцевых баков. После заполнения центральной части ловушки мишенная плазма нагревается при помощи инъекции шести атомарных пучков из инжекторов (5), расположенных двумя группами с противоположных сторон центральной ячейки. Температура нагретой мишенной плазмы, измеренная в последних экспериментах [2], превышает 100 эВ. Энергетический спектр быстрых ионов после

торможения в мишенной плазме охватывает широкий диапазон энергий – от сотен эВ вплоть до энергии инъекции. Наиболее важные технические параметры установки, а также характерные параметры плазмы приведены в таблице.

Главной задачей экспериментов на установке является исследование различных аспектов физики удержания плазмы в ГДЛ, существенных для развития проекта источника нейтронов с энергией 14 МэВ на основе ГДЛ, который был предложен в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера. В настоящее время проект развивается ИЯФ им. Г.И. Будкера совместно с рядом институтов [3]. Сотрудничество с Исследовательским центром "Россендорф" направлено на создание интегрированного транспортно-кода, предназначенного для расчетов параметров плазмы и нейтрального газа в центральной ячейке ГДЛ при инъекции мощных атомарных пучков.

Интегрированный код предназначен для моделирования поведения мишенной плазмы, популяции быстрых частиц и нейтрального газа [4]. Отдельные модули в настоящее время проходят стадию отладки путем сравнения с экспериментальными данными, полученными на установке ГДЛ.

Настоящая работа посвящена изучению поведения нейтрального газа и перезарядных потерь быстрых ионов в условиях, когда на внутреннюю стенку центральной ячейки наносилась титановая пленка. Ранее эксперименты проводились без специальной подготовки стенок вакуумной камеры. При этом наблюдалось значительное ухудшение вакуумных условий в процессе инъекции атомарных пучков, вызванное приходом большого

¹ Статья была подготовлена к 80-летию М. С. Иоффе.

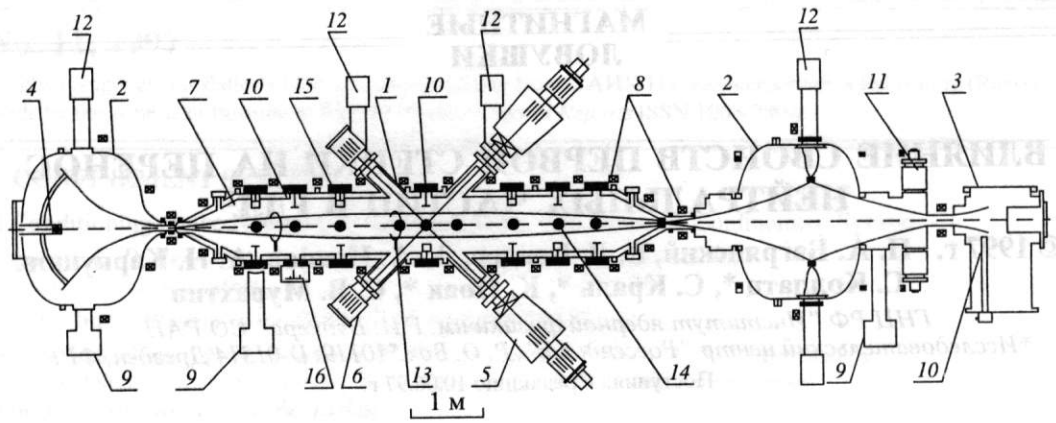


Рис. 1. Установка ГДЛ: 1 – центральная ячейка; 2 – торцевые ячейки; 3 – поглотитель плазмы; 4 – плазменная пушка; 5 – инжекторы пучков нейтралов; 6 – поглотители пучков нейтралов; 7 – первая стенка; 8 – катушки магнитного поля; 9 – турбомолекулярные насосы; 10 – испарители Ti; 11 – титано-геттерные насосы; 12 – гелиевые крионасосы; 13 – петли для измерения диамагнетизма; 14 – болометры; 15 – датчики инверсно-магнетронного типа; 16 – масс-спектрометр.

количества газа со стенок при их бомбардировке быстрыми атомами перезарядки. Наблюдения показали, что недостаточная чистота поверхности первой стенки является существенным препятствием на пути достижения режимов с малыми перезарядными потерями быстрых ионов. Наличие нескольких монослоев молекул газа, адсорбированных на поверхности стенки, обуславливает высокий коэффициент рециклинга, т.е. один быстрый нейтрал способен выбить с поверхности стенки много молекул газа. Для того чтобы предотвратить образование монослоев газа, в термоядерных исследованиях и, в частности, в открытых ловушках, широко используется нанесение титановых пленок на стенки вакуумной камеры [5]. С другой стороны, альтернативный способ подготовки стенки – прогрев вакуумной камеры невозможен в ГДЛ по целому ряду технических причин. Поэтому было решено установить в центральной части ловушки систему импульсных электродуговых испарителей титана, которая могла бы всякий раз, когда свойства стенки за-

метно ухудшатся из-за накопления на ней адсорбированного газа, за короткое время покрывающей ее стенки свежей титановой пленкой.

