

Министерство образования
Российской Федерации
Новосибирский Государственный Университет
Физический факультет
Кафедра физики плазмы

Квалификационная работа на соискание степени магистра

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС
ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ С
ВЫСОКИМ БЕТА В УСТАНОВКЕ ГДЛ**

Колесников Евгений Юрьевич

Научный руководитель
к. ф.-м. н. Мурахтин Сергей
Викторович

Новосибирск – 2003

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
1. Экспериментальная установка и диагностический комплекс.....	7
1.1 Установка ГДЛ	7
1.2 Сценарий эксперимента и параметры плазмы	8
1.3 Диагностика для измерения перезарядных потерь.....	11
1.4 Диагностика для измерения продольных потерь плазмы через магнитные пробки.	12
1.5 Диагностика для измерения энергосодержания в пучке нагревного инжектора «Старт».	13
1.6 Диагностика для измерения энергосодержания популяции быстрых ионов и мишенной плазмы.....	17
2. Экспериментальные результаты.	20
2.1 Измерение перезарядных потерь.....	20
2.2 Измерение продольных потерь.....	21
2.3 Измерение энергосодержания пучка.....	23
2.4 Диаманитные измерения.	24
3. Анализ энергобаланса по результатам экспериментов.....	27
Заключение.....	31
Литература.....	32

ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является изучение баланса энергии двухкомпонентной плазмы в Газодинамической ловушке (ГДЛ) в режиме с высоким β^1 .

ГДЛ принадлежит к системам открытого типа для магнитного удержания плазмы [1] и представляет собой простой осесимметричный пробкотрон с большим пробочным отношением $R_m \gg 1^2$ и длиной L , превышающей длину рассеяния ионов в конус потерь :

$$L \gg \lambda_{ii} \frac{\ln R}{R}, \quad (1)$$

где λ_{ii} – длина свободного пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы. В этих условиях, при $T_i \cong T_e$ время жизни плазмы τ_{GDT} может быть оценено как время газодинамического истечения обычного газа из сосуда с небольшим отверстием:

$$\tau_{GDT} \approx LR_m / v_{T_i}, \quad (2)$$

где v_{T_i} - тепловая скорость ионов. Для сравнения приведем формулу, определяющую время жизни в обычном пробкотроне [2]:

$$\tau_{mirror} \approx \tau_{ii} \ln R_m, \quad (3)$$

где τ_{ii} - время ион-ионных столкновений. Режим газодинамического истечения из пробкотрона реализуется лишь в том случае, когда поток ионов в конус потерь превышает газодинамический расход через пробку, т.е. когда конус потерь заполнен. Из требования заполненности конуса, очевидно, следует:

$$\tau_{mirror} \approx \tau_{ii} \ln R_m \ll \tau_{GDT} \approx LR_m / v_{T_i}, \quad (4)$$

что и приводит к условию (1).

Очень важным возможным применением газодинамической ловушки является создание на ее основе источника нейтронов. В [3] была указана

¹ $\beta = 8\pi \cdot P_{\perp}^2 / B^2$ - отношение поперечной составляющей газокинетического давления плазмы к давлению магнитного поля.

² $R_m = B_{\max} / B_{\min}$ - отношение индукции магнитного поля в пробке к его значению в центре ловушки.

возможность применения ГДЛ в качестве относительно дешевого и компактного источника нейтронов D-T реакции с энергией 14 МэВ. Необходимость такого источника для ускоренного испытания материалов и узлов будущего термоядерного реактора в настоящее время общепризнанна [4]. Помимо применений в фундаментальных исследованиях в области физики твердого тела и термоядерного материаловедения, он имеет также перспективы в качестве устройства для «дожигания» радиоактивных отходов, получения радиоизотопов, а также в качестве гибридной ядерно-энергетической установки с высокой степенью внутренней безопасности [5,6].

Существенное достоинство нейтронного генератора на основе ГДЛ состоит в том, что в нем в принципе достижимо $\beta \approx 1$ это позволит создать относительно компактную установку с малой потребляемой мощностью и расходом трития [7]. При этом, размеры центральной ячейки не будут превышать 10-20 м, а полная подводимая мощность - 50-60 МВт. Это устройство способно создавать вблизи точек остановки быстрых ионов, поток нейтронов с плотностью энергии 2-4 МВт/м² и энергией 14 МэВ. Такой поток характерен для условий эксплуатации первой стенки в демонстрационной версии термоядерного реактора [8,9].

Для экспериментального обоснования проекта генератора нейтронов была создана и успешно работает в течение ряда лет в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН установка ГДЛ, на которой осуществляется моделирование физических процессов в генераторе нейтронов при меньшем уровне параметров плазмы, а также проводится ряд исследований, направленных на изучение физики удержания плазмы. Изучение энергетического баланса является одной из наиболее важных задач в программе плазменных экспериментов на установке ГДЛ. Детальное знание всех существующих каналов потерь энергии необходимо для построения замкнутой физической картины процессов, происходящих в плазме, и в не меньшей степени важно для разработки сценариев дальнейших действий по повышению параметров.

В настоящее время на установке ГДЛ исследуется режим, характеризующийся следующими особенностями:

- МГД устойчивость плазмы в ГДЛ достигается методом создания особого вида радиального профиля электрического потенциала в плазме при помощи специальной системы электродов. [20]
- режим характеризуется большим значением β - до 40% на оси установки, а также достаточно узким радиальным профилем диамагнитного возмущения магнитного поля [10].

