

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени бакалавра**

Кафедра физики плазмы

Пинженин Егор Игоревич

Название работы

**Измерение выхода DD реакции на установке
Газодинамическая ловушка**

**Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Максимов В.В.**

Новосибирск – 2008 год

Содержание

Содержание	2
1 Введение	3
2 Установка Газодинамическая ловушка	6
3 Измерение выхода DD реакции	8
3.1 Детекторы на основе сцинтиллятора и ФЭУ	9
3.2 Полупроводниковые детекторы	13
4 Эксперименты с компактным пробкотроном	18
5 Моделирование	21
6 Результаты измерений	24
6.1 Радиальное распределение выхода DD реакции	26
7 Выводы и заключения	28
Список литературы	29

1 Введение

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) была предложена в 1979 году и появилась благодаря стремлению увеличить время удержания плазмы по сравнению с классическим пробкотроном Будкера-Поста [1]. Плазма в ГДЛ состоит из двух компонент: относительно холодной мишенной плазмы и популяции быстрых частиц, которые возникают при захвате инжектируемых нейтральных атомов. Длина свободного пробега ионов мишенной плазмы относительно рассеяния в конус потерь много меньше длины системы: $L \gg \lambda_{ii} \ln R_m / R_m$ где λ_{ii} - длина свободного пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы, L - длина ловушки R_m - пробочное отношение (в ГДЛ $R_m \gg 1$). Время удержания плазмы в этом случае определяется простой газодинамической оценкой

$$\tau \approx L \cdot R_m / v_i ,$$

где v_i - средняя тепловая скорость ионов.

Так как длина свободного пробега быстрых частиц много больше длины установки, то их удержание происходит так же как в обычном пробкотроне: в адиабатическом режиме. Главным каналом потерь энергии быстрыми частицами является их торможение на электронах. Передача энергии ионам мишенной плазмы непосредственно от ионов с энергией, близкой к энергии инжекции мала.

Важными достоинствами ГДЛ являются простая физика продольного удержания: чтобы увеличить время удержания необходимо увеличивать пробочное отношение и длину установки. Подавление МГД неустойчивости осуществляется с помощью создания благоприятной кривизны силовых линий в запробочной области (расширителе), в некоторых случаях целесообразно применять конфигурацию поля антипробкотрон (касп) [2,3]. МГД устойчивость в ГДЛ сохраняется при достаточно высоких значениях плазменного β ($\beta = 8\pi \cdot P / B^2$ - отношение давления плазмы к давлению магнитного поля), вплоть до $\beta = 0.3-0.7$ [4].

Наиболее вероятным сейчас кажется использование ГДЛ в качестве нейтронного источника (энергия нейтронов 14 МэВ, инжекция дейтерия и трития, плотность мощности потока нейтронов $\sim 1-4$ Мвт/м²) [5]. Такой источник предполагается использовать для поиска и изучения материалов, стойких к нейтронному потоку, которому будет подвергаться первая стенка прототипа термоядерного реактора. Преимуществом схемы на основе ГДЛ по сравнению с другими схемами является локализация зон с высоким нейтронным потоком вблизи точек останова [6]. Причем зоны с высоким потоком

нейтронов удалены от дорогостоящих и сложных узлов нейтронного генератора, таких как катушки пробок, инжектора нейтральных атомов.

На установке ГДЛ в течение ряда лет ведутся исследования по нагреву плазмы с помощью инжекции нейтральных атомов и удержанию горячей плазмы. В экспериментах с длительностью инжекции 1.1 мс, мощностью 3.2 МВт, энергией инжектируемых атомов 18 кэВ была достигнута электронная температура 100 эВ; плотность быстрых частиц вблизи точек отражения $\sim 10^{13}$; β до 0.4 [7]. При этом характерное время торможения быстрых частиц на электронах приблизилось к длительности инжекции. Изучались пространственные распределения быстрых частиц и их функция распределения. Результаты сопоставлялись с моделированием с помощью кода MCFIT [8]. Изучались пространственные распределения продуктов выхода D-D реакции и, в частности, было получено экспериментальное доказательство пикировки профиля выхода потока нейтронов вблизи точки останова [9]. Было подтверждено, что рассеяние быстрых частиц обусловлено парными кулоновскими столкновениями. Для дальнейшего увеличения параметров плазмы оказалось необходимо модернизировать систему нагревных инжекторов [10].

Сейчас на установке ГДЛ проводится модернизация системы инжекции атомарных нагревных пучков: длительность инжекции увеличена до 5 мс, энергия увеличена до 22 кэВ, применена фокусировка пучков. На данный момент полностью заменена система питания инжекторов и четыре из шести инжекторов заменены на инжектора нового поколения. В сочетании с наддувом газа в область пробок удалось получить квазистационарный режим удержания плазмы с энергосодержанием быстрых частиц более 1 кДж. Уже сейчас, с возросшей температурой, возросло время торможения быстрых частиц на электронах (именно этим временем определяется время жизни быстрых частиц). После завершения модернизации системы нагревных инжекторов, будет необходимо изучать полученные режимы удержания плазмы и, в частности, изучать распределения продуктов термоядерных реакций. На подготовку к этим экспериментам направлена данная работа.

После сопоставления пространственных распределений и результатов моделирования можно сделать вывод о соответствии кинетики релаксации быстрых ионов теории парных кулоновских столкновений. Кроме этого регистрация продуктов важна, так как выход продуктов DD реакции непосредственно моделируют выход 14 МэВ нейтронов в нейтронном источнике [5,6].

Таким образом основными задачами данной работы являлись конструирование и изготовление датчика на основе PIN диода для регистрации продольного распределения продуктов выхода DD реакции; подготовка к регистрации потока нейтронов в экспериментах с компактным пробкотроном; изучение нового «квазистационарного» режима удержания плазмы: регистрация абсолютных потоков термоядерных продуктов, регистрация зависимости выхода продуктов от времени и изучение радиального распределения.

В ходе работы была освоена методика и техника измерения выхода DD реакции на установке ГДЛ. Автором был разработан, изготовлен и подготовлен к работе дополнительный датчик на основе PIN диода для регистрации продольного распределения 3.02 МэВ протонов, что позволит существенно ускорить регистрацию продольного распределения продуктов DD реакции. В проведенных экспериментах с инжекцией дейтерия регистрировались вблизи точки абсолютный поток 3.02 МэВ протонов и его поперечное распределение. Была проведена модернизация системы обработки данных. Автором было освоено моделирование пространственных распределений термоядерных реакций в ГДЛ. Было проверено соответствие характерного радиального размера области, занятой быстрыми дейтонами и радиального распределения термоядерных протонов. По рассчитанному продольному распределению было оценено общее количество нейтронов, генерируемых установкой. Проведена подготовка к регистрации потока нейтронов в экспериментах с компактным пробкотроном.

2 Установка Газодинамическая ловушка

Установка ГДЛ (рис 1) является осесимметричной открытой ловушкой и состоит из центральной ячейки (расстояние между пробками 7 м); двух пробочных узлов; двух расширителей, обеспечивающих МГД стабилизацию плазмы. В одном из расширителей конфигурация поля может быть изменена на антипробкотрон (касп). В одном из концов установки расположена плазменная пушка для создания первичной плазмы ($n_0=(1-20) 10^{13} \text{ см}^{-3}$ $r_0=6-15$ см, температура 3-10 эВ). Шесть нагревных инжекторов расположены под углом 45° к оси установки; возможна инжекция атомов водорода и дейтерия. После замены системы питания инжекторов длительность инжекции составляет 5 мс. Все эксперименты данной работы проводились при нагреве 4 инжекторами нового поколения (энергия нейтральных атомов 18-22 кэВ) и 2 инжекторами «Старт 3» с новой системой питания. Вблизи пробок установлена система наддува газа (gas box), поддерживающая материальный баланс мишенной плазмы [11]. Подача электрических потенциалов на лимитеры и плазмоприемники [12] позволяет обеспечить МГД стабилизацию плазмы. В стандартные фланцы, расположенные вдоль всей установки, устанавливаются различные диагностики, в том числе и детекторы продуктов D-D реакции, которым посвящена данная работа. Более подробную информацию о Газодинамической ловушке можно найти, например, в [13].

В таблице собраны основные характеристики Газодинамической ловушки:

Полная длина установки	17 м
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле:	
в центре (H_0)	2.7 кГс
в пробках (H_m)	100 кГс
пробочное отношение	~40
Рабочее давление	$3 \cdot 10^{-5}$ Па
Энергия инжекции	18-22 кэВ
Мощность инжекции	4 МВт
Длительность инжекции	5 мс
Угол инжекции	45°
Плотность мишенной плазмы	$4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Электронная температура плазмы	120 эВ
Плотность быстрых ионов в точке отражения	$\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$
Средняя энергия быстрых ионов	10 кэВ
Энергосодержание быстрых ионов	до 1010 Дж