Основные цели настоящей работы были следующие:

- 1) оптимизировать процедуру подготовки первой стенки и технологию нанесения титана в условиях реального эксперимента;
- 2) уменьшить перезарядные потери быстрых ионов за счет достижения более высоких вакуумных условий при значительно более низком газе выделении со стенок во время выстрела;
- 3) осуществить моделирование временного введения пространственного профиля нейтралового газа внутри центральной ячейки ГДЛ;
- 4) сравнить измеренную динамику плотности газа с результатами моделирования для оценки коэффициента рециклинга титанированной поверхности первой стенки.

2. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА ГДЛ

Вакуумная система ГДЛ состоит из трех ячеек: центральной ячейки, где удерживается основная плазма, и торцевых ячеек, присоединенных с двух сторон к основной. Объем центральной ячейки, включая баки инжекторов, составляет 9 м^3 . Объем бака, где расположена плазменная пушка, – 5 м^3 . В противоположном баке объемом 5.5 м^3 располагается МГД-стабилизатор (касп). Все разъемные соединения герметизируются при помощи уплотнителей, изготовленных из вакуумной резины или витона. Центральная ячейка и торцевые камеры откачиваются при помощи турбомолекулярных насосов типа “ТМН-1500”. Дополнительно установлены четыре гелиевых крионасоса со скоростью откачки 2.5 м^3 (по водороду) каждый. Два из них расположены на центральной ячейке.

Параметры ГДЛ

Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в средней плоскости	до 0.22 Тл
Поле в пробках	2.5–15 Тл
Энергия инъекции	до 16 кэВ
Мощность инъекции	до 4.5 МВт
Длительность импульса	$\approx 1.2 \text{ мс}$
Угол инъекции	45°
Средняя энергия быстрых ионов	3–10 кэВ
Плотность быстрых ионов	до 10^{12} см^{-3}
Плотность мишенной плазмы	$(0.1\text{--}1.5) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$

остальные – на торцевых баках. Конструкция крио-насосов позволяет переохладить жидкий гелий, так что давление насыщенных паров водорода может быть уменьшено менее, чем до 5×10^{-6} Па. В центральной ячейке имеются также азотные ловушки, охлаждаемые жидким азотом, со скоростью откачки $3.5 \text{ м}^3/\text{с}$ (для паров воды). Торцевые ячейки дополнительно снабжены импульсными титано-геттерными насосами, также охлаждаемыми жидким азотом [6]. Скорость откачки каждого из них – 2.5 м^3 (по водороду). Два таких насоса расположены в торцевой ячейке, содержащей касп, три – в баке плазменной пушки. Каждый из трактов атомарных инжекторов имеет объем 0.3 м^3 . Для уменьшения потока газа из инжекторов в центральную ячейку используются жалюзи, установленные между инжекторными трактами и входами в вакуумную камеру; жалюзи ориентированы вдоль траекторий частиц пучка и имеют геометрическую прозрачность 0.98. Вместе с тем жалюзи имеют малую проводимость для сопутствующего газа. Таким образом удалось достичь временной задержки более 10 мс между срабатыванием инжекторов и появлением газа в центральной ячейке. При этом, согласно результатам специальных измерений, поток газа из инжекторных трактов стал много меньше потока, обусловленного другими источниками. Приемники пучков расположены напротив инжекторов и снабжены жалюзийными системами аналогичной конструкции.

2.1. Испарители титана

Металлические пленки, нанесенные электродуговыми испарителями с высокой скоростью испарения, имеют некоторые особенности. Часто наблюдается отслаивание пленок, особенно если их толщина превосходит 0.1 мм. Для того чтобы избежать отслаивания, на внутренней поверхности стенки центральной ячейки был смонтирован специальный лайнер из нержавеющей стали. Лайнер состоит из отдельных панелей толщиной 2 мм, укрепленных непосредственно на стенках камеры. Перед монтажом пластины были подвергнуты пескоструйной обработке, мойке и вакуумному отжигу при температуре 450°C . При пескоструйной обработке поверхность пластин становится шероховатой. Преимущество сильно шероховатой поверхности двояко: с одной стороны, увеличивается адгезия нанесенной на пластину титановой пленки, а с другой – в 1.4–2 раза увеличивается скорость откачки [7].

После установки пластин система сначала была откачана. Затем была произведена очистка первой стенки при помощи тлеющего разряда, для чего в центральной ячейке была предварительно смонтирована система из пяти независимых анодов. Сначала разряд горел в аргоне при

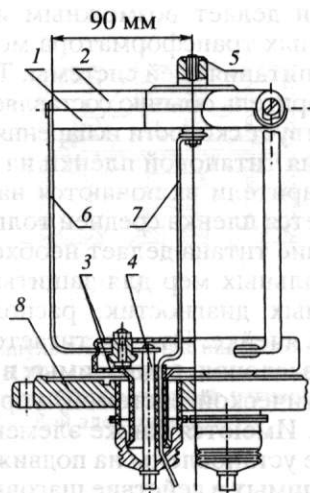


Рис. 2. Испаритель: 1 – молибденовый экран; 2 – титановый электрод; 3 – экран из нержавеющей стали; 4 – медный проводник; 5 – поджигающее устройство; 6 – молибденовый проводник; 7 – проводник к поджигающему устройству; 8 – вакуумная пробка.