Главные вопросы которые возникают при рассмотрении данного режима - это вопрос об устойчивости плазмы и о механизме формирования радиального профиля быстрых ионов. Проблема МГД стабилизации плазмы в осесимметричной магнитной ловушке при столь высоком β является очень актуальным.. Что же касается механизма формирования профиля быстрых ионов, то первостепенным является вопрос о том, является ли он результатом потерь быстрых ионов из периферийных областей плазмы, или же он создается в результате радиального транспорта быстрых ионов.

Сделать какие-либо заключения о потерях из плазмы можно, только сравнивая их с данными о вкладываемой в плазму энергии. Таким образом, сам характер поставленных вопросов требует анализа глобального баланса энергии и вещества в установке ГДЛ. Для детального анализа энергобаланса необходимо задействовать целый комплекс различных диагностик, а также иметь представление о происходящих в плазме процессах. Кроме экспериментальных данных, в работе широко использовались результаты численного моделирования с применением кода MC-FIT [11] сравнение которых с экспериментальными данными позволяет сделать вывод о применимости заложенных в него предположений о происходящих в плазме процессах. Численное моделирование с помощью этого кода учитывает следующие основные процессы:

- захват атомарных пучков и формирование популяции быстрых ионов;
- потери быстрых ионов вследствие перезарядки;
- их рассеяние на ионах мишенной плазмы;
- торможение ионов на электронах и нагрев мишенной плазмы;
- продольные потери частиц и энергии;
- поперечные потери энергии из плазмы.

Программа экспериментального исследования роли продольных и поперечных потерь энергии в энергетическом балансе плазмы.

С целью построения замкнутой картины энергобаланса плазмы в ГДЛ были проделаны следующие эксперименты:

1. Измерение поперечных потерь энергии.
2. Измерение продольных потерь.
3. Измерение энергосодержания в инжектируемых нагревных пучках.
4. Диамагнитные измерения.

На следующем рисунке изображено расположение использованных диагностик.

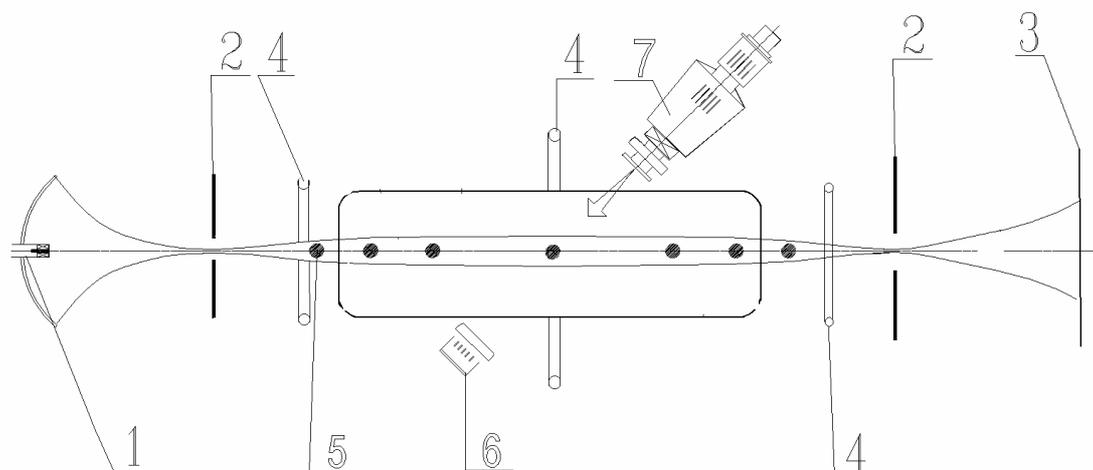


Рис. 1.2 Расположение диагностик. 1 – основная плазменная пушка; 2 – магнитные пробки; 3 – торцевой измеритель продольных потерь; 4 – система диамагнитных зондов; 5 – болометры; 6 – калориметр и вторично-эмиссионные датчики; 7 – нагревные атомарные инжекторы.

1.2 Сценарий эксперимента и параметры плазмы.

В экспериментах, описанию которых посвящена работа, последовательность работы основных систем (см. рис.1.3) была следующей: системы питания основного соленоида и катушек МГД-стабилизаторов включались так, что магнитные поля, создаваемые ими, достигали максимальных значений одновременно. Затем включался плазменный источник, заполнявший ловушку плазмой. Запуск источника осуществлялся за 3-5 мс до достижения максимума током в основной магнитной системе. Длительность работы плазменной пушки составляла 4 мс. Пробочная катушка со стороны источника плазмы включалась за 1-1.5 мс до выключения плазменной пушки, что позволяло получать более плотную мишенную плазму. Катушка второго пробочного узла, обычно запускалась за 1 мс до начала работы плазменного источника. Атомарная инжекция начиналась сразу после выключения источника и имела длительность 1.1 мс. Инжекция атомарных пучков приводила к образованию популяции плещущихся ионов с плотностью в точках остановки до 10^{13} см^{-3} и средней энергией 5-10 кэВ. В результате торможения быстрых ионов, температура

электронов мишенной плазмы увеличивалась до $\cong 100$ эВ. После окончания инъекции следовала стадия распада.

