

Министерство образования
Российской Федерации
Новосибирский государственный университет
Физический факультет
Кафедра физики плазмы

Квалификационная работа на соискание степени магистра

**Исследование пространственного распределения
быстрых ионов в газодинамической ловушке**

Приходько Вадим Вадимович

Научный руководитель
к.ф.-м.н. Анিকেев А.В.

Новосибирск – 2003

Содержание

1	Введение	3
1.1	Экспериментальная модель ГДЛ	3
1.2	Предпосылки исследования профиля быстрых ионов.	4
2	Исследование профиля термоядерных реакций.	6
3	Исследование профиля нейтралов перезарядки.	9
4	Эксперимент с подвижным лимитером.	12
5	Обсуждение результатов.	14
5.1	Дрейф из-за торможения в неоднородной мишенной плазме. . .	14
5.2	Дрейф в электрическом и магнитном полях.	16
5.3	Энергетический принцип в задаче о дрейфе быстрых ионов. . .	19
6	Заключение	20
7	Благодарности	21

1 Введение

1.1 Экспериментальная модель ГДЛ

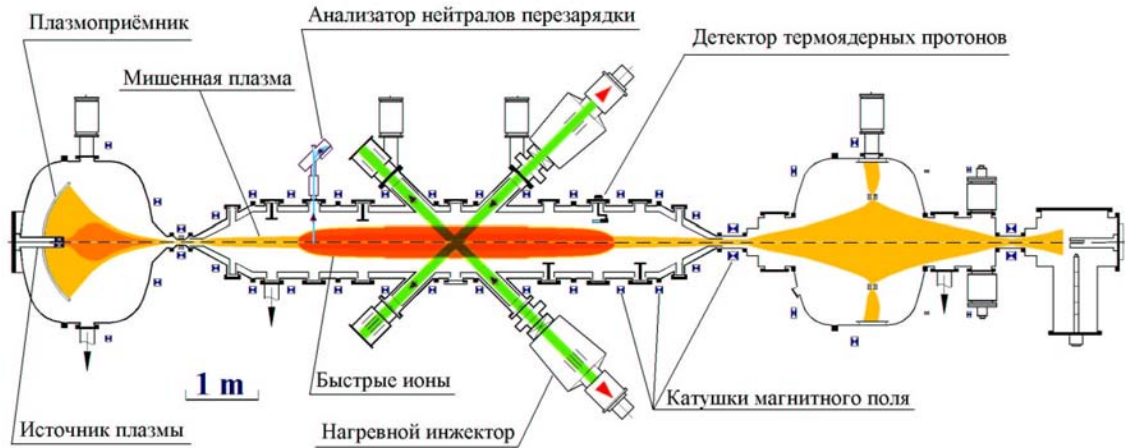


Рис. 1: ГДЛ.

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) (рис. 1) представляет собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон с высоким (≈ 50) пробочным отношением для удержания двухкомпонентной плазмы [1, 3].

Одна компонента – столкновительная водородная плазма с температурой от 5 до 100 эВ и плотностью $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Длина свободного пробега иона относительно рассеяния в конус потерь много меньше расстояния между пробками, что обеспечивает газодинамический режим удержания. Эта компонента создаётся в начале эксперимента источником плазмы, расположенном в торцевом баке, и заполняет центральную часть ГДЛ. До начала инжекции ее температура составляет несколько электрон-вольт. Эта компонента получила название “мишенная”.

После того, как источник плазмы перестаёт работать, включаются нагревные инжектора. Нагревные пучки дейтерия с энергией 16-18 кэВ инжектируются в центр установки и захватываются мишенной плазмой, образуя вторую компоненту – популяцию быстрых ионов [2]. Эти ионы удерживаются адиабатически и постепенно тормозятся на мишенной плазме, нагревая её до температуры ~ 100 эВ. Так как угловая расходимость нагревных пучков мала и инжекция ведётся под углом 45° к оси установки, то быстрые ионы имеют точки поворота (или точки остановки) в координатах с пробочным отношением $R=2$. В этих точках плотность быстрых ионов достигает максимума. Это обстоятельство очень важно с точки зрения проекта нейтронного источника на основе ГДЛ [4]. Поэтому исследование пространственного распределения и эффектов, связанных с быстрыми ионами проводились именно

в точках остановки. Длительность работы нагревных инжекторов составляет 1 мс. За это время в установке ГДЛ успеваеа накопиться популяция быстрых ионов со средней энергией окло 10 кэВ и плотностью в точке остановки до $2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

1.2 Предпосылки исследования профиля быстрых ионов.

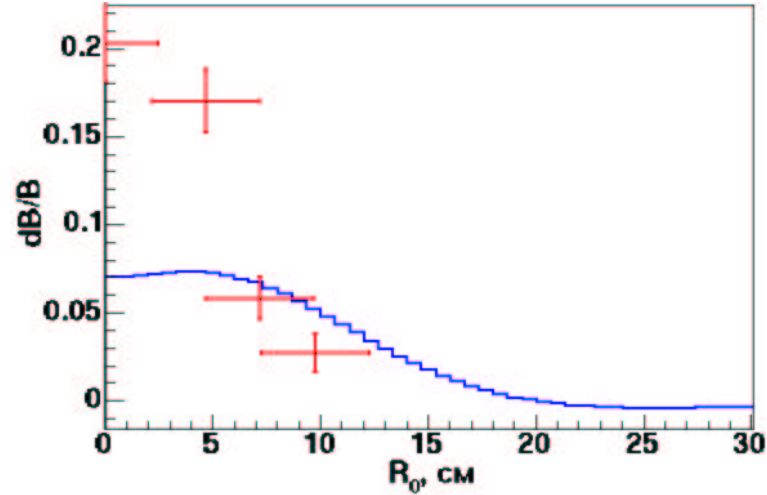


Рис. 2: Профили возмущения магнитного поля диамагнетизмом плазмы. Точки - результаты измерений с помощью MSE-диагностики. Сплошная линия - модельный расчёт.

Около года назад были проведены прямые измерения радиального профиля магнитного поля методом MSE-спектроскопии [5]. Эта диагностика основана на эффекте расщепления энергетических уровней атома в электрическом поле. При движении атома в магнитном поле, в собственной системе атома появляется электрическое поле $\vec{E} = \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}]$, расщепляющее линии излучения. На установке ГДЛ измерялось расщепление линии H_α диагностического водородного пучка с энергией частиц 40 кэВ. По полученному профилю поля строилось возмущение магнитного поля $\frac{\Delta B}{B} = \frac{B_{vac} - B}{B_{vac}}$ (рис. 2). Здесь и далее все радиусы пересчитаны на центральное сечение ГДЛ.

Для сравнения на том же рисунке приведены результаты численных расчётов с помощью кода MCFIT [2]. В этих расчётах учитывается реальное распределение мишенной плазмы, размеры нагревных пучков и кулоновские столкновения. Расчёт температуры, энергосодержания мишенной компоненты и энергосодержания быстрых ионов совпадает с экспериментом. Однако, как видно из рисунка, ширина экспериментального профиля возмущения магнитного поля уже модельного 2-3 раза и имеет величину порядка лармовского радиуса на энергии инжекции.