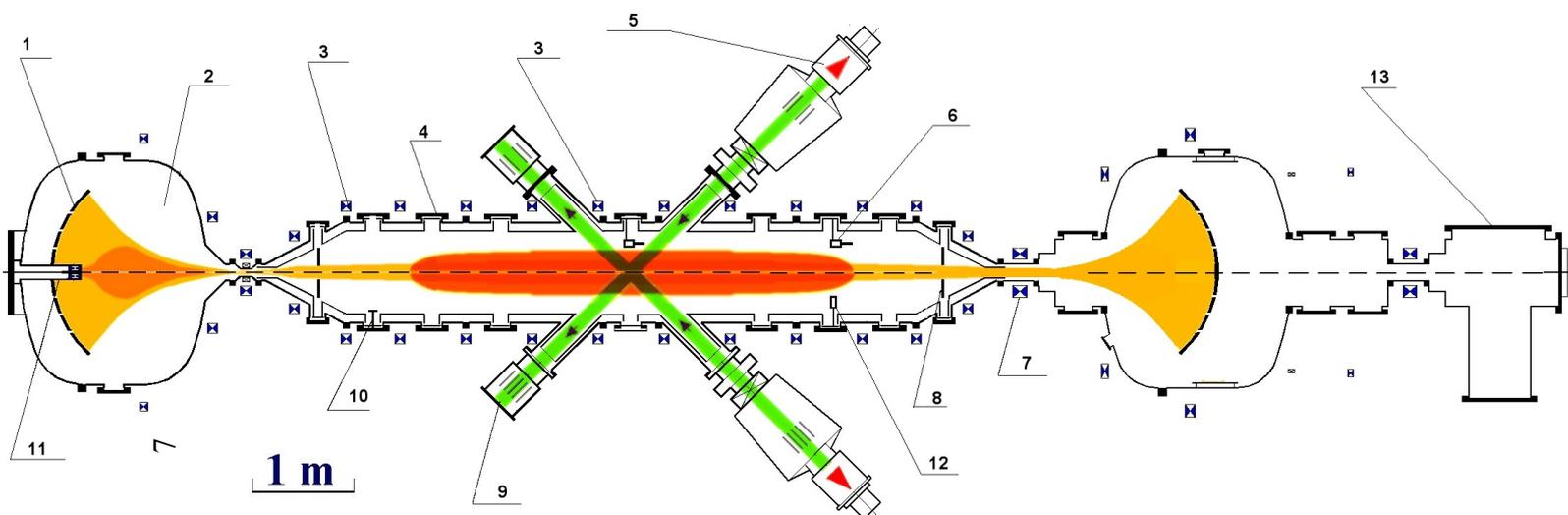
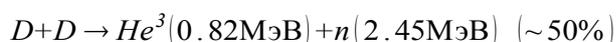
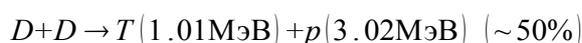


Рис 1. Схема установки ГДЛ. 1 — приемник плазмы; 2 — вакуумная камера расширителя; 3 — катушки, создающие поле в центральной ячейке; 4 — центральная вакуумная камера; 5 — нагревной инжектор нейтральных атомов; 6 — датчик продуктов $D-D$ реакций на основе сцинтиллятора и ФЭУ; 7 — катушки пробочного узла; 8 — лимитер; 9 — приемник пучка; 10 — пылитель титана; 11 — плазменная пушка; 12 — детектор термоядерных протонов (установлен вблизи точки остановки); 13 — торцевой бак.

3 Измерение выхода DD реакции

На установке Газодинамическая ловушка продолжены эксперименты с инжекцией дейтерия. При этом реакция проходит двумя путями:



С точностью, достаточной для экспериментов, которые обсуждаются в данной работе, можно считать, что продукты реакции возникают в равных количествах, поэтому для того, чтобы сделать заключение о всех реакциях в системе в принципе достаточно регистрировать продукты только одной из ветвей реакции.

Для решения поставленных задач датчики должны обладать достаточным пространственным и временным разрешением, быть способными работать в магнитных полях. При этом регистрация отдельных импульсов выглядит предпочтительнее так как при этом для получения значений потоков не требуется дополнительная калибровка.

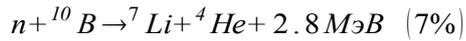
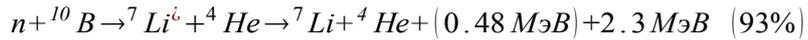
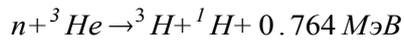
Для регистрации заряженных частиц и нейтронов с энергией несколько МэВ могут применяться различные методы: активационные детекторы, пропорциональные счетчики, пузырьковые камеры, сцинтилляторы, диодные детекторы[15].

Пузырьковая камера (bubble detector) представляет собой объем, заполненный полимером в котором распределены микроскопические капельки перегретой жидкости. При попадании нейтрона в такую капельку происходит вскипание и появляется видимый пузырек. Количество пузырьков пропорционально дозе, которой был облучен детектор. Детектор чувствителен к нейтронам и не чувствителен к гамма квантам. Пузырьковый детектор может иметь различные пороги чувствительности по энергиям нейтронов, поэтому несколько детекторов с различными порогами чувствительности могут использоваться как спектрометр нейтронов [16].

Основной принцип активационного метода заключается в измерении радиоактивности, наведенной замедленными нейтронами. Используется, например, реакция: $Ag^{109} + n \rightarrow Ag^{110} \rightarrow Cd^{110} + \beta^-$ ($\tau_{1/2} = 24.5 \text{ сек}, W_{\beta} = 2.8 \text{ МэВ}$), наведенная радиоактивность регистрируется с помощью счетчика Гейгера [17].

Пузырьковая камера и активационный датчик регистрируют интегральный нейтронный фон за рабочий импульс установки и не могут обеспечить необходимого временного разрешения.

При регистрации нейтронов пропорциональный счетчик заполняется газом 3He или $^{10}BF_3$. Далее используются реакции:



Нейтроны регистрируются с помощью заряженных частиц, возникающих в результате этих реакций и вызывающих ионизацию в счетчике. Амплитуда токового импульса пропорциональна энергии, затраченной заряженной частицей на первичную ионизацию среды детектора [17]. Такой датчик так же не обладает необходимым временным разрешением.

Для измерений в данной работе применялись датчики на основе сцинтиллятора и ФЭУ и диодные датчики обладающие необходимым временным разрешением и способные обеспечить необходимое пространственное разрешение. В зависимости от применяемого датчика и конкретных условий эксперимента регистрировались как протоны или нейтроны по отдельности, так и вместе (детектор со сцинтиллятором чувствителен к протонам и нейтронам; PIN диод чувствителен к протонам). В экспериментах не регистрировались He^3 и T ввиду их сравнительно большой массы и малой энергии; эти частицы значительно ослабляют свою энергию при пролете через защитную фольгу. Поток нейтронов возможно регистрировать не помещая детектор непосредственно в вакуумный объем, причем на траекторию нейтронов не влияет магнитное поле. При регистрации нейтронов получить высокое пространственное разрешение сложно, ввиду сложности коллимации нейтронного потока, причем вклад в измерения вносят нейтроны, рассеянные на элементах конструкции. Для полей в нашей установке (0.6 Тл) ларморовский радиус 3.02 МэВ протонов вблизи точки остановки составляет около 50 см, так что искривление траектории протонов вносит вклад в измерения, но не делает их невозможными. Регистрация протонов имеет такие преимущества, как легкость коллимации, а значит возможность получать достаточное пространственное разрешение. Так же для регистрации протонов и их спектроскопии может использоваться детектор с толщиной рабочей области несколько сот микрон; для аналогичных задач при регистрации нейтронов необходим сцинтиллятор толщиной несколько сантиметров. В результате протоны были выбраны, как основной продукт реакции, по которому будет производиться анализ распределений термоядерной реакции в установке ГДЛ.

3.1 Детекторы на основе сцинтиллятора и ФЭУ

В работе применялись датчики на основе сцинтиллятора и ФЭУ, разработанные в лаборатории [18]. В датчиках использовался органический сцинтиллятор СПМ-5 на основе метилметакрилата, обладающий высокой эффективностью, малым временем высвечивания. Пробег 3.02 МэВ протонов в нем не превышает 100 мкм, пробег нейтронов 2.45 МэВ около 5.5 см. Толщина сцинтиллятора в датчиках составляла 0.5 см. Длительность импульса от отдельной частицы регистрируемого АЦП составляла 40 нс. Площадь сцинтиллятора составляла 30 см². При применении коллимации и существующих потоках частиц система позволяла работать в режиме счета отдельных частиц. При этом для измерения плотности потока продуктов термоядерных реакций дополнительная калибровка не требовалась.

Датчики необходимо располагать внутри вакуумной камеры ГДЛ для улучшения пространственного разрешения. В качестве коллиматора применялись жалюзи из нержавеющей стали, способные эффективно коллимировать протоны. Для регистрации сцинтилляционных вспышек использовался фотоэлектронный умножитель ввиду большого коэффициента усиления. Необходимо было использовать ФЭУ способные работать в сильных магнитных полях (в точке измерения поле до 1 Тл). Использовались ФЭУ Hamamatsu H2611 [19] диодная система которых имеет сеточную конструкцию («fine mesh»). В экспериментах регистрировались протоны и нейтроны, затем вклад нейтронов вычитался.

На рис. 2 схематично изображен датчик на основе сцинтиллятора и ФЭУ. Такая конструкция позволяет при применении коллимации регистрировать продольные распределения. Ввод Вильсона позволяет разворачивать датчик на 180° без развакуумирования системы. Так как ось разворота датчика смещена относительно центра фланца, то при развороте фланца вместе с датчиком на 180° возможна регистрация еще 2 точек вдоль установки. Таким образом возможна регистрация потока продуктов в четырех точках вдоль установки для одного порта. Датчики позволяют регистрировать плотность потока продуктов на разном расстоянии от плазмы и выбирать оптимальный из тех соображений, что быстрые частицы не гибнут на датчике и плотность потока термоядерных продуктов максимальна.