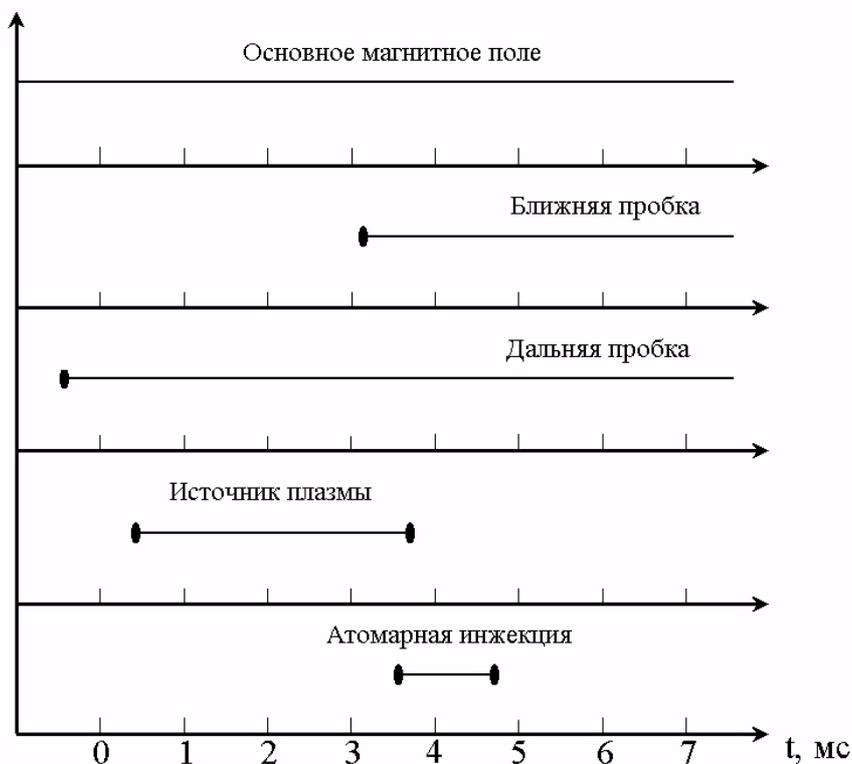


Рис. 1.3: *Временная диаграмм работы установки.*

Рассмотрим подробнее энергетический баланс плазмы при нагреве атомарными пучками (он показан схематично на рис. 1.4). Часть инжектированных пучков захватывается на мишенной плазме и образует популяцию быстрых ионов. Совершая периодические движения (баунс-колебания) между точками остановки, быстрые ионы испытывают столкновения и, как следствие, торможение и рассеяние на частицах мишенной плазмы. Соотношение сечений таково, что основным каналом нагрева мишенной плазмы (и потерь энергии из быстрых ионов) является электрон-ионные столкновения между быстрыми ионами и электронами мишенной плазмы. Затем энергия переданная электронам мишенной плазмы в результате электрон-ионных столкновений передается также и ионам мишенной плазмы. Процессы, описанные выше, сопровождаются потерями энергии и вещества из ловушки. Для популяции быстрых ионов кроме торможения на частицах мишенной плазмы, важен также канал потерь связанный с перезарядкой ионов на остаточном нейтральном газе и, как следствие, уход образовавшихся быстрых

атомов из ловушки. Для мишенной плазмы главным каналом потери энергии является вытекание вещества через пробки. Кроме того, часть мишенной плазмы гибнет на лимитерах. Также есть потери энергии из мишенной плазмы и быстрых ионов из плазмы за счет излучения, но они как показывают оценки и измерения, выполненные ранее [12], составляют около 5% и для данной работы существенными не являются.

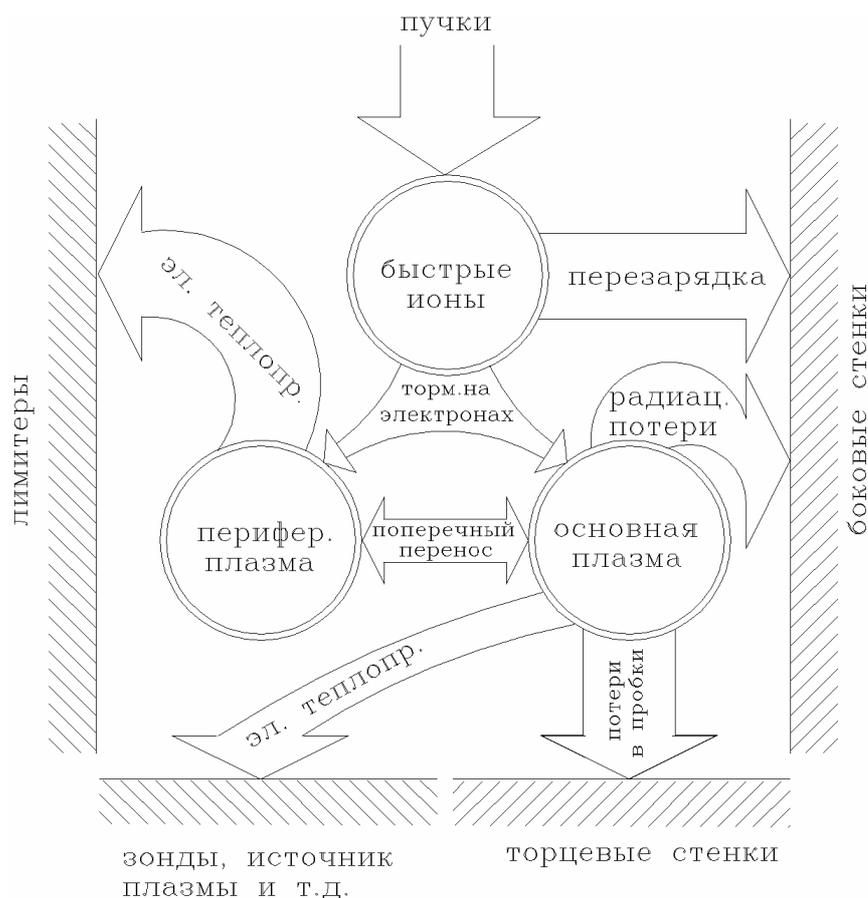


Рис.1.4 Схема энергобаланса плазмы в ГДЛ.