давлении 200 Па и продолжался 12 ч. Затем очистка была продолжена в водородном разряде при том же давлении также в течение 12 ч. Процедура очистки была завершена, когда проинтегрированная по времени средняя плотность тока превысила $0.4 \text{ Кл}/\text{см}^2$ (в равных количествах для разрядов в разных газах).

Для равномерного нанесения пленки на поверхность лайнера (21 м^2) в центральной ячейке установлены девять испарителей титана (см. (10) на рис. 1). Общий вид испарителя схематически показан на рис. 2 [6]. Испаряемое титановое тело выполнено в виде трехлучевой звезды (2). Концы электродов (лучей) соединены с фазами трехфазного источника питания. Катодные пятна удерживаются на поверхности титановых стержней, совершая ретроградное движение в магнитном поле, создаваемом осциллирующими токами, текущими вдоль электродов. Такая конструкция обеспечивает равномерное распыление электродов. Обратная сторона электродов защищена молибденовым экраном (1), который не позволяет проникать туда катодным пятнам. Дуга инициируется поджигающим устройством (5), основанном на поверхностном пробое изолятора. Такой тип поджигающего устройства показал очень высокую степень надежности и высокую стабильность поджига дуги. Импульсы напряжения подаются на него через специальный проводник (7). Длительность дугового разряда варьируется включением или выключением тиристорных управляющих током в фазах источников питания. Испарители работают в импульсном режиме, поэтому их средний ток достаточно мал. Невысокое среднее потребление электрической мощности

испарителями делает возможным использовать три трехфазных трансформатора мощностью по 2.5 кВА для питания всей системы. Ток через отдельный испаритель обычно составляет 300–400 А, что соответствует скорости испарения 15–20 мкг/с. Для нанесения титановой пленки на поверхность лайнера испарители включаются на 0.25 с. При этом образуется пленка средней толщиной около 3 Å. Испарение титана делает необходимым принятие специальных мер для защиты от напыления различных диагностик, расположенных в центральной ячейке. Это достигается при помощи системы заслонок, приводимых в действие общей пневматической системой, управляемой от компьютера. Имеются также элементы диагностик, которые установлены на подвижных устройствах, приводимых в действие шаговыми двигателями. Положение диагностик и работа шаговых двигателей также контролируются компьютером. Перед началом процедуры нанесения пленки эти диагностик выдвигаются в области, защищенные специальными экранами.

После запуска системы титанирования она успешно эксплуатируется на установке ГДЛ в течение последних трех лет. За это время было произведено около 30000 циклов испарения. Опыт показывает, что среднее время безотказной работы испарителя превышает один год. Средняя толщина нанесенной за время пленки оценивается в 10 мкм. До настоящего времени не наблюдалось заметного отслаивания титановой пленки от поверхности первой стенки. Это подтверждается также постоянным мониторингом мощности радиационных потерь. Малый уровень мощности этих потерь указывает на отсутствие заметного количества титановой пыли.

2.2. Подготовка первой стенки и создание вакуумных условий

Типичная процедура подготовки вакуумных условий перед началом серии экспериментальных выстрелов после разгерметизации установки состоит из:

- 1) форвакуумной откачки, которая обычно продолжается 1.5–2 ч;
- 2) предварительной откачки при помощи турбомолекулярных насосов в течение 2–3 ч, давление остаточного газа в конце этой фазы составляет $(1-3) \times 10^{-3}$ Па;
- 3) высоковакуумной откачки с использованием турбомолекулярных насосов и азотных ловушек, которая длится обычно 3–5 ч, давление при этом достигает $(2.7-5.6) \times 10^{-4}$ Па;
- 4) включения испарителей и периодического напыления титановой пленки на стенки центральной ячейки, поверхности титано-геттерных насосов и на стенки приемника плазмы, располо-

женного за баком МГД-стабилизатора (рис. 1). На начальной стадии период работы испарителей составляет обычно 30 с. Через 0.5 ч период увеличивается до 60 с, затем еще через 0.5 ч – до 100 с. При этом через 2–5 ч давление остаточного газа падает до $(2.7-6.5) \times 10^{-5}$ Па. Для завершения этой стадии производится несколько десятков рабочих выстрелов сначала только с инъекцией мишенной плазмы, затем включаются инжекторы пучков. При непрерывной откачке всеми вышеперечисленными средствами давление в центральной ячейке достигает $(1.1-2.7) \times 10^{-5}$ Па;

5) на последней стадии дополнительно заполняются гелиевые крионасосы. При переохлаждении жидкого гелия давление в центральной ячейке может достигать $(4.9-6.5) \times 10^{-6}$ Па.