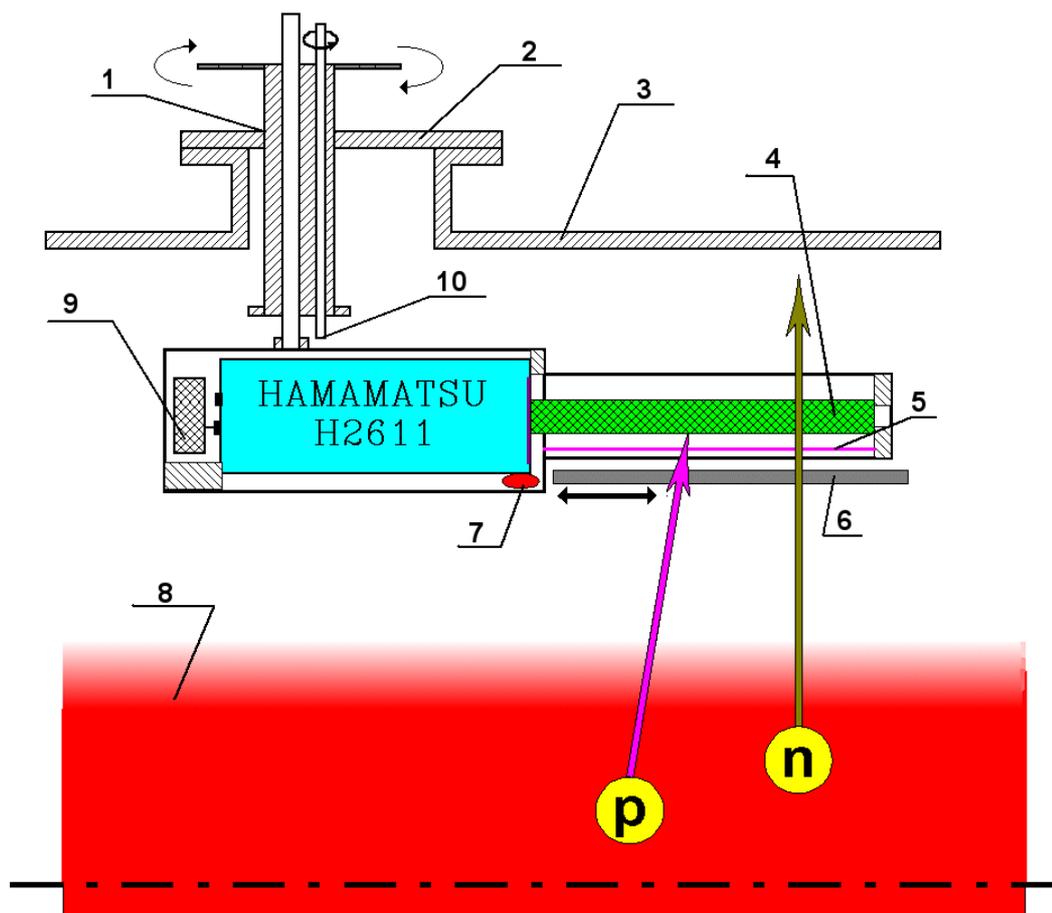


Рис 2. Детектор на основе сцинтиллятора и ФЭУ. 1 — вакуумное соединение, позволяющее вращать детектор и вдвигать-выдвигать его из камеры без развакуумирования; 2 — фланец может поворачиваться с датчиком на 180° ; 3 — стенка вакуумной камеры; 4 — сцинтиллятор; 5 — алюминиевая фольга; 6 — заслонка; 7 — светодиод для калибровки детектора; 8 — плазма; 9 — усилитель; 10 — привод заслонки; **p** — протон; **n** — нейтрон; HAMAMATSU H2611 — ФЭУ hamamatsu H2611.

С помощью датчика на основе ФЭУ и сцинтиллятора после модернизации производилось поперечное сканирование рис. 3. Сцинтиллятор был установлен на расстоянии 29 см от оси установки. При этом, для получения необходимого углового разрешения применялись продольные жалюзи из нержавеющей стали (высота пластинок 40 мм, расстояние между пластинками 2 мм). Размеры коллиматора выбирались из соображений необходимого поперечного разрешения (при существующем коллиматоре достигалось разрешение 2 см). Поперечная коллимация не применялась и протоны регистрировались со всей длины пика продольного профиля.

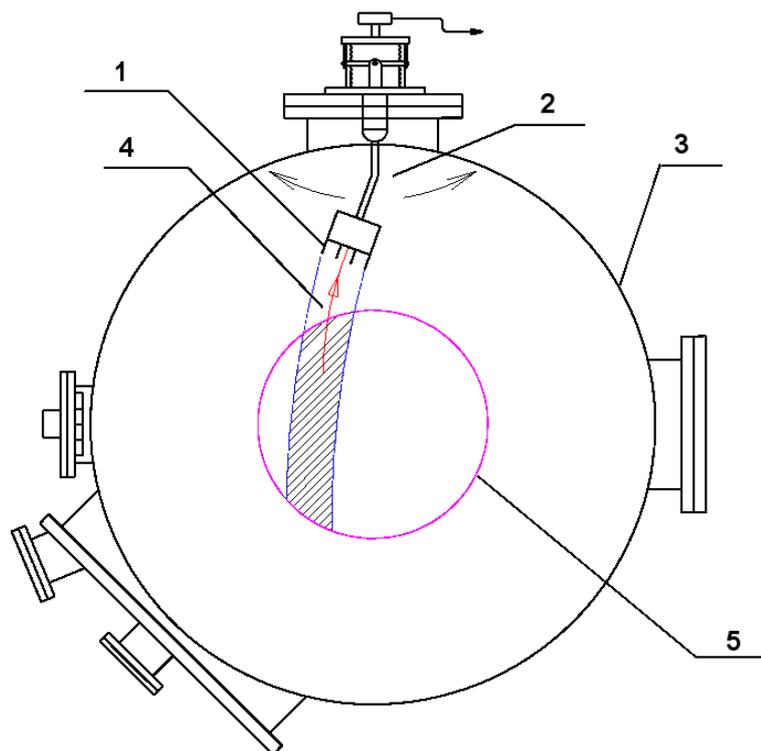


Рис 3. Схема поперечного сканирования термоядерных продуктов. 1 — жалюзи; 2 — детектор способный производить поперечное сканирование; 3 — стенка вакуумной камеры ГДЛ; 4 — траектория термоядерных протонов; 5 — плазма.

В экспериментах регистрировались осциллограммы. Для записи сигнала применялись АЦП «ADC 824А», шаг оцифровки 5 нс. АЦП способно записывать 131000 точек, что соответствует времени записи осциллограммы примерно 650 мкс. Количество пиков позволяет определить плотность потока частиц. После анализа амплитудного спектра можно сделать выводы об энергетическом разрешении (отношении средней амплитуды к разбросу на полуширине) датчиков. На рис 4 представлены амплитудные спектры сцинтилляционного датчика. При открытой заслонке в амплитудном спектре присутствуют импульсы от протонов и нейтронов (верхний график). При этом в спектре присутствует большое количество импульсов с малой амплитудой, которые вызваны нейтронами. Так как амплитудные спектры протонов и нейтронов накладываются, то было необходимо производить выстрелы с закрытой заслонкой, при этом протоны через металлическую заслонку не проходят, а на нейтронный поток она практически не влияет. Далее из амплитудного спектра протонов и нейтронов вычитался амплитудный спектр нейтронов, для получения протонного потока. При этом выбирался уровень сигналов, ниже которого почти все световые вспышки вызваны нейтронами, и импульсы с меньшими амплитудами не рассматривались.

Энергетическое разрешение (отношение средней амплитуды к разбросу на полуширине) для сцинтилляционных датчиков оказалось ~ 3 , что позволило производить измерения потока протонов с необходимой точностью.

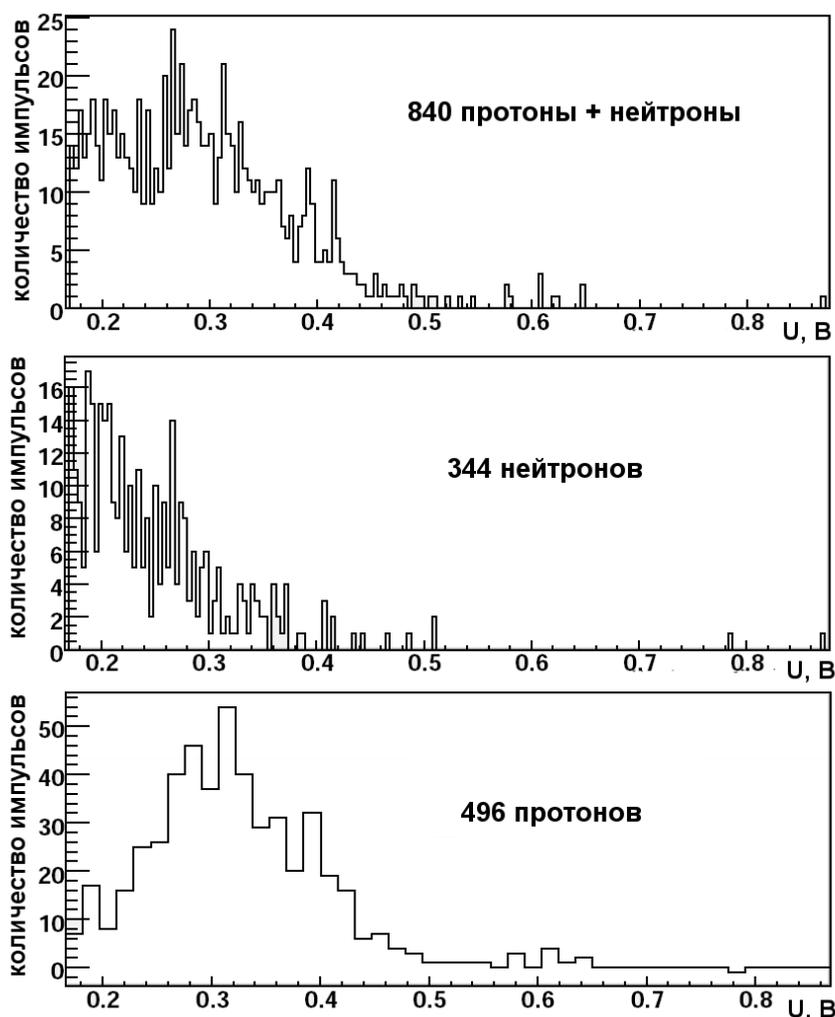


Рис 4. Амплитудный спектр импульсов, полученных со сцинтилляционного датчика. На верхней гистограмме представлен амплитудный спектр для выстрела с открытой заслонкой (детектор регистрирует протоны и нейтроны); на средней — амплитудный спектр для выстрела с закрытой заслонкой (только нейтроны); на нижней — разность амплитудных спектров (только протоны).