Разделение плазмы на основную и периферийную продиктовано тем обстоятельством, что периферийная плазма находится на тех силовых линиях магнитного поля, которые имеют контакт с лимитерами в центральной части ГДЛ, поэтому в этих областях имеют место дополнительные энергетические потери.

Основные параметры плазмы в эксперименте на установке ГДЛ приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1: Параметры ГДЛ.

Полная длина установки	14 м
Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле:	
в пробках	30-150 кГц
в центральной части	до 2.8 кГц
Рабочее давление	$0.5-5 \cdot 10^{-5}$ Па
Энергия инжекции	15-17 кэВ
Мощность инжекции	до 4 МВт
Длительность инжекции	1.1 мс
Угол инжекции	45^0
Плотность мишенной плазмы	$0.6 \cdot 10^{14}$ см ⁻³
Электронная температура плазмы	100 эВ
Ионная температура плазмы	70 эВ
Плотность быстрых ионов в точках останова	До $2 \cdot 10^{13}$ см ⁻³
Средняя энергия быстрых ионов	7-10 кэВ
Энергосодержание в мишенной плазме	до 150 Дж
Энергосодержание в быстрых ионах	до 900 Дж

1.3 Диагностика для измерения перезарядных потерь.

Измерение перезарядных потерь – ключевой элемент для ответа на вопрос о наличии или отсутствии дрейфа быстрых ионов. Если бы узкое радиальное распределение быстрых ионов сформировалось в результате их перезарядных потерь с периферии плазмы, то это было бы зафиксировано с помощью существующей на ГДЛ системы пирозлектрических болометров. Эта система состоит из 9 расположенных вдоль оси на стенке камеры ГДЛ болометров, каждый из которых обслуживает свой участок (рис.1.3). Суммируя их показания можно судить об общей величине перезарядных потерь.

Используемый в экспериментах детектор [13] представляет собой диск (диаметр 10 мм толщина 50 мкм) из ниобата лития LiNbO_3 с вектором спонтанной намагниченности P_s ориентированным по нормали к торцевым поверхностям на которые нанесены металлические электроды (рис. 1.5). В

достаточно широком диапазоне температур пирозлектрический коэффициент $\gamma = dP/dT$ для ниобата лития постоянен. Сигнал с болометра проходил через усилитель постоянного тока и поступал на АЦП.

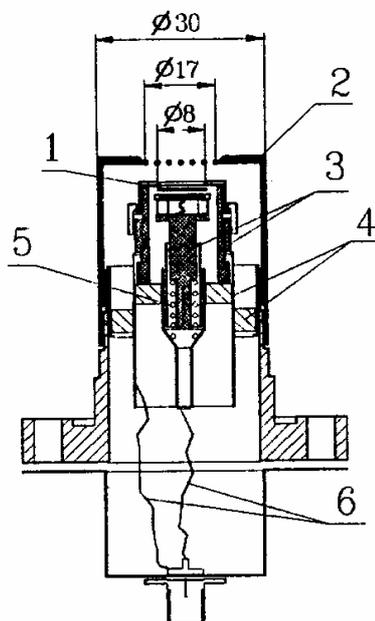


Рис. 1.5 Пирозлектрический детектор. 1 – пироактивный элемент; 2 – корпус; 3 – электроды; 4 – изолятор; 5 – пружина; 6 – проводники.

Перед проведением измерений, болометры были откалиброваны. Делалось это следующим образом: свет от лампы накаливания (220 v 300 W) с помощью линзы фокусировался на приемную пластику болометра, и измерялся выдаваемый болометром через усилитель сигнал. Затем свет фокусировался в колориметр, и измерялась его мощность. В результате определялась чувствительность болометра, т.е. напряжение выдаваемое болометром при падении на него мощности в один ватт на один квадратный сантиметр. Средняя чувствительность составила $0,44 \text{ В} \cdot \text{см}^2/\text{Вт}$.

1.4 Диагностика для измерения продольных потерь плазмы через магнитные пробки.

Для анализа характера удержания мишенной плазмы в установке ГДЛ были выполнены измерения продольных потерь плазмы через магнитные пробки. Измерения выполнялись с помощью системы торцевых приемников

плазмы расположенных за пробкой напротив плазменной пушки (см. рис. 1.2). Каждый датчик представляет собой металлическую шайбу диаметром 16 мм. Датчики расположены равномерно на окружностях, по 8 датчиков на кольцо, всего 32 датчика (рис. 1.6). На датчики подавалось отрицательное смещение, которое подбиралось так, чтобы они работали в режиме тока ионного насыщения. Измеряя этот ток и умножая его на коэффициент учитывающий соотношение площадей, можно определить полный поток из ловушки.