При работе без разгерметизации вакуумной камеры процедуры 2–4 или 2–5 повторяются ежедневно согласно следующему сценарию: предварительная откачка (2) – 1 ч; высоковакуумная откачка (3) – 0.5 ч; напыление титана (4) – 1 ч.

В ходе эксперимента пучки атомов инжектируются с интервалами в 60 с. В каждом акте инъекции пучков в вакуумную камеру поступает около 3×10^{19} водородных молекул. Экспериментальные выстрелы с плазмой повторяются через 5 мин. Принимая во внимание дополнительный напуск газа из плазменной пушки, полное число молекул, поступающее в камеру за один выстрел из такой серии, можно оценить как 2×10^{20} .

После 5–10 экспериментальных выстрелов производится напыление титана 10–30 рабочими импульсами системы испарителей. Давление в промежутке между рабочими выстрелами при этом составляет около $(0.5-1.1) \times 10^{-5}$ Па в зависимости от того, задействованы или нет гелиевые крионасосы.

Скорость откачки свеженапыленной титановой пленкой была определена при помощи импульсного напуска водорода в центральную ячейку с последующим измерением характерного времени спада давления. Определенная таким образом скорость откачки титановой пленкой составила $1.5-2$ л/(с см²), что находится в хорошем согласии со справочными данными относительно свойств чистой титановой поверхности при комнатной температуре [8]. Важно заметить, что эти свойства оставались неизменными в течение трех лет работы с системой титанирования первой стенки установки ГДЛ.

2.3. Контроль вакуумных условий

Состав остаточного газа определялся при помощи квадрупольного масс-анализатора (КМА), установленного в центральной ячейке ГДЛ. Основные компоненты остаточного газа – кислород, азот, пары воды и метан. КМА регистрирует

их примерно в равных парциальных давлениях в промежутках между выстрелами. После выстрела парциальное давление водорода становится на два порядка выше, чем давления остальных газов. Это дает основание в дальнейшем пренебрегать динамической плотностью других газов по сравнению с плотностью водорода.

Давление внутри вакуумной камеры ГДЛ измеряется стандартными магнеторазрядными датчиками с временным разрешением 2 с. Для изучения динамики давления во время выстрела используются пять импульсных датчиков инверсно-магнетронного типа (ИДИМ). Они установлены эквидистантно в центральной ячейке на расстоянии 20 см от стенки (рис. 1). Конструкция ИДИМ близка к описанной в [9], его отличие состоит в специфических условиях работы датчика в импульсном магнитном поле ГДЛ. Импульс магнитного поля ГДЛ имеет длительность ~ 100 мс, что сравнимо с временем обезгаживания внутренних поверхностей ИДИМ на начальной стадии разряда в датчике. Газовыделение с поверхностей датчиков оказалось настолько значительно, что препятствовало корректным измерениям давления. Для минимизации выделения газа датчики прогревались до 1000°C с помощью встроенных проволочных нагревателей (3 на рис. 3). Дополнительно было достаточно 5–7 выстрелов при высоких вакуумных условиях для уменьшения паразитного влияния газовыделения до приемлемого уровня. Проволочная петля 2 (рис. 3) изготовлена из торированного вольфрама, который нагревается до 1500°C . Петля эмитирует электроны, что позволяет избежать неконтролируемых запаздываний зажигания разряда в датчике. Измеренная чувствительность датчиков была различной и зависела в основном от величины магнитного поля в месте расположения датчика. Чувствительности датчиков лежали в диапазоне 5–20 мА/Па. Временное разрешение было измерено и составляет 150 мкс.

Перезарядные и радиационные потери из плазмы измерялись системой пирозлектрических болометров. На рис. 1 показано расположение болометров. Вблизи центральной плоскости центральной ячейки быстрые ионы частично перезаряжаются на нейтральных частицах и покидают плазму в относительно небольшом диапазоне питч-углов. Поэтому, используя подвижный коллиматор, установленный на одном из болометров в центральной плоскости, можно разделить вклады перезарядных и радиационных потерь. Во всех рассмотренных режимах работы радиационные потери были малы по сравнению с перезарядными. Энергосодержание мишенной плазмы и быстрых ионов определялось при помощи диамагнитных зондов, расположенных в центральной плоскости и за точкой остановки быстрых ионов. Эффективное время жизни быстрых частиц от-

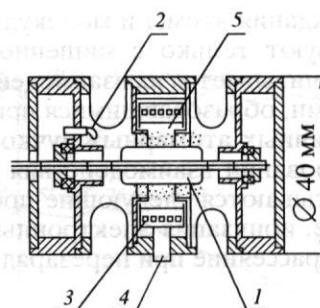


Рис. 3. Импульсный датчик инверсно-магнетронного типа (ИДИМ): 1 – анод; 2 – эмиссионный электрод; 3 – встроенный проволочный нагреватель; 4 – коллектор; 5 – слой электронов.