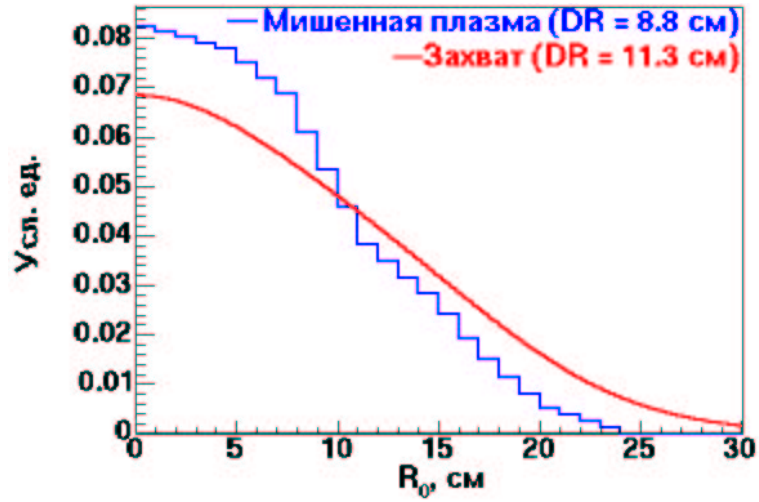


Рис. 3: Радиальные профили плотности мишенной плазмы и плотности захваченных ионов с энергией 16 кэВ.

Возмущение магнитного поля, создаваемое мишенной плазмой мало по сравнению с влиянием на него быстрых ионов. Поэтому профиль возмущения магнитного поля должен быть связан только с профилем плотности быстрых частиц. На рис. 3 представлены радиальные профили плотности мишенной плазмы и захваченных ионов с энергией 16 кэВ. Величина DR — это среднеквадратическая ширина распределения, определяемая как:

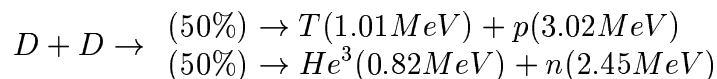
$$DR = \sqrt{\langle R^2 \rangle - \langle R \rangle^2}, \quad \langle R^n \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x^n f(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx}, \quad (1)$$

где $f(x)$ — функция распределения, ширину которой вычисляем. Здесь и далее в тексте используется определение DR , заданное в формуле 1. Плотность захваченных ионов вычислялась по экспериментально измеренному распределению мишенной плазмы, профилям нагревных пучков и известным сечениям процессов ионизации. Считалось, что ионы не смещаются по радиусу. Из сравнения рисунков 2 и 3 видно, что профиль захвата так же оказывается шире профиля возмущения магнитного поля в 2-3 раза.

Полученное несоответствие между ширинами профилей захвата и изменения магнитного поля позволяет предположить, что распределение быстрых ионов заметно отличается от распределения захвата. Поэтому было решено провести более детальное исследование пространственного распределения быстрых ионов.

2 Исследование профиля термоядерных реакций.

Так как в описываемых экспериментах мишенная компонента плазмы - водородная, а быстрые ионы - дейтерий, то профиль термоядерных реакций является функцией только быстрой компоненты плазмы. Между быстрыми дейтеронами, имеющими среднюю энергию ~ 10 кэВ, происходят реакции синтеза:



Для измерения радиального профиля потока нейтронов с энергией 2.45 МэВ коллимационная система должна быть очень массивной. Поэтому для получения профиля термоядерных реакций в ГДЛ использовалась вторая ветвь – протонная.

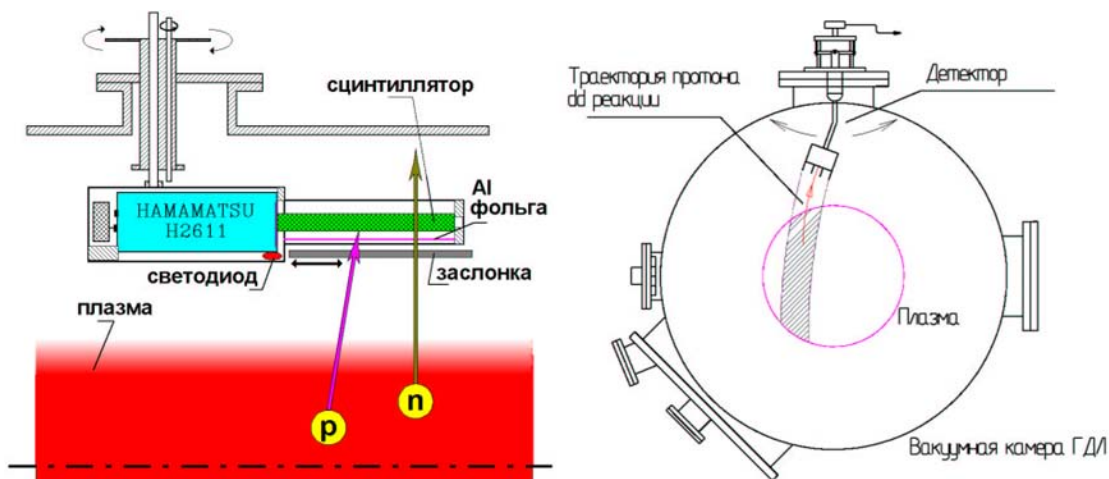


Рис. 4: Детектор термоядерных протонов.

Конструкция детектора термоядерных протонов представлена на рис. 4 [6]. Детектор состоит из сцинтиллятора и ФЭУ. Термоядерные протоны и нейтроны, попадая в сцинтиллятор, дают вспышку, которая усиливается ФЭУ и регистрируется системой сбора данных. Сцинтиллятор закрыт тонкой алюминиевой фольгой, предотвращающей засветку излучением из плазмы и оказывающей слабое влияние на протоны. Так же перед сцинтиллятором расположена задвижка, позволяющая перекрывать поток термоядерных протонов. Детали конструкции детектора слабо влияют на поток термоядерных нейтронов. Данный детектор помещён на качающуюся подвижку для сканирования поперёк плазмы. Диапазон доступных радиусов составляет 9 см в обе стороны от оси установки. Коллимационная система, помещённая перед сцинтиллятором, позволяет регистрировать протоны, родившиеся в узком (шириной 3 см) продольном сечении плазменного столба.

Данные собираются в течение всего времени работы нагревных инжекторов. Характерная ширина импульса от термоядерного протона составляет 7-10 временных квантов АЦП. Это позволяет работать в режиме счёта отдельных событий. За выстрел регистрируется несколько сотен частиц. Двойные события не учитываются, т. к. вероятность их появления не превышает 1%.

Эксперимент по измерению профиля DD-реакций проводился в несколько этапов:

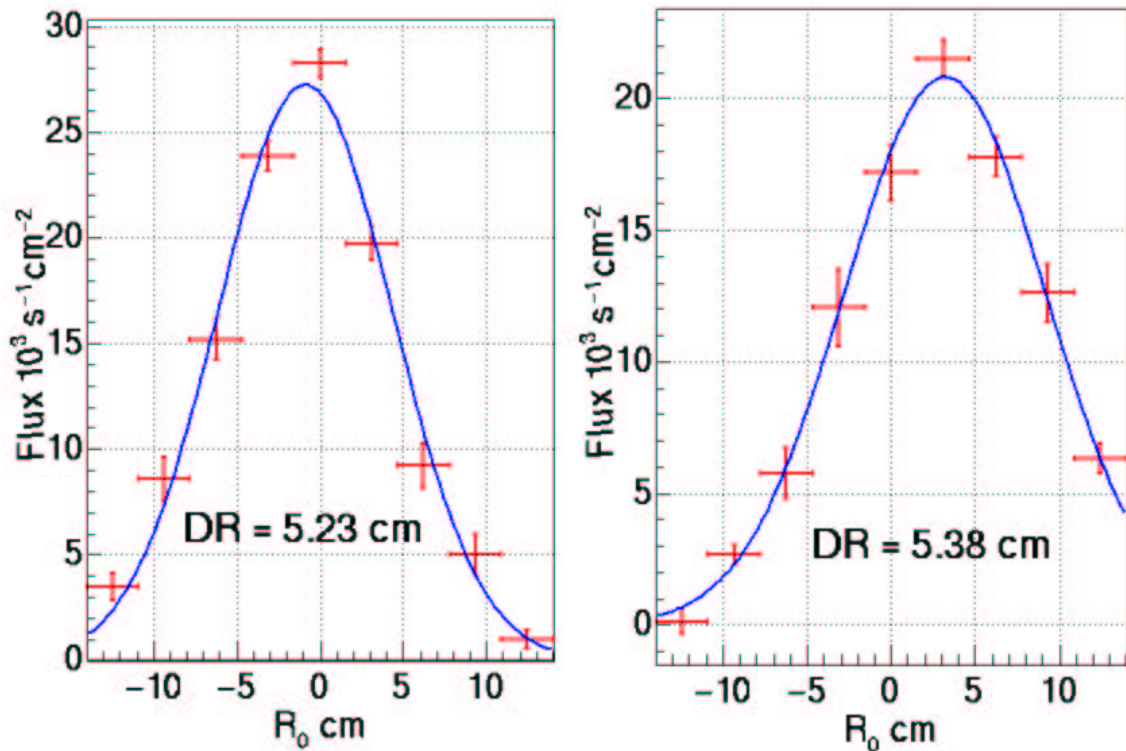


Рис. 5: Радиальные профили DD-реакций. Справа – “горизонтальный” профиль, слева – “вертикальный”.