3.2 Полупроводниковые детекторы

При регистрации термоядерных продуктов диодный детектор обладает рядом преимуществ по сравнению со сцинтилляционным детектором: нечувствительность к нейтронам (не требуется вычитать нейтронный фон), а значит не требуются дополнительных выстрелов. Зависимость коэффициента усиления ФЭУ от магнитного поля так же вызывает неудобства, так как требует дополнительной калибровки по

амплитудам импульса. Детекторы на основе PIN диода лишены этого недостатка, но они требуют дополнительного быстрого малошумящего усилителя и тщательного экранирования от наводок.

В работе применялись экспериментальные полупроводниковые детекторы, разработанные Институтом физики полупроводников и предоставленные лаборатории для исследования свойств приборов и исследования возможности применения их для термоядерных приложений.

Если заряженная частица или гамма квант пересекает n- или p-проводящий кристалл, то она образует вдоль своего пути электрон-дырочные пары. Принцип работы полупроводникового детектора состоит тем самым в собирании свободных носителей заряда во внешнем поле дрейфа до того, как они рекомбинируют с дырками. Если это удастся, измеренный зарядовый сигнал пропорционален энергии частицы. Полупроводниковые счетчики должны работать с обратным напряжением смещения для того, чтобы образовалось достаточно большое электрическое поле в кристалле и собрать носители заряда. В кристалле, в области p-n-перехода происходит рекомбинация носителей. В этой области образуется обедненный слой без свободных носителей заряда, даже если на кристалл не подается внешнее напряжение. Напряжение смещения, поданное на диод, увеличивает обедненный слой. Свободные заряды, образовавшиеся в обедненном слое, собираются электрическим полем до рекомбинации [20].

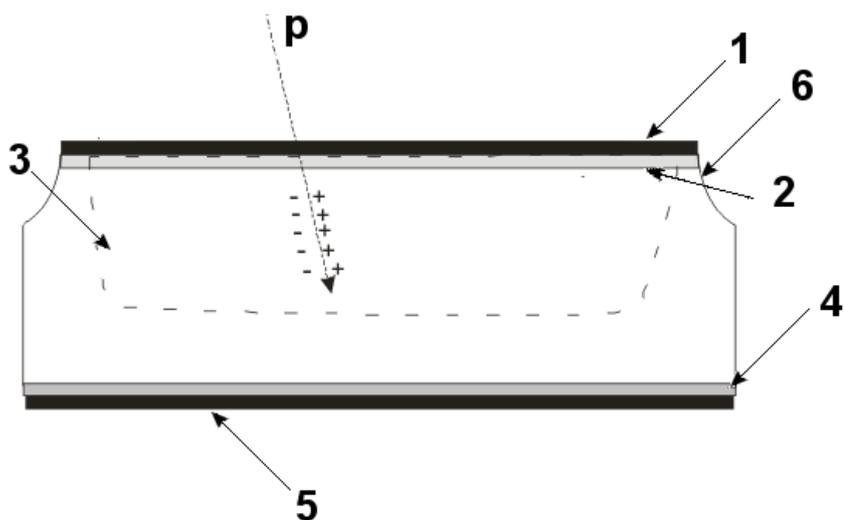


Рис 5. PIN фотодиод. 1 — контакт из алюминия (на него подается смещение); 2 — слой p^+ легированного кремния; 3- обедненная область; 4 — слой n^+ легированного кремния; 5 — алюминиевый контакт; 6 — область в которой для уменьшения краевых дефектов был стравлен слой кремния; p — ионизирующая частица.

На рис. 5 представлена схема PIN диодов, применявшихся в данной работе. Устройство состоит из кристалла сверхчистого кремния, на который нанесен алюминий 1, 5 (электроды). На них подается напряжение смещения (до 150 В) и с них снимается сигнал. Слой кремния 2 легирован так что он является проводником р типа. Эта запрещенная область имеет толщину 0.1 мкм, что может позволить регистрировать частицы с малыми энергиями. Далее расположен слой n проводимости 4. Между р и n слоями и расположен переходная область 3. Толщина обедненного слоя составляет более 100 мкм. При возникновении в обедненной зоне носителей заряда, например при пролете протона, возникают электрон дырочные пары. Они разделяются в поле, ток регистрируется.

В работе применялись два PIN диода с рабочей площадью 0.5 см² и 3.1 см².

Полупроводниковые детекторы обладают рядом привлекательных качеств

- Нечувствительность к сильным магнитным полям
- Высокое энергетическое и временное разрешение
- Нечувствительность к нейтронному потоку, а значит требуется в два раза меньше экспериментов, по сравнению с сцинтилляционными датчиками, для набора такой же статистики. При этом датчик может регистрировать большие потоки частиц без наложения, так как в спектре отсутствует большое количество импульсов с малыми амплитудами, которые вызваны нейтронами.
- Широкий диапазон энергий ионизирующих частиц

Диод диаметром 8 мм был установлен вблизи точки остановки. Он измерял непосредственно поток протонов. С помощью этого датчика была получена зависимость плотности потока протонов от времени. Для защиты от видимого и ультрафиолетового излучения плазмы применялась алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. Такая фольга эффективно ослабляет энергию тяжелых термоядерных продуктов (D и He³), а энергию протонов ослабляет незначительно (с 3.01 МэВ до 2.75 МэВ). При этом коллимация не применялась.

В ходе работы был разработан датчик, позволяющий регистрировать продольные распределения (схематично изображен на рис. 6). В датчике использовался диод площадью 3.1 см². Этой площади детектора по оценкам должно быть достаточно для регистрации продольного распределения. В этом случае применялась коллимация (поперечные жалюзи высотой 2 см и расстояние между пластинками 0.5 см). При этом

около 80 % протонов гибнет на коллиматорах. Оставшихся протонов по расчетам должно оказаться достаточно для проведения измерений. Так как площадь детектора увеличена более чем в 6 раз, то потоки на детектор должны оказаться такого же порядка как и с диодом диаметром 8 мм без применения коллимации. Детектор (рис 6), расположенный на расстоянии 31.5 см от плазмы, обеспечивает пространственное разрешение 10 см.

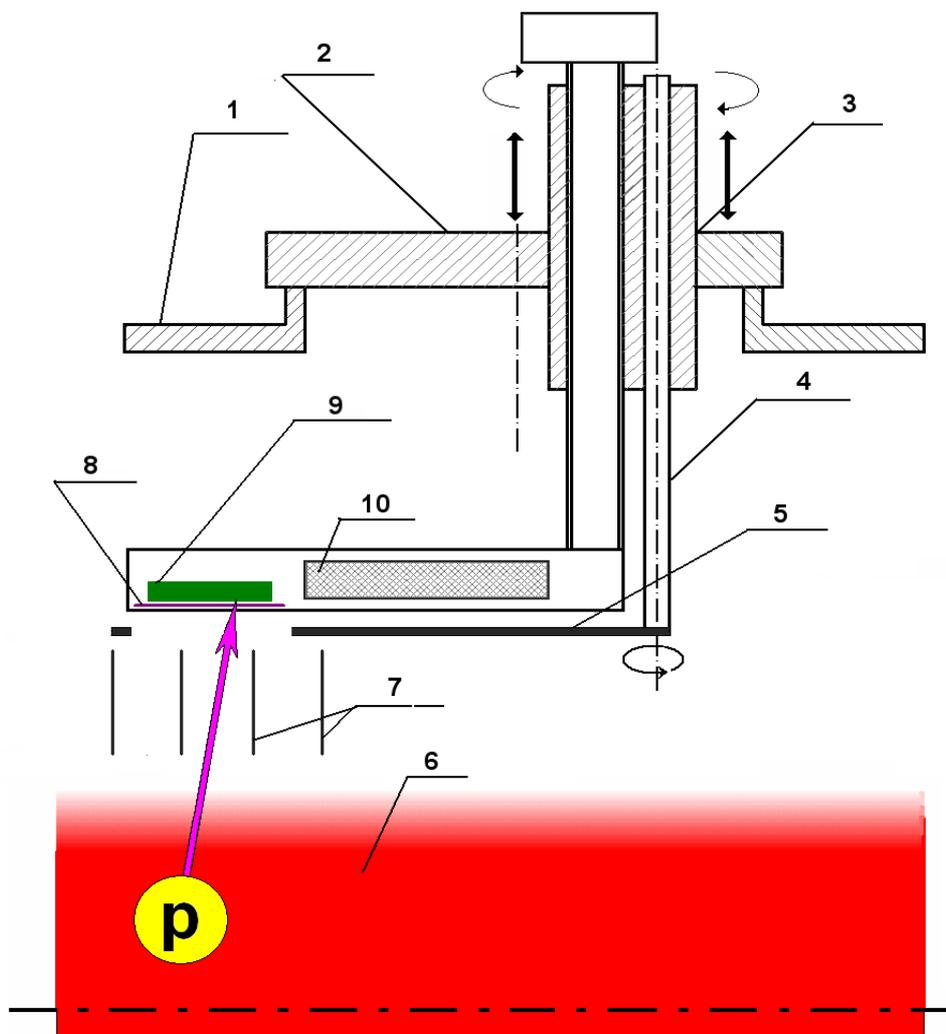


Рис 6. Детектор на основе PIN фотодиода. 1 — стенка вакуумной камеры ГДЛ; 2 — фланец возможно разворачивать на 180° для регистрации потока продуктов в двух точках вдоль установки для одного порта; 3 — вакуумное соединение позволяет разворачивать датчик на 180° без снятия вакуума; 4 — привод заслонки; 5 — заслонка; 6 — плазма; 7 — жалюзи для коллимации протонов; 8 — алюминиевая фольга; 9 — PIN фотодиод; 10 — усилитель; **p** — протон.