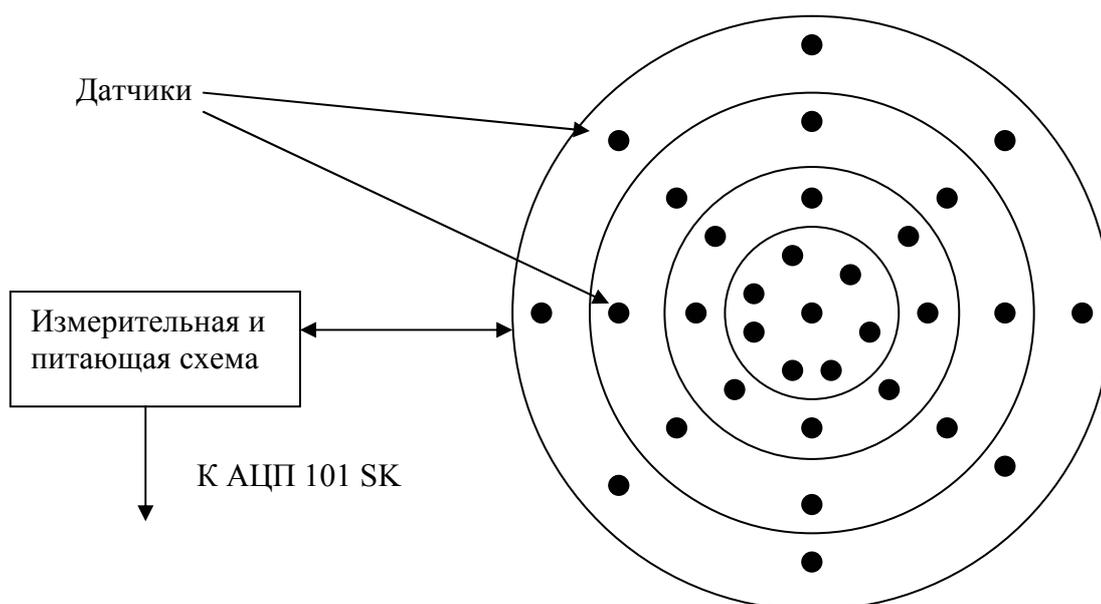


Рис 1.6 Принципиальная схема диагностики для измерения продольных потерь.

1.5 Диагностика для измерения энергосодержания в пучке нагревного инжектора «Старт».

Как уже упоминалось ранее, задача создания популяции быстрых ионов и ввода энергии в установку решается с помощью инжекции в мишенную плазму пучков быстрых атомов. В настоящее время в системе инжекции есть штатная диагностика, которая производит измерения параметров пучков при каждом срабатывании инжекторов. Однако у нее есть несколько недостатков. Производимые ею измерения тока пучка и ускоряющего напряжения позволяют судить только о вкладываемой в пучок мощности. С ее помощью невозможно учесть потери в пучке во время прохождения инжекторного тракта связанные с наличием у пучка угловой расходимости. Кроме того, она никак не учитывает

такой важный фактор, как эффективность превращения ускоренных ионов в нейтральные атомы в перезарядной мишени. Поэтому для корректного сведения энергобаланса и проверки правильности работы штатной диагностики было решено провести отдельный эксперимент по измерению энергосодержания пучка инжектора.

После анализа нескольких вариантов была предложена следующая схема.

Пучок нейтральных атомов проходил через рамку размером 75x45 см установленную на первой стенке вакуумной камеры ГДЛ напротив приемника пучка (рис. 1.2). В качестве детектора использовались 15 вольфрамовых проволочек диаметром 0,05 мм (рис. 1.7). Они располагались параллельно на расстоянии 5 см друг от друга. Размеры рамки и длина проволочек подбирались таким образом, чтобы пучок целиком попадал в рамку.

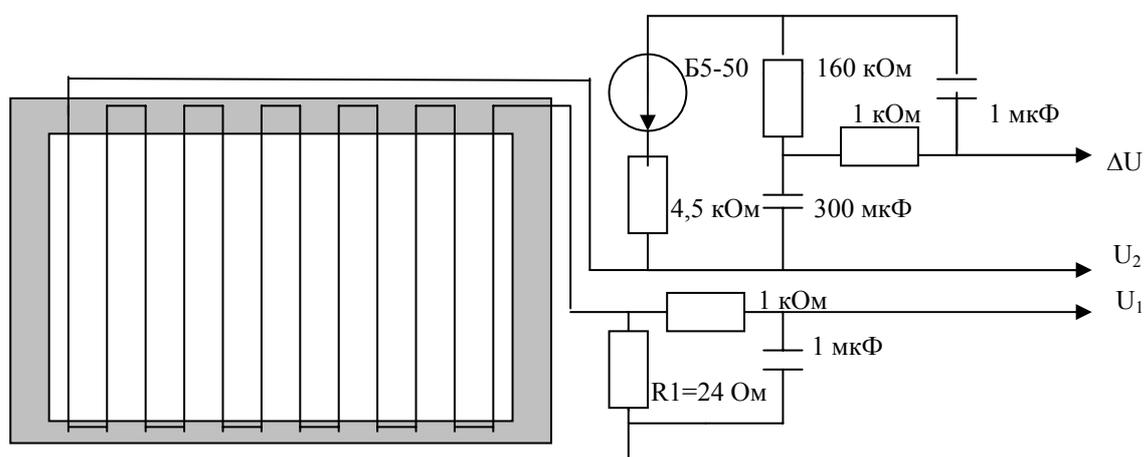


Рис. 1.7 Схема эксперимента по измерению энергии пучка.