- Серия “фоновых” выстрелов с закрытой заслонкой. Она проводилась для определения среднего количества регистрируемых нейтронов.
- Для каждого угла наклона датчика проводилась серия выстрелов с открытой заслонкой. В каждой такой серии определяется среднее количество зарегистрированных нейтронов и протонов. Разделить протоны и нейтроны здесь нельзя, но, вычитая из этой величины нейтронный “фон”, получаем количество протонов.
- Заключительная серия “фоновых” выстрелов. Она используется для уточнения нейтронной статистики и контроля изменения параметров.

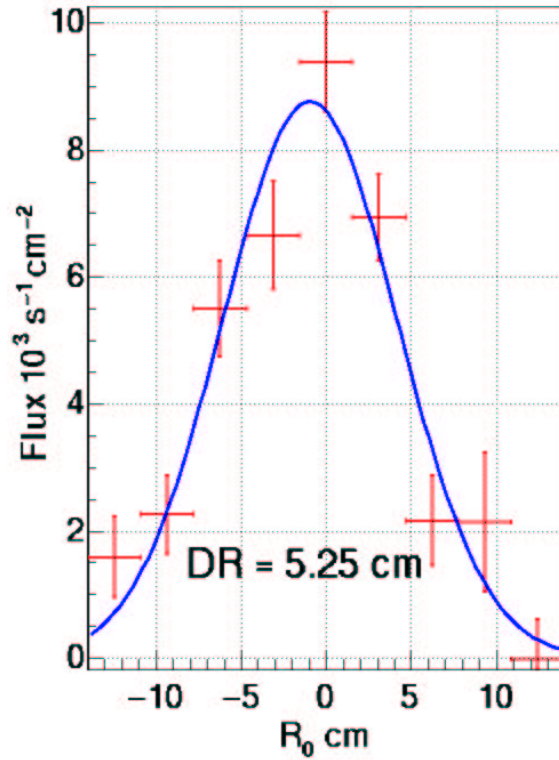


Рис. 6: Радиальный профиль DD -реакций, построенный по первым 0.4 мс эксперимента.

Нейтронный “фон” снимался не для всех точек потому, что он слабо зависел от угла наклона детектора. Это объясняется тем, что при сканировании расстояние между детектором и центром плазмы практически не изменялось.

На рисунке 5 приведены измеренные профили протонов термоядерных реакций. Для проверки аксиальной симметрии полученного распределения сканирование проводилось в двух положениях – датчик устанавливался в верхней и боковой фланцы и сканировались соответственно горизонтальный и вертикальный профили. Среднеквадратические ширины обоих профилей отличаются слабо (на $\approx 4\%$) и равны 5.2 - 5.4 см.

В нашем случае ларморовский радиус сравним с размерами плазмы, и из профиля термоядерных реакций нельзя однозначно вычислить плотность быстрых ионов; однако, ширина профиля может быть оценена в приближении нулевого ларморовского радиуса. В этом случае профиль DD -реакций пропорционален квадрату плотности быстрых ионов. Полученные профили хорошо аппроксимируются гауссовским распределением, в этом случае

$$w_f = \sqrt{2}w_{DD}, \quad (2)$$

где w_f – ширина плотности быстрых ионов, w_{DD} – ширина профиля термоядерных протонов. Такая оценка ширины распределения быстрых ионов

даёт значение $DR=7-7.5$ см, что заметно меньше характерной ширины захвата ($DR=11.3$ см) и мишенной плазмы ($DR=8.8$ см).

Данная диагностика позволяет так же получить ограничение на время установления узкого распределения быстрых ионов. Для этого сравним профиль, построенный по всей длительности эксперимента (1.2 мс, рис. 5), и профиль, построенный по первым 0.4 мс (рис. 6). Ширины профилей совпадают с точностью до ошибок, это позволяет утверждать, что узкий профиль DD-реакций устанавливается быстрее 0.4 мс с начала инъекции. Время 0.4 мс выбиралось таким, чтобы статистические ошибки не становились большими.

3 Исследование профиля нейтралов перезарядки.

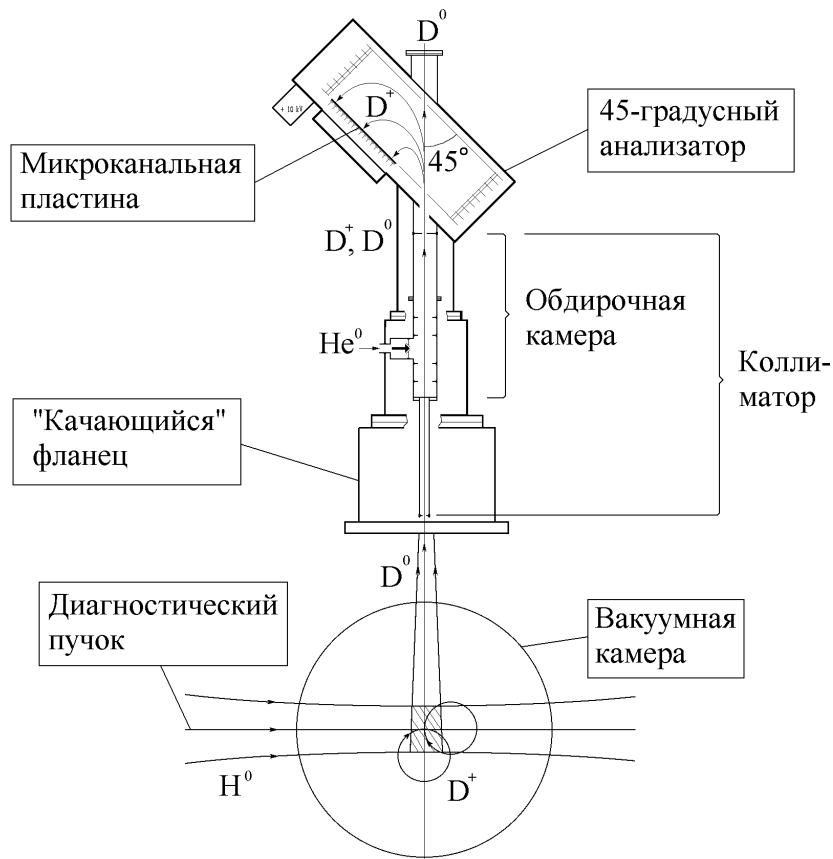


Рис. 7: Анализатор нейтралов перезарядки с активной мишенью.