носительно перезарядки вычислялось как отношение энергосодержания быстрых частиц к полной мощности перезарядных потерь и использовалось затем для сравнения вакуумных условий до и после установки системы испарителей титана. Радиальные профили плотности и температуры были измерены подвижными ленгмюровскими зондами, системой томсоновского рассеяния и датчиками ослабления нейтральных пучков. Полученные данные были использованы в дальнейшем для расчетов поведения нейтрального газа при помощи кода "TUBE".

3. КОДЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИКИ НЕЙТРАЛЬНОГО ГАЗА

3.1. Краткое описание кода

В рамках разработки проекта нейтронного источника на основе ГДЛ в Исследовательском центре "Росендорф" был создан код "TUBE" для моделирования динамики нейтрального газа [4]. Детальное описание кода будет вскоре опубликовано. Здесь представлена краткая информация о его главных особенностях. Код осуществляет моделирование по методу Монте-Карло переноса нейтральных частиц внутри металлического объема, который может быть составлен из цилиндрических и конических поверхностей. В настоящее время код позволяет моделировать динамику только атомов и молекул водорода. Их столкновения с водородной плазмой и стенками объема моделируются аналогично коду "EIRENE", который был развит для решения аналогичных задач в токамаках [10, 11]. Данные, необходимые для моделирования всех необходимых физических процессов, взяты из [12–19]. В качестве входных данных в "TUBE" используются параметры осесимметричной максвелловской мишенной плазмы с распределениями плотности и температуры $n(r, z, t)$ и $T(r, z, t)$ соответственно r, z – цилиндрические координаты, t – время). В нынешней версии "TUBE" предполагается, что в процессе слу-

чайного блуждания атомы и молекулы водорода взаимодействуют только с мишенной плазмой, при этом не учитывается их взаимодействие с быстрыми ионами, образовавшимися при инъекции высокоэнергичных атомарных пучков в плазму. При моделировании взаимодействия с основной плазмой учитываются следующие процессы: поглощение, т.е. ионизация электронным или ионным ударом; рассеяние при перезарядке на ионах плазмы.

Результаты расчетов по методу Монте-Карло являются величинами, усредненными по элементам разбиения поверхности, объема, энергии и времени. Эти разбиения могут быть предварительно заданы пользователем как входные параметры.

Нейтральный газ внутри ГДЛ состоит из нескольких компонент, которые создаются различными источниками. В настоящее время "TUBE" представляет собой четыре подпрограммы, каждая из которых описывает свой независимый источник газа.

1. Газовая подпитка. Эта подпрограмма была использована для изучения эффективности устройства, осуществляющего газовую подпитку, необходимую для поддержания плазмы в проекте водородного прототипа источника нейтронов [4, 20].

2. Остаточный газ. Эта подпрограмма запускает молекулы водорода изотропно по разным направлениям из точек пространства, равномерно распределенных внутри центральной ячейки ГДЛ. Их энергетическое распределение соответствует комнатной температуре. Начальная плотность газа задается по результатам измерений.

3. Взаимодействие плазмы с лимитером. Данная подпрограмма запускает нейтралы с поверхности заданных пользователем лимитеров следующим способом. Предполагается, что ионы плазмы, движущиеся в сторону лимитера, ускоряются в дебаевском слое вблизи его поверхности (в направлении, перпендикулярном поверхности). Перепад потенциала в слое предполагается $(4.6 \pm 0.1)Te$ (что согласуется с результатами измерений). Ускоренный ион взаимодействует с поверхностью лимитера согласно модели отражения для атомов (см. 3.2).

4. Рождение вторичных нейтралов перезарядки как источник. Данный источник задается как множество точек рождения с необходимыми кинематическими параметрами для стартующих нейтралов. Эта опция используется как для "теплых" нейтралов, рожденных в процессе захвата нейтральных пучков в мишенную плазму, так и для "быстрых" нейтралов, которые рождаются в процессе перезарядки быстрых ионов на нейтральном газе. Для моделирования требуемого распределения быстрых ионов используется код "FIT" [4].

3.2. Расчеты для ГДЛ при помощи "TUBE"

Для сравнения результатов эксперимента и численного моделирования была проведена серия специальных измерений динамики нейтрального газа в центральной части ГДЛ. Вычисления пространственного и временного поведения каждой из компонент нейтрального газа были проделаны независимо для каждого типа источника. Вычисления для остаточного газа как источника начинались непосредственно с началом работы пушки за 2–3 мс до инъекции атомарных пучков. Начальные условия задавались согласно результатам измерений давления газа в центральной ячейке. Расчеты с газом от лимитеров также начинались с момента запуска плазменной пушки. Данные, необходимые для расчетов источника, извлекались из измеренных распределений плотности и температуры. Атомарная инъекция иницирует источники "теплых" и "быстрых" нейтралов. Первый определяется только условиями инъекции нейтральных пучков, в то время как второй связан с количеством быстрых ионов внутри системы. Пространственное распределение свойств источника "быстрых" нейтралов было получено при помощи кода "FIT". В этих расчетах нейтральный газ приближенно моделировался при помощи "TUBE" для трех других независимых газовых компонент. Все расчеты продолжались до момента 2 мс после старта атомарных пучков.