При прохождении через рамку часть пучка попадала на проволочки и нагревала их. Нагрев вольфрама приводил к локальному изменению его удельной проводимости. Все проволочки были последовательно соединены в электрическую цепь. Фиксируя изменение суммарного сопротивления путем пропускания через проволочки электрического тока, можно было вычислить количество тепла поглощенного проволочками, а из него и всю заключенную в пучке энергию. Характерное время остывания проволочек составляло десятки секунд, что намного превышает длительность инжекции, поэтому остывание проволочек во время инжекции можно было не учитывать. К сожалению, из-за образования пристеночной плазмы на рамке при инжекции производить измерения во время инжекции оказалось невозможным, поэтому измерялось

только полное энергосодержание пучка по нагреву сразу после окончания инъекции.

Рассмотрим процесс более подробно. Пусть R – сопротивление одной проволочки, тогда его можно записать в виде:

$$R = \int_0^L \frac{\rho(l)}{S} dl = \int_0^L \frac{\rho_0}{S} (1 + \alpha \Delta T(l)) dl \quad (1.1),$$

где $\rho(l)$ – локальное значение удельного сопротивления, ρ_0 – его значение при комнатной температуре, S – площадь сечения проволочки, α – температурный коэффициент сопротивления, а ΔT – изменение температуры. ΔT связано с количеством тепла ΔQ выделившегося на участке длиной Δl очевидным соотношением:

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{\Delta m \cdot c} = \frac{\Delta Q}{\Delta l \cdot S \cdot \gamma \cdot c} \quad (1.2),$$

где Δm – масса участка длиной Δl , c – удельная теплоемкость вольфрама, а γ – его плотность. Подставляя это выражение в предыдущее, получим:

$$R = \int_0^L \frac{\rho_0}{S} dl + \int_0^L \frac{\rho_0 \alpha}{S^2 c \gamma} \cdot \frac{dQ}{dl} dl = R_0 + \frac{\rho_0 \alpha}{S^2 c \gamma} Q \quad (1.3).$$

Мы получили связь между изменением сопротивления и частью энергии пучка выделившейся на проволочке. Из полученного выражения следует, что изменение сопротивления проволочки не зависит от конкретного вида профиля пучка вдоль нее, а зависит только от полного количества теплоты попавшего на нее. Из аналогичных соображений понятно, что профиль пучка поперек проволочек также не влияет на результат измерения (при условии, что характерный размер изменения этого профиля больше расстояния между проволочками). Для получения полной величины энергии в пучке нужно умножить полученное значение Q на отношение площадей рамки и проволочек:

$$Q = \Delta R \frac{S^2 c \gamma}{\rho_0 \alpha} \frac{S_{\text{рамки}}}{N l d}, \quad (1.4)$$

где d – диаметр проволочек, N – их количество, а l – их длина.

Электрическая схема для измерения изменения сопротивления рамки приведена на рисунке 1.7. Измерялись три величины – напряжение U_1 для определения тока в цепи (с помощью прецизионного сопротивления R_1), напряжение U_2 для определения падения напряжения на рамке и шунте и величина ΔU – измеряемая через дифференцирующую цепочку с большим τ , она непосредственно показывала изменение напряжения до и после прохождения пучка. Величина ΔR вычислялась по этим показаниям следующим образом:

$$\Delta R = R_1 \cdot \left(\frac{U_2}{U_1} + \frac{U_2 - \Delta U}{U_1'} \right), \quad (1.5)$$

где U_1 и U_1' – падение напряжения на R_1 до и после инъекции соответственно.

Точность измерения будет определяться двумя величинами: точностью знания констант [14] входящих в коэффициент связи Q и R (около 5%) и погрешностью связанной с изменением профиля плотности потока мощности на характерном шаге детекторов (около 2-3%).

Учитывая, что большинство параметров плазмы напрямую зависят от вложенной в плазму мощности, представляется необходимым иметь систему для определения этой мощности в каждом выстреле. Точное значение вложенной в плазму мощности в каждом выстреле определяется с помощью системы вторично эмиссионных датчиков расположенных в приемниках пучков напротив каждого инжектора (рисунок 1.1 и 1.2). В ходе экспериментов делается предварительный «фоновый» выстрел, отличие которого от обычного заключается в том, что в установке не создается мишенная плазма, и пучки целиком попадают на вторично-эмиссионные датчики. Затем при выстреле с плазмой сигнал выдаваемый вторично-эмиссионными датчиками, вычитается из фонового, нормируется на значения полной мощности вложенной в инжектор и из него вычисляется энергия, вкладываемая в плазму.

1.6 Диагностика для измерения энергосодержания популяции быстрых ионов и мишенной плазмы.

Для измерения энергосодержания в мишенной плазме и быстрых ионах на ГДЛ используется система диамагнитных зондов (рис 1.2). Каждый зонд представляет собой измерительную петлю, окружающую плазму и петлю-компенсатор для вычитания магнитного потока связанного с магнитным полем установки [13]. Схема диамагнитных измерений приведена на рисунке 1.8.

По закону электромагнитной индукции:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (1.6)$$

где E - Э.Д.С. индукции в контуре, Φ_m – магнитный поток через контур

В плазме помещенной в магнитное поле H_0 возникает диамагнитный ток, создающий поле ΔH , направленное на встречу внешнему полю H_0 . Магнитный поток через измерительную петлю в случае однородного удерживающего поля и однородной по сечению плазмы с резкой границей может быть записан следующим образом:

$$\Phi_m = N((S_d - S_p)(H_0 - \delta H) - S_p(H_0 - \Delta H + \delta H)), \quad (1.7)$$

где S_d – площадь контура, S_p – площадь сечения плазмы, δH – изменение магнитного поля вследствие его вытеснения, N – число витков.