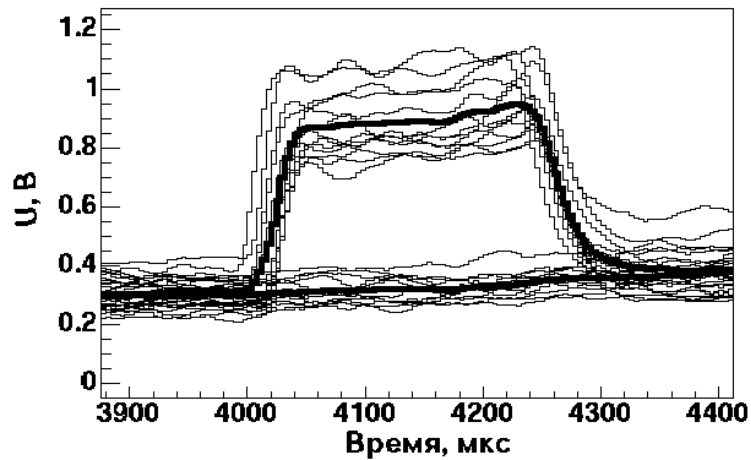


Рис. 8: Характерный вид сигналов анализатора нейтралов перезарядки с включенной и выключенной активной мишенью. Жирными линиями нарисованы усреднённые сигналы.

Анализатор нейтралов перезарядки представляет собой диагностику по измерению плотности быстрых частиц, имеющих определённое направление скорости и определённые координаты [2]. Быстрые частицы перезаряжаются на активной мишени, попадают в коллимационную систему, обдираются, поворачиваются в электрическом поле 45° -ого анализатора и попадают на микроканальную пластину (МКП). Активная мишень создаётся диагностическим инжектором DINA-5. Пучок атомов водорода с энергией 40 кэВ инжектируется перпендикулярно оси установки. Диагностический пучок имеет диаметр 4 см, эквивалентный ток ~ 1 А и, при прохождении через плазму, ослабляется на 20-30%. Коллимационная система “вырезает” узкий луч с размерами 1.5 см \times 2 см. Таким образом, измеряются параметры плазмы из объёма 1.5 \times 2 \times 4 см³. При сканировании анализатором вдоль пучка DINA-5, угол наклона не превышал 8° , и объём, в котором измерялись параметры, изменялся слабо. Обдирочная камера заполняется гелием, т. к. он имеет максимальные сечения обдирки водорода в интересующем нас интервале энергий. МКП разделена на 12 каналов, сигналы с них регистрируются системой сбора данных. Средние энергии по каналам в описанных ниже экспериментах лежали в пределах от 5.5 до 16 кэВ.

Для выделения сигнала от активной мишени проводились эксперименты с включенной и выключенной мишенью, в среднем в каждой точке было сделано по 10 “выстрелов” с мишенью и без. Характерный вид полученных сигналов с анализатора нейтралов перезарядки представлен на рис. 8. Усреднённые сигналы до включения и после выключения мишени совпадают. Это позволяет утверждать, что в эксперименте набрана достаточная статистика.

Сигнал, получаемый с МКП анализатора нейтралов перезарядки, пропорционален количеству перезарядившихся в плазме быстрых частиц. Суще-

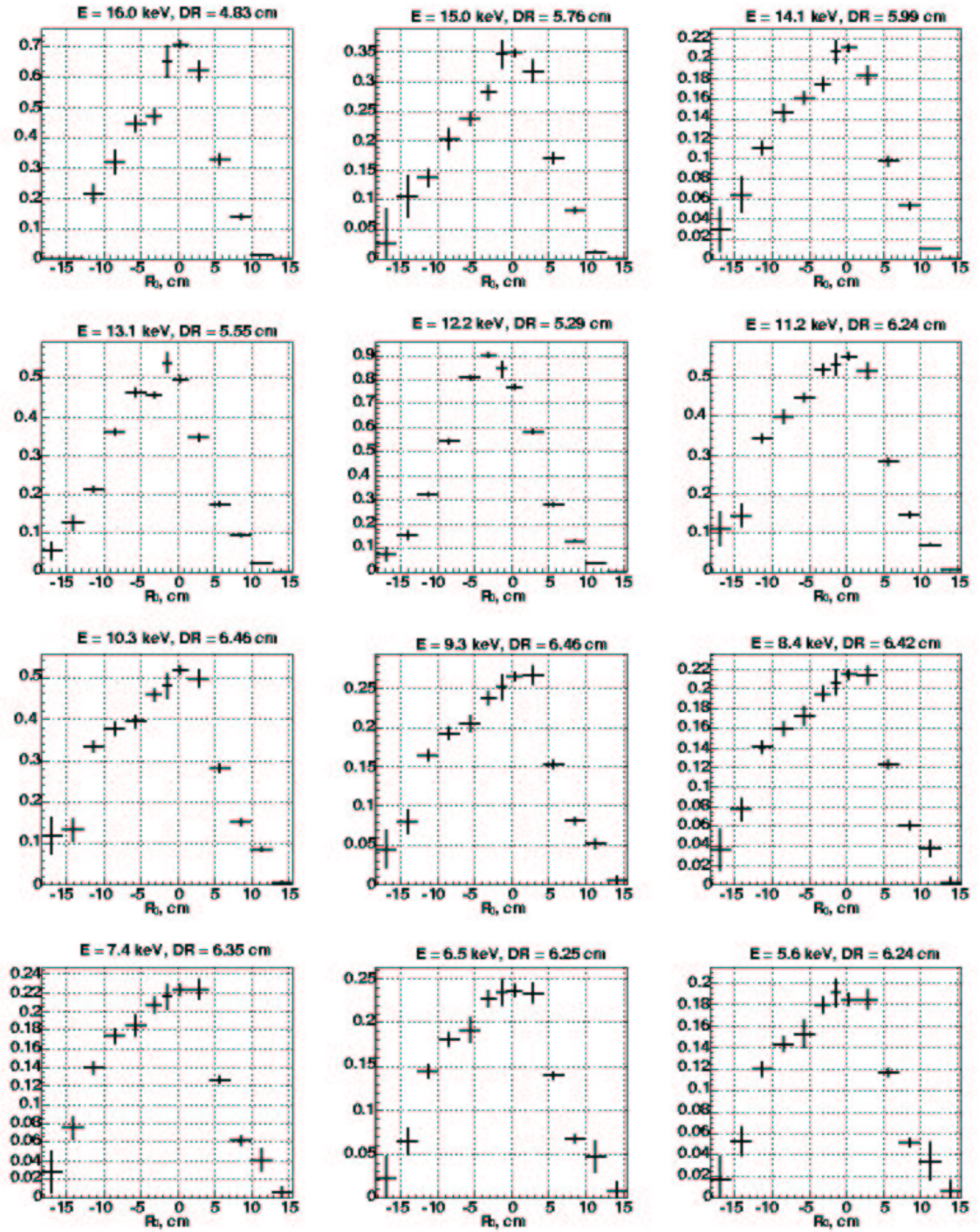


Рис. 9: Профили нейтралов перезарядки.

ствует источник систематической ошибки в определении сигнала от активной мишени. Атомы активной мишени перезаряжаются на мишенной плазме, после чего получившиеся протоны с энергией 40 кэВ с большой вероятностью теряются на лимитерах, а в столбе плазмы остаются нейтрализованные частицы мишенной компоненты. Эти нейтральные частицы составляют облако нейтрального газа, который и даёт систематическую ошибку в профилях перезарядки быстрых частиц. Численный расчёт плотности этого нейтрального газа даёт величину $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, что соответствует ошибке не более 5-10% от полезного сигнала. Радиальный профиль этого нейтрального газа шире, чем профиль мишенной плазмы, поэтому данная систематическая ошибка не влияет на ширину профилей.

Результаты измерений профилей нейтралов перезарядки для различных энергий представлены на рис. 9. Среднеквадратическая ширина полученных профилей лежит в интервале от 5.3 до 6.4 см. Это заметно меньше ширины захвата (≈ 2 раза). Полученный результат прямо указывает на формирование узкого радиального распределения быстрых ионов. Стоит так же отметить существенную аксиальную несимметрию профилей.

4 Эксперимент с подвижным лимитером.

После проведения описанных выше экспериментов получены следующие результаты.