Особенностью данных расчетов является модель взаимодействия со стенкой, которая использована в "TUBE" для моделирования столкновений нейтралов с покрытой титаном внутренней поверхностью камеры. Используемые модели для атомов и молекул различны. Молекулы имеют низкую энергию, которая определяется температурой стенки. Поэтому предполагается, что молекула, сталкивающаяся с поверхностью, не проникает внутрь, а выбивает одну молекулу, адсорбированную на поверхности. Направление разлета вторичных молекул выбиралось случайно из косинусного распределения относительно нормали к поверхности, а энергия принималась равной энергии первичной молекулы. Модель отражения, использованная для атомов, более сложна. Более того, имеется некоторая неопределенность, вызванная отсутствием надежных данных для энергий столкновений ниже 10 эВ. Основываясь на опубликованных данных, в "TUBE" была принята следующая схема расчетов. Предполагалось, что атом водорода, ударяющийся о поверхность с энергией E^{inc} и статистическим весом WT^{inc} , затем отражается с весом

$$WT^{refl} = WT^{inc} R_N (1 - p_{abs}) \quad (1)$$

и энергией

$$E^{refl} = E^{inc} R_E. \quad (2)$$

Кроме того, эмитируется молекула с весом

$$WT_{H_2}^{refl} = \frac{1}{2} WT^{inc} (1 - R_N)(1 - p_{abs}), \quad (3)$$

где $R_N(E^{inc})$ и $R_E(E^{inc})$ – коэффициенты отражения для частиц и энергии соответственно [14, 15] p_{abs} – вероятность “прилипания” к стенке. При $p_{abs} = 1$ уравнения (1) и (3) представляют модель “насыщенной стенки”. Для атомов с $E_{inc} < 10$ эВ код “TUBE” включает также модель “откачивающей стенки”, в которой атомы поглощаются стенкой с вероятностью

$$p_{abs} = \exp\left(-\frac{E^{inc}}{E_S}\right) \quad (4)$$

где E_S – энергия связи с поверхностью. Для вычислений по последней модели использовано $E_S = 1$ эВ. В качестве распределения по вторичным направлениям вылета в “TUBE” использована суперпозиция косинусного распределения и распределения, возникающего при зеркальном отражении [11]. В расчетах использовался параметр

$$\gamma = \frac{\text{отраженные нейтральные атомы} + 2 \times \text{молекулы со стенки}}{\text{нейтралы, ударяющиеся о стенку}} \quad (5)$$

$\gamma \leq 1$ в зависимости от энергетического спектра нейтралов, бомбардирующих стенки. В частности, для быстрых нейтралов, которые представляют особый интерес (см. разд. 4), $\gamma = 1$.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И РАСЧЕТОВ

Время жизни быстрых частиц относительно процесса перезарядки, измеренное в выстрелах до и после установки системы напыления титана, показано на рис. 4. Видно, что при титанировании стенок перезарядное время жизни быстрых ионов существенно возрастает, достигая 10 мс. В противоположность этому, в выстрелах без титанирования время жизни уменьшается во время импульса инжекции нейтральных пучков вследствие сильного газовыделения со стенки, вызванного бомбардировкой быстрыми нейтралами. Таким образом, газовыделение со стенки было значительно уменьшено при использовании напыления титана. Соответственно, примерно на два порядка уменьшились перезарядные потери быстрых ионов. Их роль оказывается при этом пренебрежимой в энергетическом балансе, в то время как ранее они были доминирующими [22].

Изменение плотности газа во времени измерялось системой датчиков ИДИМ. На рис. 5 представлены результаты измерений в центральной плоскости для двух режимов. Первый, обозначенный как “свежая Ti-пленка”, произведен через

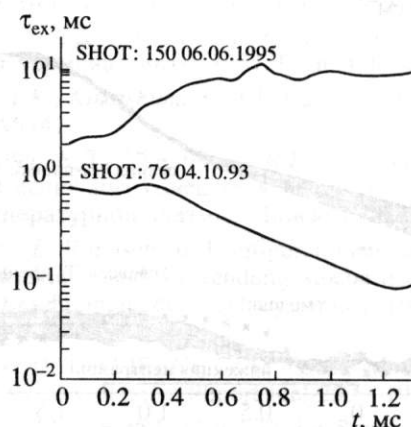


Рис. 4. Время перезарядки быстрых ионов до титанирования и после.