Компенсирующая петля измеряет поток магнитного поля вне плазмы:

$$\Phi_k = S_k N_k (H_0 + \delta H), \quad (1.8)$$

где Φ_k - магнитный поток через компенсирующую катушку, N_k - число витков в ней, S_k – ее площадь.

Если размеры и количество витков в основной петле и компенсаторе подобрать таким образом, чтобы $N_k S_k = N S_d$, то магнитный поток, связанный с диамагнетизмом плазмы, определялся разностью потоков через основную петлю и компенсатор:

$$N \Phi_p = \Phi_m - \Phi_k. \quad (1.9)$$

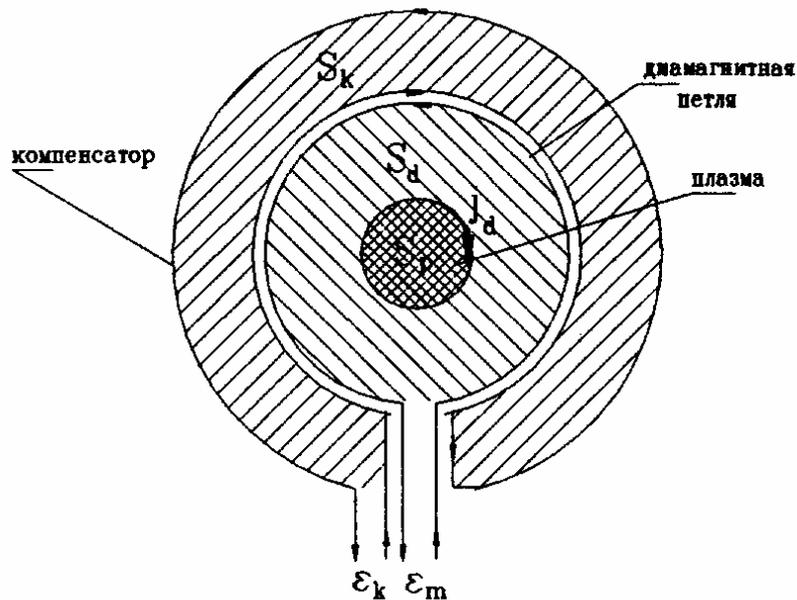


Рис. 1.8 Схема диамагнитных измерений

Конструкция диамагнитного зонда расположенного в центральном сечении ловушки показана на рисунке 1.9. Внешняя и внутренняя петли вставлены в трубки диаметром 8 мм. Радиус внешней петли 425 мм, внутренней – 346 мм. Основная петля состоит из 5 витков, проложенных во внутренней трубке. Витки компенсирующей катушки проходят последовательно через внешнюю и внутреннюю трубки (10 витков). Изоляторы фиксируют положение петель в вакуумной камере. Трубки внешней и внутренней петель крепятся к камере через изоляторы для предотвращения искажений из-за скин-токов в трубках. Диамагнитные зонды, расположенные в точке остановки быстрых частиц, (в $R=2$) и за ней (в $R=3$) имеют аналогичную конструкцию.

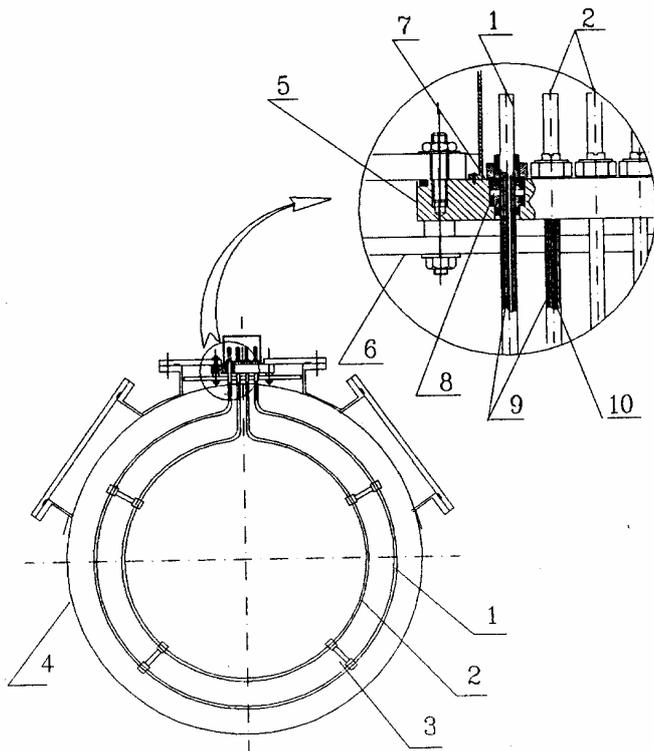


Рис. 1.9. Конструкция диамагнитного зонда. 1 – внешняя петля; 2 – внутренняя петля; 3 – опорный изолятор; 4 – вакуумная камера; 5 – установочный фланец; 6 – экран; 7 – изолятор; 8 – уплотнитель; 9 – компенсирующая катушка; 10 – основная петля.

2. Экспериментальные результаты.

2.1 Измерение перезарядных потерь.