Профиль	DR, см
Ларморовский радиус на энергии инжекции	7.0
Мишенная плазма	8.8
Захват	11.3
Возмущение магнитного поля	4.5
DD-реакции	5.2-5.4
Нейтралы перезарядки	5.3-6.5

На их основе можно утверждать, что профиль быстрых ионов примерно в 2 раза уже профиля захвата частиц, полученного из точных вычислений с учётом всех процессов ионизации. Формирование настолько узкого профиля можно объяснить двумя способами: либо быстрые ионы дрейфуют к оси установки, либо теряются на периферии. Для проверки предположения о больших потерях быстрых ионов на периферии был проведён специальный эксперимент.

Подвижный лимитер (или “нож”) представлял собой металлическую пластину под плавающим потенциалом, которая могла перемещаться по радиусу. Пластина ориентировалась так, что быстрые частицы, двигаясь по ларморовским орбитам, терялись на лимитере, если он находился в зоне их движения. Мишенная плазма ограничивалась кольцевыми лимитерами, расположенными за точками остановки быстрых частиц, на радиусе 15 см, поэтому по-

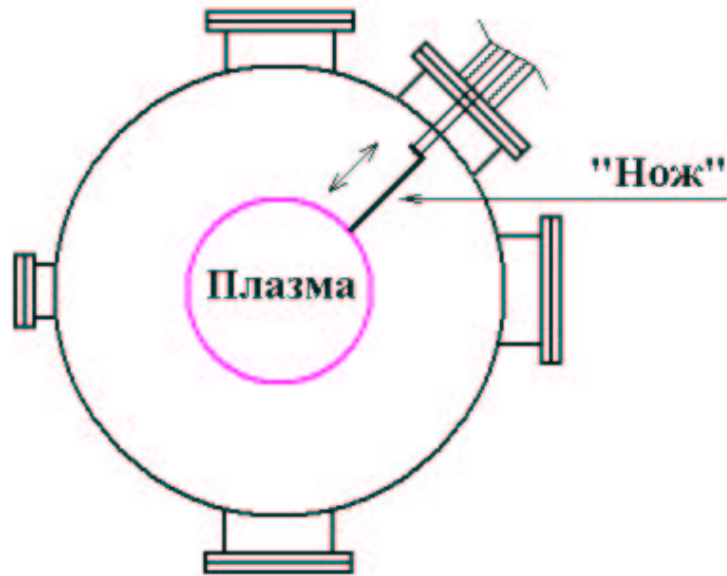


Рис. 10: Схема установки подвижного лимитера.

движный лимитер, устанавливавшийся на радиусах 15-30 см, оказывал слабое влияние на мишенную компоненту.

Если предположить, что быстрые ионы теряются на периферии, то при перемещении “ножа” в плазму до радиусов бóльших ширины сформированного профиля, изменение количества накопленных частиц будет мало, и такое действие не окажет существенного влияния на параметры эксперимен-

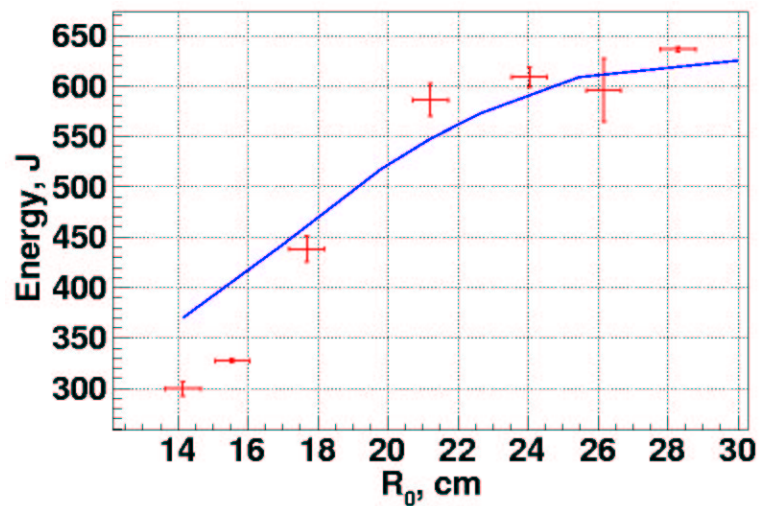


Рис. 11: Зависимость энергосодержания быстрых частиц от радиуса подвижного лимитера. Точками отмечены результаты эксперимента, линией – результаты численного расчёта.

та (такие, как энергосодержание плазмы, температура мишенной компоненты и т. д.). Если же ионы дрейфуют к оси установки, то перемещение “ножа” на радиусы порядка ширины захвата приведёт к заметному сокращению количества быстрых частиц и, следовательно, уменьшению энергосодержания.

На рис. 11 приведены результаты эксперимента с подвижным лимитером. Там же для иллюстрации приведены данные модельного расчёта кодом MCFIT, в котором радиальный дрейф быстрых ионов отсутствует. Энергосодержание быстрых частиц начинает изменяться с радиуса 20-22 см и на радиусе 14-16 см уменьшается вдвое. Результаты эксперимента и расчёта хорошо совпадают (отличие на радиусах 14-16 см можно объяснить возрастающим влиянием “ножа” на мишенную плазму, которое не учитывалось в расчёте). Это позволяет утверждать, что больших потерь на периферии плазмы нет. Такой же результат можно получить и из анализа энергобаланса [7].

5 Обсуждение результатов.

На основании проведённых экспериментов можно утверждать, что радиальный профиль быстрых ионов узкий и больших потерь на периферии нет; то есть ионы, широко захватившись, достаточно быстро дрейфуют к оси установки. Каков механизм этого дрейфа? Таким механизмом не может быть аномальное рассеяние или какое-либо другое явление, не имеющее выделенного направления (направления к оси установки), потому как такой механизм привел бы к диффузионному расширению профиля вместо сужения.

Рассмотрим дрейф из-за торможения в неоднородной мишенной плазме и дрейфы, связанные с электрическим и магнитным полями.

5.1 Дрейф из-за торможения в неоднородной мишенной плазме.

Рассмотрим аксиально-симметричную задачу о движении иона в однородном магнитном поле, и учтём слабое торможение иона в мишенной плазме. Торможение в плазме описывается кулоновскими столкновениями с отклонением на малый угол:

$$\vec{F} = -\frac{4\pi\Lambda e^4}{\mu} \int \frac{\vec{v} - \vec{u}}{|\vec{v} - \vec{u}|^3} f(\vec{u}) d^3u, \quad (3)$$

где e – элементарный заряд, Λ – кулоновский логарифм, μ – приведённая масса иона и частиц плазмы и $f(\vec{u})$ – распределение плазменных частиц по скоростям, \vec{v} – скорость налетающей частицы. Температуры ионов и электронов мишенной компоненты плазмы в ГДЛ примерно совпадают и равны 80-100 эВ; энергия быстрых ионов примерно в 100-150 раз больше. Можно считать, что скорость теплых ионов в мишенной плазме много меньше ско-

рости быстрых и формула 3 упростится:

$$F_{fi} = -\frac{4\pi\Lambda e^4}{\frac{2}{3}m_i v^2} n_p = -\frac{3\pi\Lambda e^4}{E_f} n_p, \quad (4)$$

где n_p – плотность плазмы, E_f – энергия быстрых ионов. Тепловая скорость электронов в несколько раз выше скорости быстрых ионов, поэтому в формуле 3 воспользуемся приближением $v \ll u$ и усредним по бoльцмановскому распределению электронов, получим:

$$F_{fe} = -\frac{4}{3}\Lambda e^4 \sqrt{\frac{2\pi m_e}{T_e^3}} v n_p = -\frac{8}{3}\Lambda e^4 \sqrt{\pi \frac{E_f m_e}{T_e^3 m_f}} n_p, \quad (5)$$