смешивания 0.5. Модель с “поглощением”, использованная в расчетах для ГДЛ, предполагает, что коэффициент рециклинга, определяемый аналогично [21],

5 мин после напыления титана, другой, обозначенный как “старая Ti-пленка”, через час. Для данных параметров плазмы и атомарной инжекции распределение нейтрального газа было рассчитано при помощи кода “TUBE”. Особенно подробно динамика газа была определена в областях, где располагались датчики. В расчетах стенки камеры моделировались замкнутой цилиндрической и конической поверхностью без отверстий для диагностик и атомарных пучков. На рис. 5 представлены результаты расчетов, выполненных с использованием модели “с поглощением”. Плотность газа, полученная для модели “насыщенной стенки”, лишь незначительно выше. Хорошее согласие между численными и экспериментальными результатами позволяет сделать два заключения: во-первых, что “свежая Ti-пленка” может быть охарактеризована как чистая титановая поверхность с коэффициентом рециклинга $\gamma \approx 1$ и, во-вторых, что отсутствуют другие источники газа, способные повлиять на быстрые ионы.

Из измеренных данных для “старой Ti-пленки” можно оценить, что через час после напыления γ достигает 4. Для условий без напыления титана величина коэффициента рециклинга была оценена как $\gamma \approx 50-100$. Рисунок 6 показывает вычисленное при помощи “TUBE” временное поведение различных компонент газа, порожденных различными источниками. Особого внимания заслуживают два факта, а именно, что в пике плотности быстрых частиц компонента “теплых”

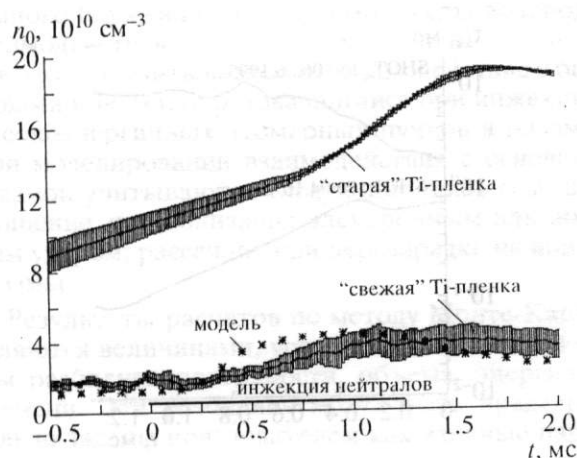


Рис. 5. Временная вариация плотности, измеренная ИДИМ и рассчитанная по коду "TUBE", для средней плоскости.



Рис. 6. Изменение во времени плотности компонент нейтрального газа, рассчитанное по коду "TUBE" для средней плоскости.

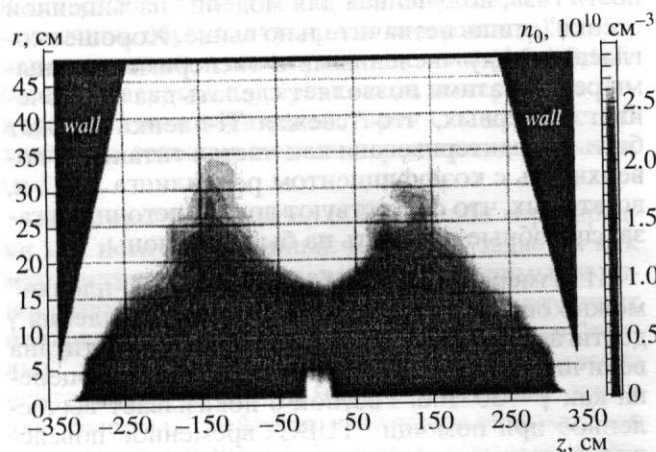


Рис. 7. Рассчитанный пространственный профиль нейтралов в ГДЛ на конечной стадии инжекции нейтральных пучков.

нейтралов дает около 70% полной плотности газа и что вклад от источника "плазма-лимитер" составляет менее 10%. Последнее следует из того факта, что данные эксперименты были проведены без специальных лимитеров, практически лимитерами служили стенки вакуумной камеры вблизи пробок. Поскольку этот источник достаточно удален от центра, длинная вакуумная камера со столбом плазмы внутри значительно снижает проводимость газа. Рисунок 7 представляет r, z -профили суммарной плотности нейтрального газа в момент 0.8 мс (после начала инжекции нейтральных пучков), вычисленные при помощи "TUBE". Рисунок иллюстрирует, что достаточно протяженная центральная часть плазменного столба хорошо себя экранирует; есть лишь два исключения: это область вблизи пробок, которая подпитывается "лимитером", и область вблизи центральной плоскости, которая подпитывается "теплыми" нейтралами. Последний источник определяет перезарядные потери быстрых частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование популяции быстрых ионов — одна из главных задач экспериментальной исследовательской программы на установке ГДЛ. Для уменьшения перезарядных потерь ионов важно понизить уровень газовой выделенности со стенок камеры. Для этой цели в центральной ячейке была установлена система Ti-испарителей электродугового типа для быстрого и равномерного покрытия поверхности стенки в любой момент времени. Для улучшения адгезии пленки внутренняя поверхность стенки была покрыта панелями из нержавеющей стали, которые были предварительно подвергнуты специальной обработке. На основании трехлетнего опыта работы можно заключить, что система испарителей работает с высокой надежностью, не наблюдаются отслаивание титана и попадание его в плазму.