При разработке конструкции было решено использовать ту же концепцию, что и для датчиков на основе сцинтиллятора и ФЭУ: возможность регистрировать в одном

порту 4 точки вдоль установки, причем пару точек без развакуумирования, предусмотрена возможность производить измерения на различном расстоянии детектора от плазмы. Датчик имеет жалюзи для коллимации и заслонку для защиты от титана. Заслонка снабжена пневмоприводом и автоматически открывается перед выстрелом. С помощью заслонки может быть проверена нечувствительность датчика к нейтронам и гамма квантам (аналогичный диод с диаметром рабочей области 8 мм оказался нечувствителен к нейтронам и гамма квантам). Для защиты от оптического излучения плазмы была применена 10 мкм алюминиевая фольга.

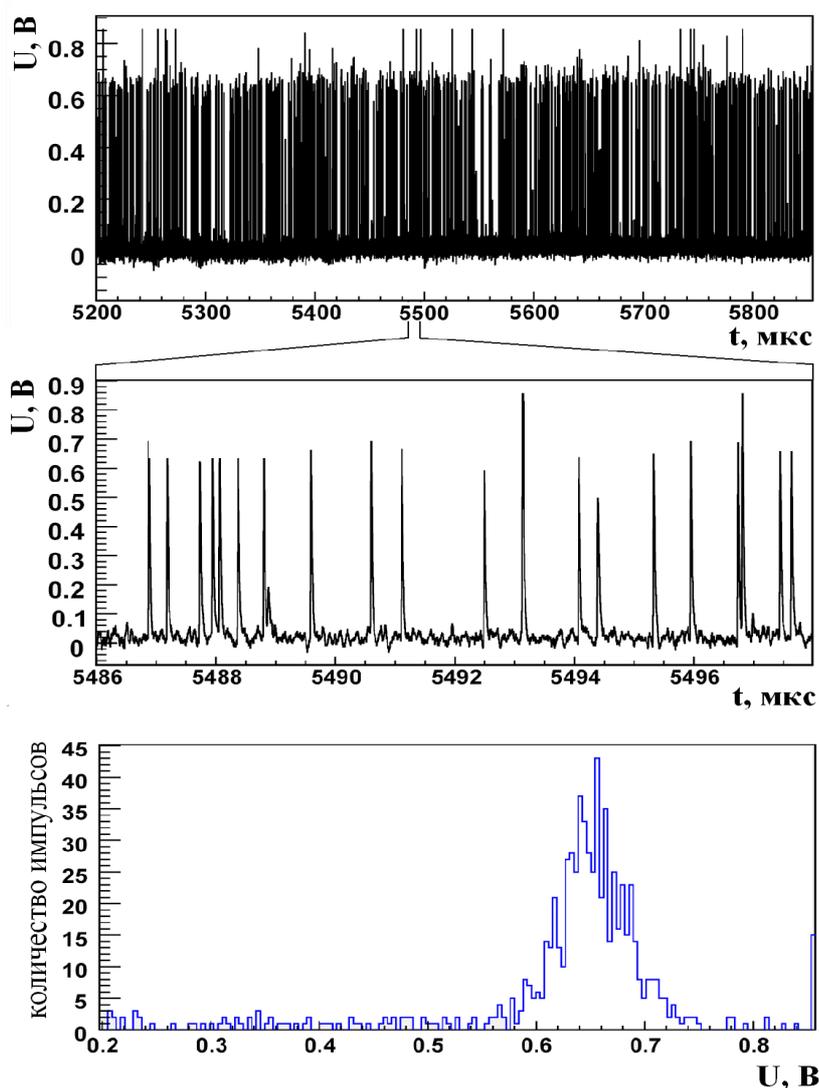


Рис 7. Пример осциллограммы (верхний рисунок), та же осциллограмма в другом временном масштабе (средний рисунок); амплитудный спектр протонов, зарегистрированных диодом диаметром 8 мм.

Для PIN диода площадью 0.5 см^2 энергетическое разрешение (~ 11) оказалось значительно лучше, чем у сцинтилляционного детектора. Ухудшение энергетического

разрешения с увеличением площади детектора объясняется возросшим с площадью темновым током, а значит и возросшим шумами.

Анализируя осциллограммы с диодного датчика рис 7, можно отметить, что при существующих потоках частиц пики от протонов хорошо различимы и практически не накладываются друг на друга. Видно некоторое количество импульсов с увеличенной, по сравнению с остальными импульсами, амплитудой. Это увеличение амплитуды, по-видимому, связано с тем, что на детектор в этот момент прилетело два протона. Анализ амплитудного спектра показывает, что количество таких импульсов не превышает 2.5%. Для точного подсчета такие импульсы могут быть учтены, как две частицы. Импульсы с меньшей амплитудой могут быть вызваны несколькими причинами. Это могут быть частицы, прилетевшие под большим углом, и, соответственно, потерявшие большую, чем частицы, летящие по нормали к поверхности диода, часть энергии в фольге и мертвом слое детектора. Так же могут иметь место краевые эффекты при регистрации ионизирующего излучения PIN диодом: при попадании протона в край детектора может происходить захват носителей на дефектах кристаллической решетки.

Нечувствительность датчика к нейтронам и гамма квантам может быть объяснена тем, что чувствительная область детектора достаточно тонкая (сотни микрометров), а значит вероятность высветиться нейтрону с энергией 2.45 МэВ или гамма кванту с энергией единицы МэВ мала, так как пробег таких частиц в кремнии составляет сантиметры. А частицы с меньшими энергиями должны рождают пропорциональные своей энергии токовые импульсы, а значит их можно отличить по амплитуде от протонов. Излучение же с еще более низкими энергиями должно быть неразличимо с шумами.

4 Эксперименты с компактным пробкотроном

В экспериментах с компактным пробкотроном на установке ГДЛ изучаются микронеустойчивости, связанные с анизотропией функции распределения быстрых ионов. Плазма в компактном пробкотроне близка по параметрам к плазме в тестовых зонах нейтронного источника, где плотность быстрых частиц значительно выше плотности мишенной плазмы.

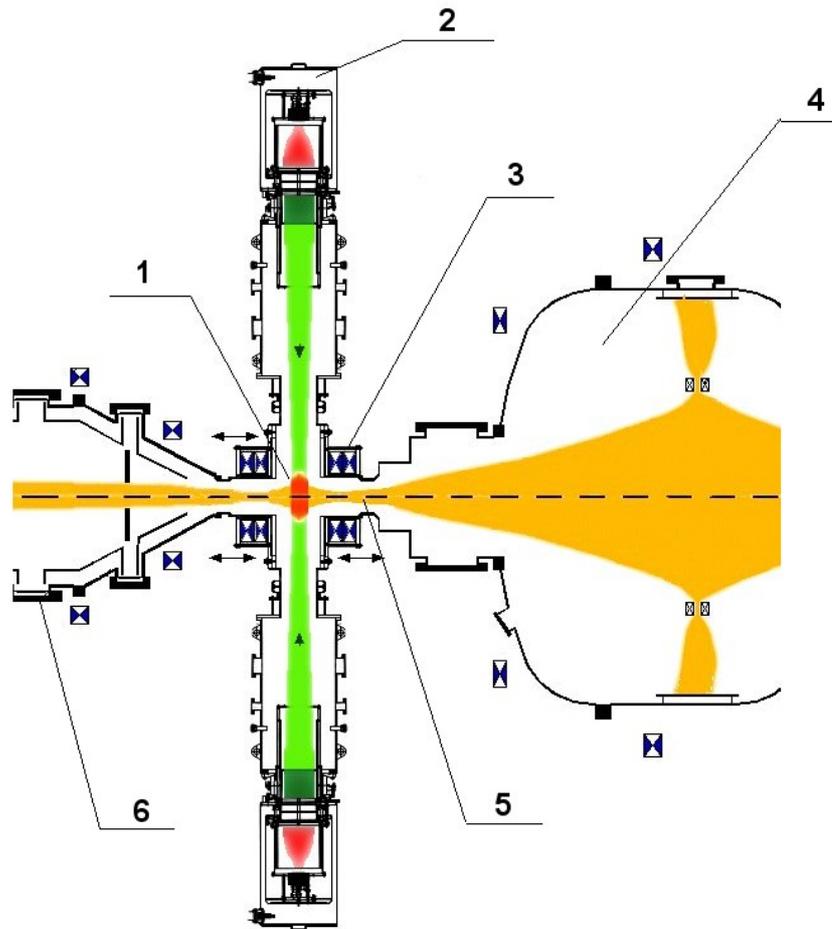


Рис 8 Изменение пробочного узла для работы с компактным пробкотроном. 1 — горячие ионы, возникшие в результате захвата инжектируемых нейтральных атомов; 2 — инжектор нейтральных атомов; 3 — катушка компактного пробкотрона; 4 — вакуумная камера антипробкотрона; 5 — проточная «теплая» плазма; 6 — центральная ячейка ГДЛ.

Для создания компактного пробкотрона была изменена конструкция пробочного узла ГДЛ (рис 8): установлена вакуумная камера, дополнительная катушка, два нагревных инжектора (угол инжекции 90° , энергия 18-21 кэВ, угловой разброс $\sim 5^\circ$). Поле в центральной плоскости компактного пробкотрона составляет 2.5 Т, пробочное отношение $R=2$.

При инжекции дейтерия в КП происходят термоядерные реакции. Задача заключается в подготовке к измерению потока нейтронов и сопоставлении этих результатов с результатами моделирования. Было решено установить сцинтилляционный датчик на основе ФЭУ работающем в токовом режиме и нормировать этот поток на пузырьковый детектор. Так как ФЭУ способен работать в поле 2.5 Тл только при расположении вдоль силовых линий [19]; невозможно установить датчик внутри достаточно миниатюрного вакуумного объема компактного пробкотрона так, чтобы ФЭУ располагалось в области с однородным магнитным полем вдоль силовых линий, поэтому был выбран вариант установки датчика снаружи вакуумной камеры рис 9. Пузырьковый детектор [16] предполагается располагать как можно ближе к вакуумной стенке, чтобы поток термоядерных нейтронов на него был максимален.