где m_f – масса быстрого иона, T_e и m_e – температура и масса электронов. Сравним формулы 4 и 5: $\frac{F_{fi}}{F_{fe}} \propto \sqrt{\left(\frac{T_e}{E_f}\right)^3 \frac{m_f}{m_e}} \approx 0.04$. Торможение быстрых частиц определяется в основном парными кулоновскими столкновениями с электронами. Тогда уравнение движения иона в замагниченной плазме примет вид:

$$\frac{d}{dt}\vec{v} = [\vec{v} \times \vec{\Omega}_c] - A n_p(\vec{r})\vec{v}, \quad A = \frac{4\Lambda e^4}{3m_f} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{T_e^3}}, \quad \vec{\Omega}_c = \frac{e\vec{B}}{m_f c}. \quad (6)$$

Найдём решение для однородной плазмы:

$$\vec{v}_0 = \vec{i}(\Omega_c t) u_0 e^{-A n_p t}, \quad \vec{i}(\phi) = \begin{pmatrix} \sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\frac{d}{d\phi} \vec{i}(\phi) = [\vec{i}(\phi) \times \vec{\Omega}_c] = \vec{i}(\phi + \frac{\pi}{2}),$$

u_0 – начальная скорость иона, $\vec{i}(\phi)$ – единичный вектор, описывающий ларморовское вращение. Интегрируем это уравнение и находим координаты иона:

$$\vec{r}_0 = \vec{R} + \vec{i}(\Omega_c t - \frac{\pi}{2} - \text{arctg}(\Omega_c \tau)) \frac{u_0}{\sqrt{\Omega_c^2 + \tau^{-2}}} e^{-t/\tau}, \quad \tau = \frac{1}{A n_p} \quad (8)$$

\vec{R} – радиус-вектор ларморовского центра иона, τ – время торможения иона в мишенной плазме. Из уравнения 8 следует, что в однородной плазме быстрый ион, замедляясь, не смещается.

Найдём теперь поправку, связанную с неоднородностью мишенной плазмы. Невозмущённой траекторией будем считать ларморовскую окружность (т. е. в формуле 8 положим $\tau = 0$), а возмущением – торможение на электронах:

$$\frac{d}{dt}\vec{v}_1 = [\vec{v}_1 \times \vec{\Omega}_c] - A n_p(\vec{r}_0)\vec{v}_0 \quad (9)$$

Представим v_1 в виде:

$$\vec{v}_1 = u_1 \vec{i}(\Omega_c t) \quad (10)$$

Тогда уравнение 9 упростится:

$$\frac{d}{dt}u_1 = -An_p \left(\vec{R} + \rho \vec{i} \left(\Omega_c t - \frac{\pi}{2} \right) \right) u_0, \quad \rho = \frac{u_0}{\Omega_c} \quad (11)$$

Рассмотрим случай, когда быстрый ион находится далеко от оси, тогда

$$R \gg \rho, \quad n_p \left(\vec{R} + \vec{\rho} \right) \approx n_p \left(\vec{R} \right) + \left(\vec{\rho}, \nabla n_p \left(\vec{R} \right) \right) \quad (12)$$

Подставим теперь уравнения 8 и 12 в 11:

$$\frac{d}{dt}u_1 = -Au_0 n_p \left(\vec{R} \right) - \frac{Au_0^2}{\Omega_c} \left(\vec{i} \left(\Omega_c t - \frac{\pi}{2} \right), \nabla n_p \left(\vec{R} \right) \right) \quad (13)$$

Первый член в приведённом выше уравнении описывает замедление иона в однородной плазме, этот эффект, как было уже показано, не даёт радиального дрейфа. Поэтому не будем его учитывать при интегрировании уравнения 13:

$$u_1 = A\rho^2 \left(\vec{i}(\Omega_c t), \nabla n_p \left(\vec{R} \right) \right) \quad (14)$$

Теперь, подставив значение u_1 в уравнение 10 получаем поправку к скорости иона. Усредним её по ларморовскому периоду:

$$\langle \vec{v}_1 \rangle = A\rho^2 \left\langle \vec{i}(\Omega_c t) \left(\vec{i}(\Omega_c t), \nabla n_p \left(\vec{R} \right) \right) \right\rangle = \frac{1}{2} A\rho^2 \nabla n_p \left(\vec{R} \right) = \frac{\rho^2}{2\tau} \frac{\nabla n_p}{n_p} \quad (15)$$

Так как мишенная плазма аксиально симметрична, и её плотность спадает при удалении от оси, то формула 15 описывает радиальный дрейф к центру. За время торможения в e раз быстрый ион сдрейфует на следующую величину:

$$\Delta r \approx \langle v_r \rangle \tau = \frac{\rho}{2} \cdot \frac{\rho \nabla n_p}{n_p} = \frac{\rho^2}{2a} \approx 2 \text{ см}, \quad (16)$$

где $a = 14$ см – характерная ширина плазмы. В случае, когда быстрый ион находится вблизи оси, т.е. $R \ll \rho$, в формуле 16 ρ заменяется на R .

Оценка $\Delta r \approx 2$ см даёт верхнюю границу по скорости дрейфа из-за торможения в неоднородной мишенной плазме. Очевидно, данного механизма недостаточно для формирования профиля, полученного в эксперименте.

5.2 Дрейф в электрическом и магнитном полях.

В газодинамической ловушке электрические поля много слабее продольного магнитного, но в аксиально-симметричной конфигурации магнитного поля без электрического радиальный дрейф частиц невозможен. Рассмотрим, поэтому, дрейф в скрещенных электрическом и магнитном полях. Скорость дрейфа в постоянных электрическом \vec{E} и магнитном поле \vec{B} задаётся формулой:

$$\vec{v}_d = c \frac{[\vec{E} \times \vec{B}]}{B^2} \quad (17)$$

К радиальному дрейфу могут приводить продольное (вдоль силовой линии основного магнитного поля) электрическое поле и азимутальное магнитное, либо продольное магнитное поле и азимутальное электрическое.

Мишенная компонента – столкновительная и обладает большой продольной электронной проводимостью, что обеспечивает отсутствие продольных электрических полей, связанных с мишенной плазмой. Однако, продольные поля появляются в точках остановки быстрых ионов. Плотность быстрых ионов в точках остановки имеет резкий максимум, то есть потенциал для электронов вдоль силовой линии имеет узкую “яму”. Электроны распределяются вокруг этой “ямы” по Больцману, поэтому, из-за ненулевой температуры электронов, в небольшой области рядом с точкой остановки появляется продольное электрическое поле.

Так как мишенная компонента столкновительна, то ионы и электроны мишенной плазмы имеют больцмановское распределение по энергии:

$$n_e = n_p e^{\frac{e\phi}{T_e}}, \quad n_i = n_p e^{-\frac{e\phi}{T_i}}, \quad (18)$$

где ϕ – электрический потенциал, а n_p – плотность мишенной компоненты. Потенциал точечного заряда q , помещённого в плазму, экранируется:

$$\phi(r) = \frac{q}{r} e^{-\frac{r}{r_D}}, \quad (19)$$

$$r_D = \left[4\pi e^2 n_p \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_i} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \approx 5 \text{ мкм}, \quad (20)$$

здесь r_D – дебаевский радиус. Для оценки продольного электрического поля не будем учитывать зависимость плотности компонент плазмы от радиуса, то есть рассмотрим плазму параметры которой зависят только от продольной компоненты z . Вычислим потенциал, создаваемый одиночным слоем, расположенным в $z = 0$ и имеющем поверхностную плотность заряда σ . Для этого просуммируем потенциалы, задаваемые формулой 20, от каждой точки слоя:

$$\phi(z) = \int \frac{\exp -\frac{\sqrt{x^2+y^2+z^2}}{r_D}}{r} \sigma dx dy = 2\pi \sigma r_D e^{-\frac{|z|}{r_D}} \quad (21)$$

Теперь, используя формулу 21, вычислим потенциал, создаваемый быстрыми ионами с плотностью $n_f(z)$:

$$\phi(z) = \int 2\pi (n_f(z + z_1) dz_1) r_D e^{-\frac{|z_1|}{r_D}} \approx 4\pi e r_D^2 n_f(z) = \frac{T_e T_i}{e(T_e + T_i)} \frac{n_f(z)}{n_p} \quad (22)$$

Получаем оценку продольного электрического поля ($T_i \approx T_e \approx T$):

$$E_z = -\frac{d}{dz} \phi \approx -\frac{T}{2en_p} \frac{d}{dz} n_f(z) \approx \frac{T}{2e} \frac{n_f}{\Delta z_f n_p} \approx 1 \text{ В/см}, \quad (23)$$

где $\Delta z_f \sim 10$ см – продольная ширина распределения быстрых ионов в точке остановки.