Эволюция нейтрального газа при атомарной инжекции была исследована посредством специальных измерений и при помощи кода "TUBE", основанного на методе Монте-Карло. Хорошее согласие между результатами эксперимента и численного моделирования в случае "свежей" титановой пленки позволяет заключить, что:

коэффициент рециклинга быстрых нейтралов, энергии которых лежат в области (0.1–15) кэВ, близок к единице, чего не было до установки системы испарителей титана. Это также означает, что свеженапыленная пленка титана имеет тот же коэффициент рециклинга, что и чистый металлический титан;

в представленных экспериментах практически отсутствуют источники нейтралов, не учитываемые кодом "TUBE".

Система титановых испарителей позволяет вести эксперименты с атомарной инжекцией в условиях, когда быстрые ионы имеют время жизни относительно перезарядки ~ 10 мс, что много больше длительности эксперимента в настоящее время. Эта благоприятная ситуация в основном достигнута благодаря очень большому уменьшению коэффициента рециклинга быстрых нейтронов на стенках вакуумной камеры.

Благодарности. Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.М. Кудряцеву и Д. Райтеру за их большой вклад в развитие кода "TUBE", физикам из экспериментальной группы ГДЛ за помощь и полезные дискуссии. Авторы также благодарят В.Н. Бородкина и В.В. Мишагина за техническую поддержку эксперимента. Один из авторов (А.К.) благодарит Немецкую Академическую Службу Обменов за финансовую поддержку во время его пребывания в Исследовательском центре "Россендорф".

Работа проведена при частичной поддержке INTAS (исследовательский грант № 0013-94) и Саксонского министерства науки и культуры (исследовательский проект № 7541.83).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мирнов В.В., Рюттов Д.Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термояд. синтез. 1980. Вып. 1. С. 57.
2. Ivanov A.A. et al. // Proc. of 22st EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. (Bournemouth. 1995. Cont. Papers. ECA. V. 19C. P. IV. Pt. 193.
3. Ivanov A.A. et al. // Proc. of 17th Symp. Fusion Techn. Rome, 1993. V. 2. P. 1394.
4. Kumpf H. et al. // Annual Report 1993, Institute of Safety Research, Research Center Rossendorf, Inc. RC Rossendorf: Report FZR-68. P. 58.
5. Simonen T.S. (ed) Summary of TMX-U Results. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory, USA, 1984.
6. Бендер Е.Д., Димов Г.И. // ПТЭ. 1988. № 5. С. 129.
7. Бендер Е.Д. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. термояд. синтез. 1987. Вып. 4. С. 41.
8. Yatsu K., Nakashima Y. // J. Vac. Sci. Technol. 1988. V. A6 (4).
9. Бендер Е.Д., Чуприянов В.Е. // Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. Минск, 1990. С. 230.
10. Reiter D. Randschicht-Konfigurationen von Tokamaks: Entwicklung und Anwendung stochastischer Modelle zur Beschreibung des Neutralgastransports. RC Juelich: Report Juel-1947, 1984.
11. Reiter D. The EIRENE Code – Users Manual (Version: Jan. 92). RC Juelich: Report Juel-2599, 1992.
12. Janev R.K., Smith J. // Nucl. Fusion Suppl. 1993. Special Issue, V. 4.
13. Janev R.K. et al. Elementary Processes in Hydrogen-helium Plasmas. Springer Series on Atoms and Plasmas. V. 4. Berlin and Heidelberg: Springer-Verlag, 1987.
14. Thomas E.W. et al. // Nucl. Instrum. Methods. V. B69. P. 427.
15. Eckstein W. Reflection. Supplement to the Journal Nuclear fusion. 1991. V. 1. (Vienna). P. 17.
16. Tabata T. et al. Dependence of the Backscattering Coefficient of Light Ions Upon Angle of Incident. Nagoya: Institut of Plasma Physics Rep. IPPJ-AM-34, 1984.
17. Eckstein W., Verbeek H. // Nucl. Fusion Suppl. 1984. Special Issue. P. 12.
18. Post D.E., Berich R. Physics of Plasma-Wall Interaction in controlled Fusion, NATO ASI Series B. 1986. V. 131 (New York and London).
19. Eckstein W., Biersack J.P. // J. Appl. Phys. 1985. V. A38. P. 123.
20. Gorbovsky A. I. et al. Preprint № 95-90. Novosibirsk: Budker INP. 1995.
21. Yatsu K. et al. // J. Nucl. Mat. 1990. V. 176. and 177. P. 404.
22. Anikeev A.V. et al. // Proc. of the 18 Symposium on Fusion Technology, Karlsruhe / Ed by. K. Herchbach et al. Amsterdam: North-Holand. 1994. V. 1. P. 459.