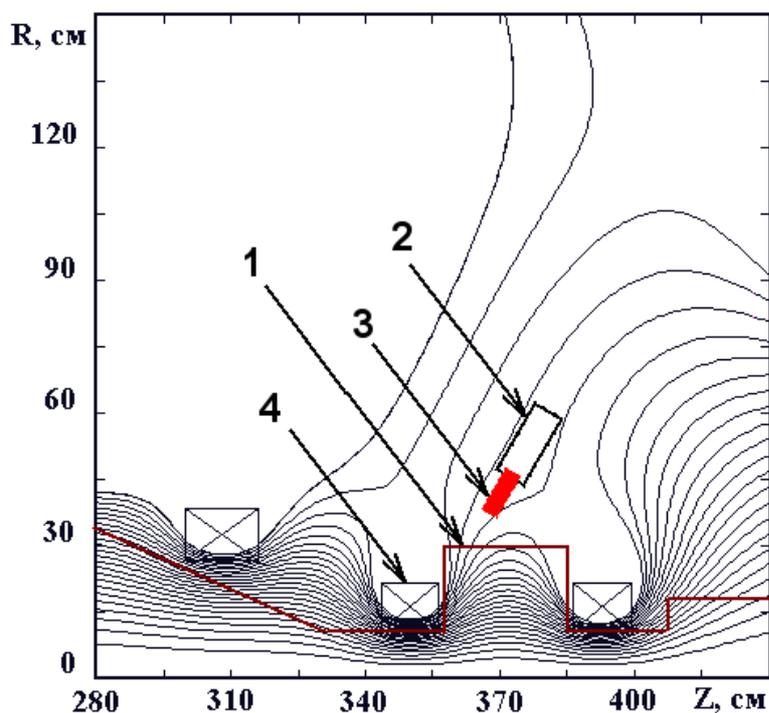


Рис 9 Расположение детектора вдоль силовых линий в экспериментах с компактным пробкотроном. 1 — вакуумная стенка камеры компактного пробкотрона; 2 — расположение ФЭУ; 3 — сцинтиллятор; 4 — магнитные катушки.

5 Моделирование

Для моделирования применялась программа, разработанная в лаборатории ранее. Программа способна рассчитывать пространственные распределения выхода продуктов термоядерных реакций для установки ГДЛ. Сечения термоядерных реакций приведены на графиках рис 10, для D-D реакции вероятность получения нейтрона и протона для интересующих нас энергий практически одинакова.

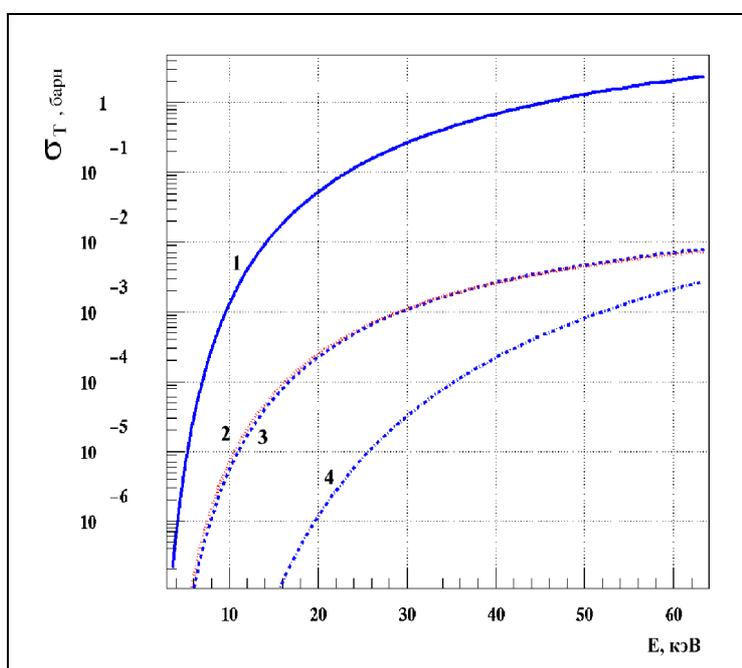
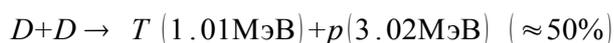
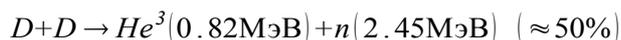


Рис 10 сечения термоядерных реакций 1- D+T; 2,3 - D+D; 4 - D+He³.

Для расчетов сечения реакций использовалась асимптотическая формула:

$$\sigma_t(E) = \frac{A_5 + [(A_4 - A_3 E)^2 + 1] A_2}{E [\exp(A_1 E^{-1/2}) - 1]}, \text{ где коэффициенты } A_i, \text{ для двух ветвей D-D реакции даны}$$

в следующей таблице:

	D-D->T+p	D-D->He+n
A_1	46.097	47.88
A_2	372	482
A_3	4.36×10^{-4}	3.08×10^{-4}
A_4	1.22	1.177

A_5	0	0
-------	---	---

Вычисление выхода продуктов термоядерных реакций предполагает вычисление в каждой точке пространства интеграла:

$$q = \int F_1(E_1, \theta_1, \varphi_1) F_2(E_2, \theta_2, \varphi_2) \cdot v_d \sigma_T(M_1 v_d^2 / 2) dE_1 dE_2 \sin \theta_1 d\theta_1 \sin \theta_2 d\theta_2 d\varphi_1 d\varphi_2$$

где $v_d = |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|$, $v_i = \sqrt{E_i / 2M_i}$, индексы $i=1,2$ соответствуют различным сортам частиц. Для DD реакции, в которой участвуют одинаковые частицы результат необходимо разделить на 2.

Модель не учитывает зависимость от времени, что правомерно, так как время инжекции значительно больше времени характерных процессов в плазме (время торможения быстрых частиц на электронах $\tau_{Fe} \approx 1.5 \text{ нс}$).

В случае, когда характерное время торможения быстрых частиц на электронах значительно больше времени рассеяния быстрой частицы на угол порядка единицы ($\tau_{Fe} \gg \tau_{F\theta}$), существует аналитическое решение кинетического уравнения из [21]:

$$F(E, \theta) = \frac{P_F \tau_{Fe}}{8\pi^{3/2} E_F E \Delta\theta} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\theta - \theta_F}{\Delta\theta} \right)^2 \right] + \exp \left[- \left(\frac{\theta + \theta_F - \pi}{\Delta\theta} \right)^2 \right] \right\}$$

где

$$\Delta\theta = \left(\frac{4\tau_{Fe}}{3\tau_{F\theta}} \left[\left(\frac{E_F}{E} \right) - 1 \right] + \Delta\theta_0^2 \right)^{1/2}.$$

учитывает только парные кулоновские столкновения:

торможение быстрых частиц на электронах

$$\tau_{Fe} = \frac{3M_F T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} Z_F^2 L e^4 \sqrt{m n_p}}$$

и рассеяние на ионах мишенной плазмы

$$\tau_{F\theta} = \frac{\sqrt{2} \sqrt{M_F} E_F^{3/2}}{\pi L e^4 Z_F^2 n_i Z_i^2}.$$

P_F - захваченная мощность; E_F, θ_F - энергия и питч угол дейтонов во время инжекции; $\Delta\theta_0^2$ - начальный угловой разброс пучка (определяется фокусировкой пучков); M_F - масса инжектируемых частиц; T_e - температура электронов; L - кулоновский логарифм; n_p - плотность электронов; n_i, Z_i плотность и эффективный заряд ионов мишенной плазмы [22].

Модель учитывает эффект конечного ларморовского радиуса. Этот эффект необходимо учитывать так как радиус плазмы сравним с ларморовским радиусом быстрых ионов.

В расчетах учитывалась реальная конфигурация магнитного поля, полученная с помощью расчетов, учитывающих реальную геометрию катушек и токов в них; параметры плазмы и инжектируемых пучков; пространственные распределения быстрых частиц. В результате были рассчитаны продольный (рис 12) и радиальный (рис 13) профили выхода продуктов DD реакции.

6 Результаты измерений

Результаты экспериментов на ГДЛ с инъекцией дейтерия в водородную мишенную плазму. В этом случае DD реакции происходят только при столкновении быстрых ионов. На рис 11 представлены зависимости инжектируемой и захваченной мощности нагревных пучков от времени. Эти данные получены с помощью вторично-эмиссионных датчиков. Так же на графике представлен сигнал с диамагнитной петли, который характеризует энергосодержание быстрых частиц.