Захват нагретых пучков является причиной появления поперечного электрического поля и продольного тока, создающего азимутальное магнитное поле. Захват инжектированных быстрых атомов происходит в основном за счет перезарядка на ионах мишенной плазмы. В этом случае квазинейтральность соблюдается в точке захвата (высокоэнергетичный атом взаимодействует с нейтральной мишенной плазмой). Захватившийся ион имеет большой ларморовский радиус и вращается по ларморовской орбите; центр этого вращения расположен на силовой линии, отстоящей на ларморовский радиус от линии захвата. Таким образом, при захвате происходит разделение зарядов по силовым линиям и возникает поперечное электрическое поле. Проводимость плазмы поперёк магнитного поля мала, поэтому ток, компенсирующий поперечное электрическое поле, течёт вдоль силовых линий и замыкается через плазмоприёмник – проводящую поверхность далеко за пробками, ограничивающую плазму.

Как уже отмечалось, продольная проводимость велика, поэтому силовая линия имеет одинаковый потенциал по всей длине. Если между двумя силовыми линиями существует разность потенциалов ΔU , то через плазмоприёмник потечёт ток J , который можно оценить, считая, что сопротивление определяется дебаевским слоем плазмы около плазмоприёмника:

$$\Delta U = J R_D \quad (24)$$

где $R_D \sim 1$ Ом – сопротивление дебаевского слоя. Оценим теперь поперечное электрическое поле, возникающее из-за разделения зарядов в процессах захвата. Расстояние между силовыми линиями, заряжающимися разноимёнными зарядами равно ларморовскому радиусу ρ , разность потенциалов задаётся формулой 24, где ток – это половина эквивалентного тока захвата $J_z \approx 60$ А (половина – потому, что ток замыкается через оба конца установки), получаем:

$$E_{\perp} \approx \frac{\Delta U}{\rho} = \frac{J_z R_D}{\rho} \approx 10 \text{ В/см} \quad (25)$$

Ток, текущий вдоль силовых линий, создаёт азимутальное магнитное поле; его максимальное по радиусу значение можно оценить так:

$$B_{\phi} \approx \frac{J_z}{c\rho} \approx 1 \text{ Гс} \quad (26)$$

Итак, оценим дрейфы в скрещенных полях. Дрейф в азимутальном магнитном (формула 26) и продольном электрическом (формула 23) полях даёт величину порядка 4 см/с. Изменение положения частицы, связанное с таким дрейфом, незначительно и составляет $\approx 4 \cdot 10^{-5}$ см за время всего эксперимента. Этот вид дрейфа не оказывает влияния на радиальный профиль частиц.

Дрейф в продольном магнитном (основное поле ≈ 2.5 кГс) и азимутальном электрическом (формула 25) полях даёт величину порядка 4 км/с. С такой скоростью за 1 мс частица могла бы переместиться на 4 м, что примерно в 30 раз больше размеров мишенной плазмы. Однако, азимутальное распределение электрических полей, возникающих в результате инъекции, сильно несимметрично, и потому их точный учёт сложен; также электрические поля могут сильно зависеть от радиуса. Сильная зависимость от азимутального угла связана с тем, что направление электрического поля, появляющегося при захвате пучка, зависит только от направления пучка и магнитного поля, то есть постоянно вдоль пучка. Поэтому, при центральной инъекции (инъекции через ось плазмы), с одной стороны от оси пучок создаёт электрическое поле, приводящее к дрейфу внутрь плазмы, а с другой – наружу. Быстрый ион, при азимутальном дрейфе в неоднородном магнитном поле, много раз поворачивается вокруг оси и его перемещение по радиусу сложно оценить. Таким образом, дрейф, связанный с электрическими полями, возникающими в результате инъекции, существенно влияет на радиальный профиль быстрых ионов, однако оценить его влияние сложно. Для более точного анализа была сделана попытка учесть этот дрейф в численном коде (см. далее).

5.3 Энергетический принцип в задаче о дрейфе быстрых ионов.

Ещё одной причиной сужения радиального профиля быстрых ионов может быть энергетическая выгодность такой конфигурации. Решим следующую модельную двумерную задачу: бесстолкновительная плазма малой плотности находится в однородном магнитном поле, какое распределение энергетически наиболее выгодно?

Малая плотность означает, что возмущение магнитного поля невелико и траектории частиц практически не отличаются от окружностей. Будем считать, что сохраняется магнитный момент частиц $\mu = \frac{mv^2}{2B}$ и он одинаков для всех частиц. Так же для упрощения примем, что частица возмущает магнитное поле только внутри ларморовской окружности.

Введём операцию усреднения по ларморовскому кругу (ρ – невозмущённый ларморовский радиус):

$$\langle F(x, y) \rangle = \frac{1}{\pi \rho^2} \int_0^\rho r dr \int_0^{2\pi} d\phi F(x + r \cos(\phi), y + r \sin(\phi)) \quad (27)$$

Заметим, что эта операция имеет следующее свойство:

$$\int \langle F_1(\vec{r}) \rangle F_2(\vec{r}) dS = \int F_1(\vec{r}) \langle F_2(\vec{r}) \rangle dS \quad (28)$$

Тогда, возмущение магнитного поля от частиц примет вид:

$$\delta B(\vec{r}) = -4\pi\mu \langle n(\vec{r}) \rangle, \quad B = B_0 + \delta B, \quad (29)$$

где n – плотность ларморовских центров, B_0 – невозмущённое поле.

Средняя по периоду ларморовского вращения энергия частицы равна:

$$\begin{aligned}\bar{E}_p &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c} \vec{A})^2}{2m} dt = \int_0^T \frac{(m\vec{v} - \frac{e}{c} \delta \vec{A})^2}{2mT} dt \approx \\ &\approx \frac{mv^2}{2} - \frac{e}{cT} \int_0^T (\delta \vec{A}, \vec{v}) dt = \frac{mv^2}{2} + \frac{e}{cT} \langle \delta B \rangle \pi \rho^2 = \mu \langle B \rangle\end{aligned}\quad (30)$$

Здесь $\vec{A} = \vec{A}_0 + \delta \vec{A}$ – вектор-потенциал магнитного поля, $\hat{\vec{p}}$ – обобщённый импульс.

Запишем теперь суммарную энергию магнитного поля и частиц:

$$E = \int \left(\frac{B^2}{8\pi} + n \bar{E}_p \right) dS \quad (31)$$

Подставим в подынтегральное выражение формулы 29 и 30, и воспользуемся свойством 28, тогда:

$$E = \int \left(\frac{B_0^2}{8\pi} - 2\pi\mu^2 \langle n \rangle^2 \right) dS \quad (32)$$

Первая часть подынтегрального выражения уравнения 32 описывает вклад от невозмущённого магнитного поля и является постоянной, вторая зависит от распределения ионов.