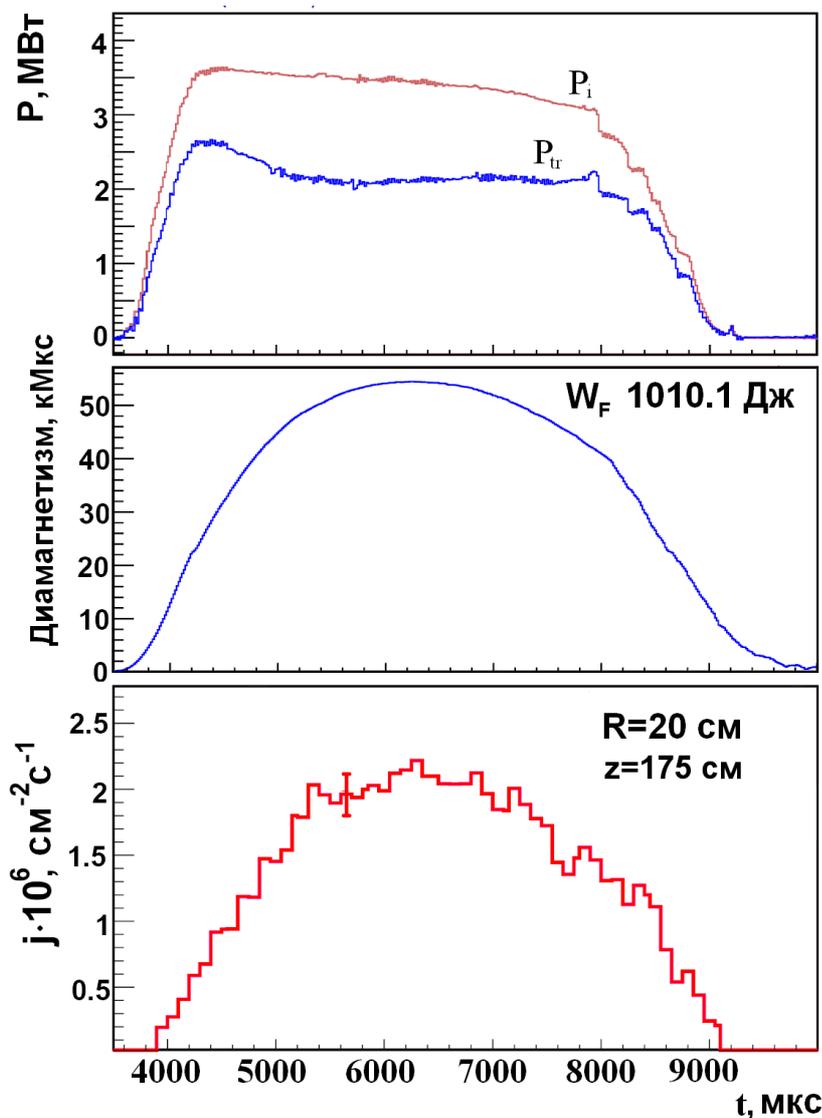


Рис 11 Зависимости от времени: инжектированной (P_i) и захваченной (P_{tr}) мощности (верхний график); диамагнетизма плазмы и энергосодержания быстрых частиц (W_F) (средний график); плотности потока термоядерных продуктов вблизи точки остановки на расстоянии $R=20$ см от плазмы (нижний график).

Для измерения максимального потока термоядерных продуктов от времени применялся PIN диод с диаметром рабочей области 8 мм. Он был установлен вблизи

точки остановки (где поток термоядерных протонов максимален) на расстоянии 20 см от плазмы. Более близкое расположение детектора может привести к гибели быстрых частиц на нем.

Для получения графика анализировались осциллограммы (пример рис 7). Было выбрано время усреднения 100 мкс (количество частиц за это время суммировалось) достаточное для того, чтобы флуктуации между соседними интервалами были не слишком большими но чтобы получить достаточное временное разрешение. Для получения каждой точки обрабатывалось до девяти выстрелов. Для набора статистики выбирались выстрелы, в которых полностью сработали все инжекторы и параметры плазмы оказались достаточно высокими.

Квазистационарный режим удержания быстрых частиц, полученный, в частности, с помощью наддува газа в области пробок, продемонстрирован на графике диамагнетизма. Такой режим характеризуется тем, что плазменные времена (время торможения быстрых частиц на электронах) меньше, чем время удержания плазмы.

В отдельных выстрелах были получены максимальные значения плотности потока протонов $2.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ что в 2 раза больше, чем в экспериментах с короткой инжекцией[23].

Вообще такой диодный детектор, установленный вблизи точки остановки, может быть использован как один из индикаторов при поиске новых режимов удержания плазмы при инжекции дейтерия.

Изучение пространственных распределений, как отмечалось выше, важно так как после сравнения с результатами моделирования можно сделать вывод о механизмах рассеяния быстрых частиц и механизмах передачи энергии, кроме того пространственные распределения потоков протонов непосредственно моделируют выход 14 МэВ нейтронов в нейтронном источнике.

На рис 12 изображен результат расчета продольного профиля выхода D-D реакции. График нормирован на значение в максимуме $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$, полученное с помощью диодного детектора, установленного вблизи точки остановки. Время усреднения в этом случае составляло 650 мкс (что определялось временем записи АЦП) и производилась в момент, когда плотность потока протонов была максимальной 5850 мкс-6500 мкс (время от начала работы плазменной пушки).

По форме продольного распределения выхода продуктов D-D реакции полученного в результате моделирования и плотности потока нейтронов вблизи точки остановки было оценено полное количество нейтронов, генерируемых установкой за импульс. Это

значение ($2.3 \cdot 10^8$) в 10 раз больше, чем значение, полученное в экспериментах с короткой инъекцией [23].

Для регистрации полного продольного профиля выхода продуктов реакций, после завершения модернизации системы нагревных инжекторов, предполагается использовать разработанный датчик на основе PIN диода и сцинтилляционные датчики. Диодный датчик с площадью 0.5 см^2 предполагается оставить вблизи точки остановки для мониторинга потока протонов и возможности нормировать на это значение потоки, полученные с помощью других датчиков.

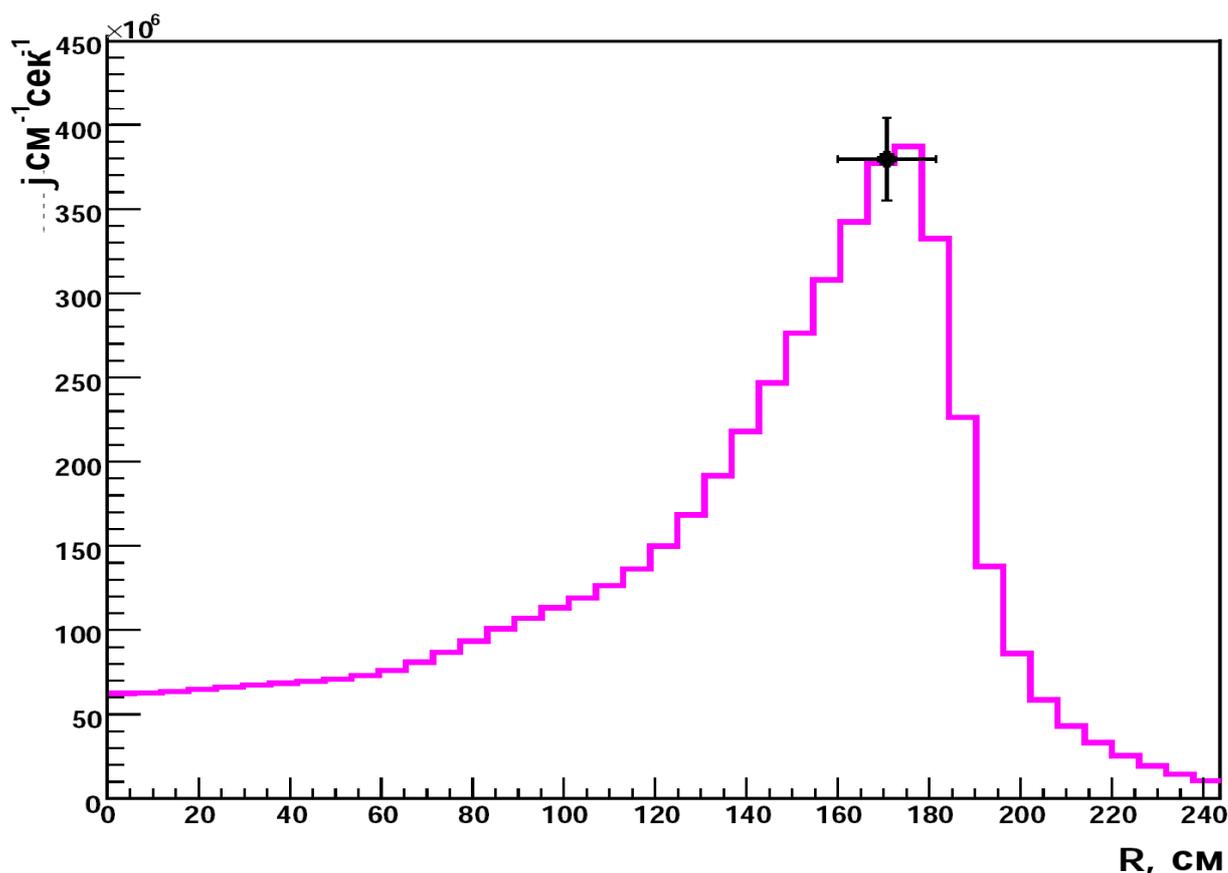


Рис 12 Результат расчета продольного распределения выхода D-D реакции. График нормирован на значение в точке остановки, полученное с помощью PIN диода.

6.1 Радиальное распределение выхода DD реакции

Для поперечного сканирования применялся датчик на основе сцинтиллятора и ФЭУ (рис 3). Получено поперечное распределение выхода продуктов D-D реакции. Радиус на полувысоте оказался равен 4.5 см, и не увеличился по сравнению с экспериментами с короткой инъекцией [23]. Так как в результате абелизации нормальное распределение переходит в распределение Гаусса с тем же параметром σ , то полученное

поперечное распределение соответствует радиальному распределению, представленному на рис 13.

Для расчетов радиального распределения выхода продуктов реакции задавалось распределение ларморовских центров с характерным размером 8.6 см (значение было получено с помощью анализатора нейтралов перезарядки[24]).

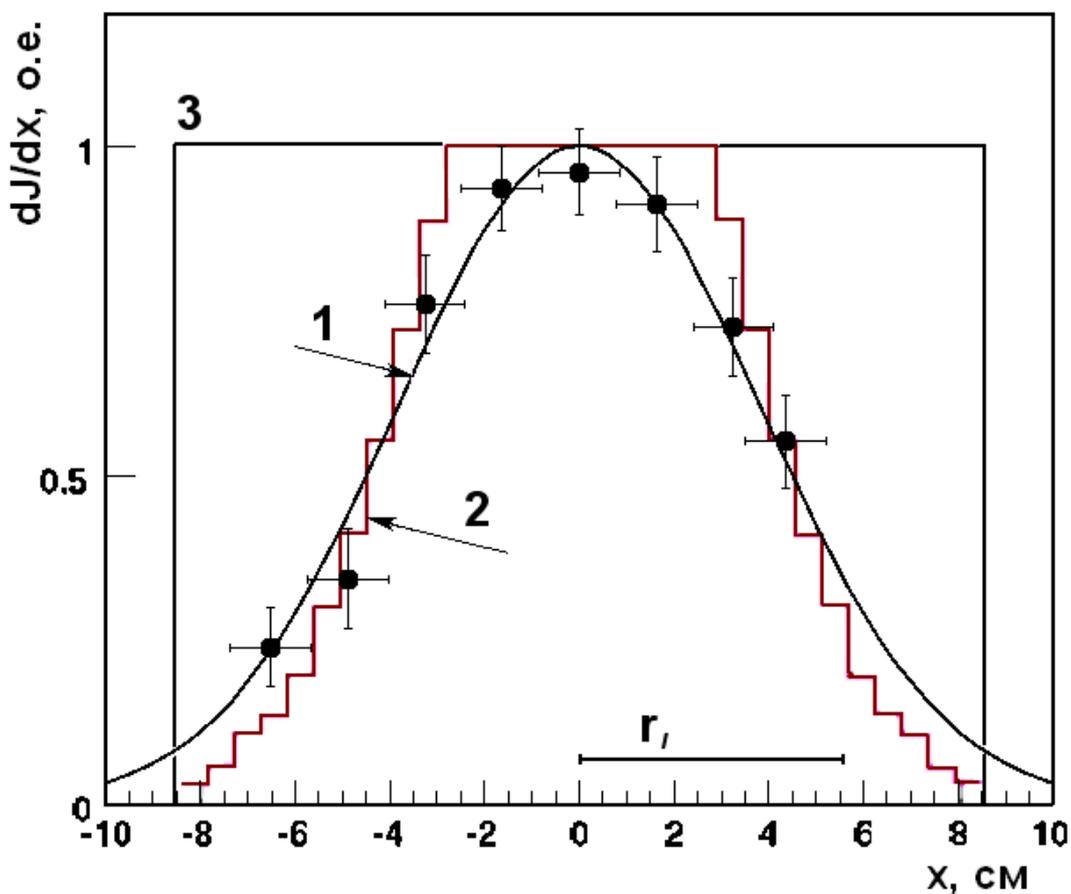


Рис 13 Радиальное распределение выхода продуктов D-D реакции. 1 — экспериментальные точки и аппроксимация распределением Гаусса; 2 — результат моделирования и учетом конечных ларморовских радиусов; 3 — распределение ларморовских центров, которое было задано в модели; r_l — характерный размер ларморовского радиуса.

Ширина рассчитанного радиального распределения выхода продуктов реакции хорошо соответствует экспериментальным данным. Причем полученное и рассчитанное радиальное распределение выхода продуктов реакции уже чем распределение ларморовских центров.

7 Выводы и заключения

- Сконструирован и изготовлен новый детектор для регистрации продольного распределения выхода 3.02 МэВ протонов на установке ГДЛ. Детектор сделан на основе экспериментального образца PIN диода с диаметром рабочей области 2 см (разработан ИФП СО РАН). Датчик нечувствителен к магнитному полю и сопутствующему нейтронному потоку. Конструкция предусматривает возможность разворота датчика на 180° без развакуумирования установки и защиту приемного окна от запыления титаном с помощью управляемой компьютером пневмозаслонки. Датчик полностью подготовлен к работе и будет задействован в ближайших экспериментах с инжекцией дейтерия.
- Проведена подготовка к регистрации нейтронного потока в экспериментах с компактным пробкотроном.
- Вблизи точки останова на R=20 см получена плотность потока 3.02 МэВ протонов (а соответственно и 2.45 МэВ нейтронов) $2.6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Максимальный выход D-D реакции, по сравнению с предыдущими экспериментами с короткой инжекцией, увеличился в 2 раза и составил $6.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}\text{с}^{-1}$ (для двух ветвей DD реакции). Общее количество генерируемых установкой нейтронов возросло в 10 раз и составило $2.3 \cdot 10^8$ за импульс.
- Полученный поперечный профиль потока 3.02 МэВ протонов показывает, что плотность выхода DD реакций падает в 2 раза на радиусе 4.5 см. Этот радиус не увеличился по сравнению с экспериментами с короткой инжекцией. Проведенное моделирование, учитывающее эффекты конечного ларморовского радиуса, показывает соответствие характерных размеров радиального распределения термоядерных реакций и распределения быстрых частиц, полученного с помощью анализатора нейтралов перезарядки

Автор выражает благодарность научному руководителю Максиму В.В. за помощь и поддержку в проведении работы, Аникееву А.В. за плодотворное обсуждение физических аспектов, Бахареvu П.А. за техническую поддержку в осуществлении работы. Автор так же выражает благодарность всему коллективу ГДЛ.

Список литературы

[1] *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* Газодинамическая линейная ловушка для удержания плазмы // Письма в ЖТФ. — 1979 — Т.5, N 11. - С.678-682.

[2] *Иванов А.А., Мишагин В.В., Росляков Г.В., Цидулко Ю.А.* Проект МГД стабилизатора-каспа для газодинамической ловушки // Труды всесоюзного совещания по открытым ловушкам, г. Москва, 19-21 октября 1989 г. — М.: Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, 1990. —С.15-17.

[3] *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Deichuli P.P., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Maximov V.V., Podyminogin A.A., Stupishin N.V., Tsidulko Yu.A.* Observation of magnetohydrodynamic stability limit in a cusp-anchored gas dynamic trap // Phys. Of Plasmas. — 1997. — Vol.4, No 2. — P.347-354.

[4] *Бушкова О.А., Мирнов В.В.* Влияние конфигурации магнитного поля на МГД устойчивость газодинамической ловушки // В сб. Вопросы атомной науки и техники, сер. Термоядерный синтез. — М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1986. — Вып. 2. — С. 19-24.

[5] *Котельников И.А., Рютов Д.Д., Цидулко Ю.А., Катъшев В.В., Комин А.В., Кривошеев В.М.* Математическая модель источника нейтронов на основе газодинамической ловушки. Новосибирск, 1990 (Препринт/Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 90-105).

[6] *Иванов А.А., Рютов Д.Д.* О плазменных нейтронных генераторах для испытаний материалов. Новосибирск, 1989 (Препринт/Ин-т ядер. Физики СО АН СССР; 89-80).

[7] *Ivanov A.A., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Deichuli P.P., Korepanov S.A., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Savkin V.Ya., Den Hartog D.J., Fiksel G., Noack K.* Experimental evidence of high-beta plasma confinement in an axially symmetric gas dynamic trap // Phys. Rev. Letters. 2003 V.90 N.10. P.105002.

[8] *Noack K., Otto G., Collatz S.* Transport simulations of fast ion and neutral gas dynamics during GDT experiments // Translations of Fusion Technology: an international journal of the American Nuclear Society. — January 1999. — Vol.35, No 1T. — P.218-222.

[9] *Максимов В.В.* Термоядерные реакции в газодинамической ловушке с инжекцией дейтонов. Новосибирск, 2003 (Диссертация/ ИЯФ СО РАН)

[10] *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Donin A.S., Ivanov A.A., Kireenko A.V., Lizunov A.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Solomakhin A.L., Stepanov D.N.* Confinement and MHD-stability of high-beta anisotropic plasma in the Gas dynamic Trap // ECA,—2007,— Vol.31F, 04.015.

[11] *Аникеев А.В., Багрянский П.А., Донин А.С., Кириенко А.В., Кириллов В.Ю., Коржавина М.С., Лизунов А.А., Максимов В.В., Мурахтин С.В., Пинженин Е.И.,*

Приходько В.В., Солдаткина Е.И., Соломахин А.Л. Стационарное удержание анизотропной горячей плазмы в Газодинамической ловушке. // Материалы XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС, 11-15 февраля 2008 г. С. - 32.

[12] *Солдаткина Е.И., Багрянский П.А., Соломахин А.Л.* Влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание двухкомпонентной плазмы с высоким β в газодинамической ловушке // Физика плазмы — апрель 2008 г.— Том 34, N4.— С. 291-296.

[13] *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Korepanov S.A., Maximov V.V., Murakhtin S.V., Smirnov A. Yu., Noack K., Otto G.* Fast ion relaxation and confinement in the gas dynamic trap // Nuclear fusion. — 2000. — Vol. 40, No 4. —P.753-765.

[15] *Калашикова В.И., Козодаев М.С.* Детекторы элементарных частиц. М.: Наука 1966 г.

[16] <http://bubbletech.ca>

[17] *Грунен К.* Детекторы элементарных частиц. Новосибирск: Сибирский хронограф 1999 г.

[18] *Корнилов В.Н., Максимов В.В.* Сцинтилляционный датчик протонов и нейтронов — продуктов dd-реакции // ПТЭ. — 2001.—N.2.—С.56-59.

[19] <http://hamamatsu.com>

[20] *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия 1973 г.

[21] *Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д.* Новосибирск 1984 (Препринт ИЯФ СО АН СССР; 84-40).

[22] *Котельников И.А., Рютов Д.Д.* Эффекты амбиполярного потенциала в двухкомпонентной газодинамической ловушке. Новосибирск 1985 (Препринт ИЯФ СО АН СССР; 85-19).

[23] *Maximov V.V., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Lizunov A.A., Murakhtin S.V., Noack K., Prikhodko V.V.* Spatial profiles of fusion product flux in the gas dynamic trap with deuterium neutral beam injection // Nucl. Fusion, 2004,— No 44,— P.542-547.

[24] *Murakhtin S.V., Prikhodko V.V.* Energy analyser for hot ion density profile measurements in GDT // Transaction of fusion science and technology, 2005 Vol.47, No 1T, P.315-317.