В условиях данной задачи плазма несжимаема, однако, при перемещении участков плазмы друг относительно друга, $\langle n \rangle$ изменяется. При сворачивании изначально широкого распределения плазмы в сгусток с наиболее плотной плазмой в центре полная энергия, вычисляемая по формуле 32, уменьшается. Таким образом, энергетически выгодное распределение ионов – это сгусток с максимумом плотности в центре сгустка. Стоит отметить, что в столкновительном случае, когда сохраняется суммарная энергия частиц, а не их магнитный момент, энергетически выгодным оказывается разлёт плазмы вместо сжатия.

Модель более детального учёта поведения быстрых ионов с учётом их действия друг на друга была рассмотрена в [8]. Для упрощения рассматривалась плоская задача; изменение магнитного поля, создаваемое быстрыми ионами, считалось малым; учитывались поперечные электрические поля, которые разряжались через дебаевский слой на торце плазмы.

Моделирование показывает, что плазма из первоначально широкого распределения сжимается в более компактное с максимумом плотности в центре. Это является качественным подтверждением того, что, указанные выше механизмы, приводят к сужению радиального профиля быстрых ионов.

6 Заключение

В заключении приведу основные результаты полученные в работе:

- Измерен радиальный профиль распределения термоядерных реакций в установке ГДЛ в районе точки останова быстрых ионов. Его среднеквадратическая ширина составляет 5.2-5.4 см.
- С помощью анализатора нейтралов перезарядки с активной мишенью были измерены радиальные профили быстрых ионов с энергиями от 5.5 до 16 кэВ вблизи точки останова (пробочное отношение $R=2$). Среднеквадратические ширины этих профилей лежат в диапазоне от 5.3 до 6.5 см.
- На основе полученных результатов можно утверждать, что профиль быстрых ионов примерно в 2 раза уже профиля захвата частиц, полученного из точных вычислений с учётом всех процессов ионизации.
- В эксперименте с подвижным лимитером прямо подтверждено отсутствие существенных потерь на периферии плазмы. На это указывают и результаты глобального энергобалланса плазмы в ГДЛ.
- Рассмотрены различные возможные механизмы формирования узкого радиального профиля быстрых ионов. Показано что при учете электрических и магнитных полей в плазме, а также конечности ларморовского радиуса ионов и ненулевого "бета", возможно перераспределение захваченных быстрых ионов с формированием узкого радиального профиля.

7 Благодарности

Хочу поблагодарить Юрия Александровича Цидулко за проявленный интерес к работе группы ГДЛ и успешные попытки теоретического описания полученных результатов, Владимира Николаевича Бородкина за техническую поддержку проведенных экспериментов и весь коллектив ГДЛ за помощь в подготовке и проведении исследований.

Список литературы

- [1] Мирнов В. В., Рютов Д. Д. “Газодинамическая ловушка”. Вопросы атомной науки и техники. Серия термоядерный синтез. 1980, Вып. 1, No5, с. 57-66.
- [2] A.V.Anikeev, P.A.Bagryansky, A.A.Ivanov, A.N.Karpushov, S.A.Korepanov, V.V.Maximov, S.V.Murakhtin, A.Yu.Smirnov, K.Noack, G.Otto, “Fast ion relaxation and confinement in the gas dynamic trap”, Nuclear Fusion, Vol.40, Number 4, April 2000, pp.753-765.
- [3] A.A.Ivanov et. al “GDT device, recent results and future plans for GDT upgrade” Transactions of Fusion Science and Technology, Vol. 43, January 2003, pp.315-317.
- [4] E.P.Kruglyakov, A.A.Ivanov, Yu.A.Tsidulko, “Possible steps in 14 MeV neutron source construction” Transactions of Fusion Science and Technology, Vol. 43, January 2003, pp.315-317.
- [5] P.A.Bagryansky, P.P.Deichuli, A.A.Ivanov, S.A.Korepanov, A.A.Izounov, S.V.Maximov, D.J.Den Hartog, G.Fiksel, “Measurement of the radial profile of magnetic field in the Gas-Dynamic Trap using a motional Stark effect diagnostic”, Rev.Sci.Instrum., Vol.74, Number 3, March 2003, pp.1592-1595
- [6] В. Н. Корнилов, В. В. Максимов “Сцинтиляционный датчик протонов и нейтронов – продуктов DD-реакций” ПТЭ No2 2001 стр. 96-100.
- [7] Е.Ю.Колесников “Энергетический баланс двухкомпонентной плазмы с высоким бета в установке ГДЛ”, квалификационная работа на соискание степени магистра, ИЯФ, 2003г.
- [8] Ю.А.Цидулко “2D динамика двухкомпонентной плазмы с конечным бета”, семинар плазменных лабораторий ИЯФ, 27 мая 2003г.

Дополнения, сделанные по замечаниям рецензента.

Оценка дрейфа, связанного с неоднородностью мишенной плазмы, даёт смещение $\delta R \sim 2$ см. Этот дрейф учитывался в модельных расчётах MCFIT, и не приводил к сжатию профиля.

Скорость дрейфа, связанного с ненулевым ларморовским радиусом:

$$v_d = \frac{c}{B} [\vec{E} \times \vec{b}] + \frac{v_{||}^2}{\Omega_c} [\vec{b} \times (\vec{b}, \nabla) \vec{b}] + \frac{v_{\perp}^2}{2\Omega_c B} [\vec{b} \times \nabla B], \quad \vec{b} = \frac{\vec{B}}{B} \quad (33)$$

Первый член – дрейф в скещенных электрическом и магнитном полях, второй – центробежный, третий – градиентный. Последние два дрейфа не дают смещения по радиусу.

Оценку поперечного электрического поля, проведённую с учётом только дебаевского слоя, можно рассматривать как нижнюю границу эффекта, которая уже достаточна для значительного влияния на радиальный профиль. Подавление продольного переноса в расширителе увеличивает сопротивление продольному току, но не влияет на величину этого тока, так как он обеспечивает электронейтральность, и, таким образом, увеличивает поперечное электрическое поле и связанный с ним дрейф.

Оценка градиентного дрейфа:

$$\nabla B \approx \frac{\delta B}{R_{fast}} \vec{e}_r \approx 100 \text{ Гс/см}, \quad v_{grad} \approx 10^7 \text{ см/с} \quad (34)$$

Эта скорость сравнима со скоростью частицы ($\approx 10^8$ см/с). Однако область возмущения поля, где происходит настолько быстрый дрейф, узкая.

Центробежный дрейф:

$$v_c = \frac{v_{||}^2}{\Omega_c} [\vec{b} \times \vec{\kappa}], \quad \vec{\kappa} = \frac{d\vec{b}}{dl}, \quad (35)$$

где $\vec{\kappa}$ – вектор кривизны силовых линий, а $d\vec{l}$ – элемент длины вдоль силовой линии.

$$\frac{dB_z}{dz} + \frac{dB_r}{dr} = \text{div}(\vec{B}) = 0 \Rightarrow B_r = -\frac{r}{2} \frac{dB_z}{dz}, \quad (36)$$

$$B_z \approx B_0 \left(1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right), \quad (37)$$

$$\phi(z_0) = \arctg \left(\frac{B_r(z_0)}{B_z(z_0)} \right) \approx -\frac{r}{z_0}, \quad \phi(0) \equiv 0, \quad (38)$$

$$\kappa \sim \frac{\phi(z_0) - \phi(0)}{z_0} = -\frac{r}{z_0^2} \quad (39)$$

Здесь ϕ – угол наклона силовой линии к оси, z_0 – точка остановки быстрых ионов. Оценим скорость центробежного дрейфа для $r \sim \rho$ и $v_{||} \sim v_{\perp}$:

$$v_c \approx \rho^2 \Omega_c \kappa \sim \frac{\rho^3 \Omega_c}{z_0^2} = 10^4 - 10^5 \text{ см/с} \quad (40)$$

Ещё раз отмечу, что градиентный и центробежный дрейфы не приводят к изменению радиального распределения.