При обработке результатов измерения сигнал с болометров оцифрованный АЦП умножался на коэффициент чувствительности и на отношение площади обслуживаемого болометром участка к площади приемной пластины болометра. Типичное значение величины перезарядных потерь на момент окончания инъекции составляло около 150-200 Дж, что значительно меньше энергосодержания в плазме (около 750 Дж) и величины переданной мишенной плазме за счет торможения быстрых ионов (около 800 Дж). Строго говоря, болометры измеряют не только перезарядные потери из быстрых частиц, но и излучение из плазмы. Однако, как упоминалось ранее, вклад излучения невелик и поэтому отдельно не рассматривается.

Временная зависимость мощности перезарядных потерь для различных участков центрального соленоида установки ГДЛ представлена на рисунке 2.1.

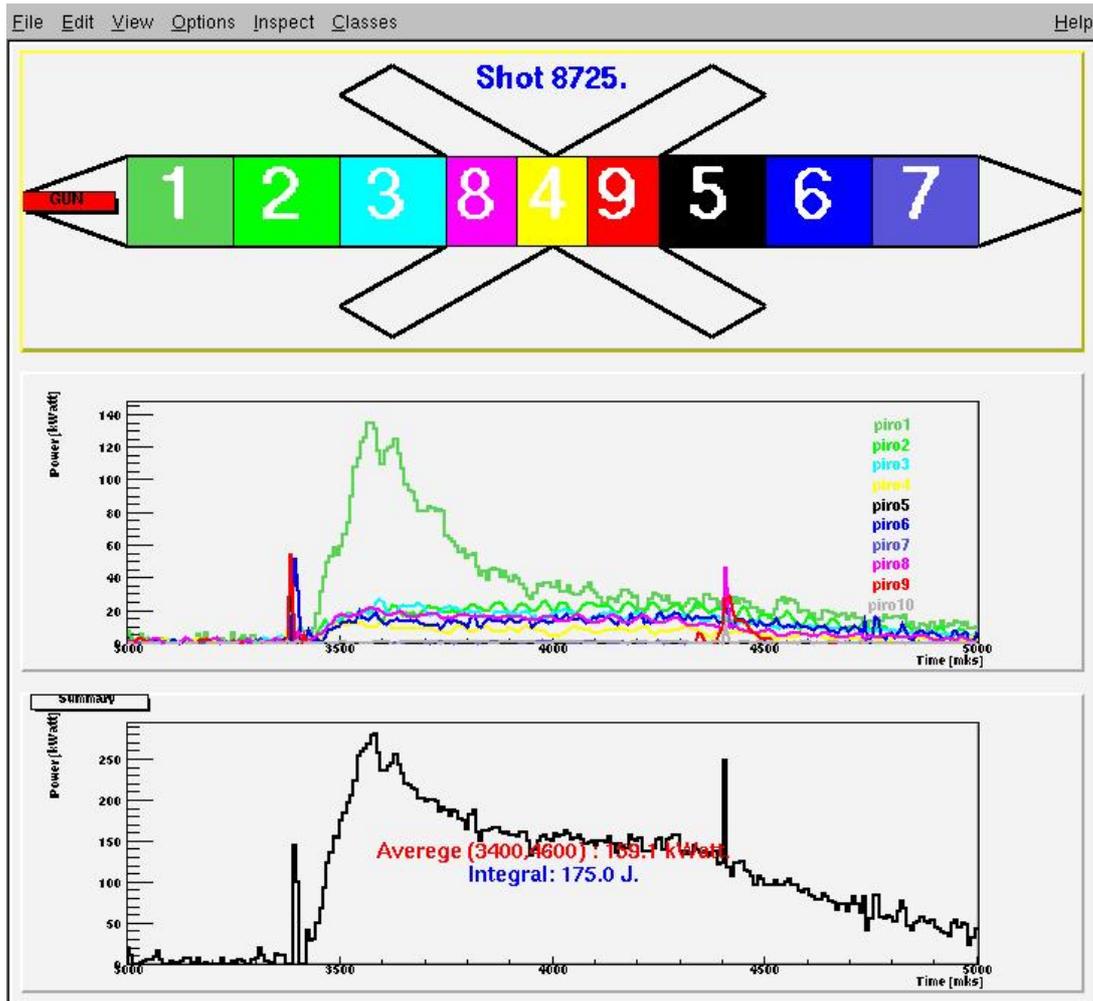


Рис.2.1: Результат измерения перезарядных потерь. Верхний рисунок – расположение болометров вдоль оси ГДЛ, средний – сигналы со всех болометров, нижний – сумма всех сигналов.

2.2 Измерение продольных потерь.

Согласно концепции ГДЛ мишенная плазма может свободно покидать ловушку через пробки, поэтому характерное время удержания может быть оценено как время обычного газодинамического истечения газа из сосуда с малым отверстием. Если полное число частиц в объеме nLS_0 , где n – плотность плазмы, S_0 – площадь ее сечения на участке однородного поля, а расход плазмы через пробки равен nS_0V_{Ti}/R , где V_{Ti} – тепловая скорость ионов, то время истечения можно оценить как

$$\tau \sim \frac{nS_0L}{nS_0V_{Ti}/R} \sim \frac{LR}{V_{Ti}}. \quad (2.1)$$

Для параметров ГДЛ ($L=700$ см, $T_i=60$ эВ, $R=25$) это время около 1 мс.

Характерный результат измерений приведен на рисунке 2.2. Для сравнения там же приведен график соответствующий газодинамическим потерям с характерным временем 1,1 мс. Хорошее согласие экспериментальных данных с результатом численных оценок позволяет сделать вывод об отсутствии поперечных потерь связанных с неустойчивостями плазмы.

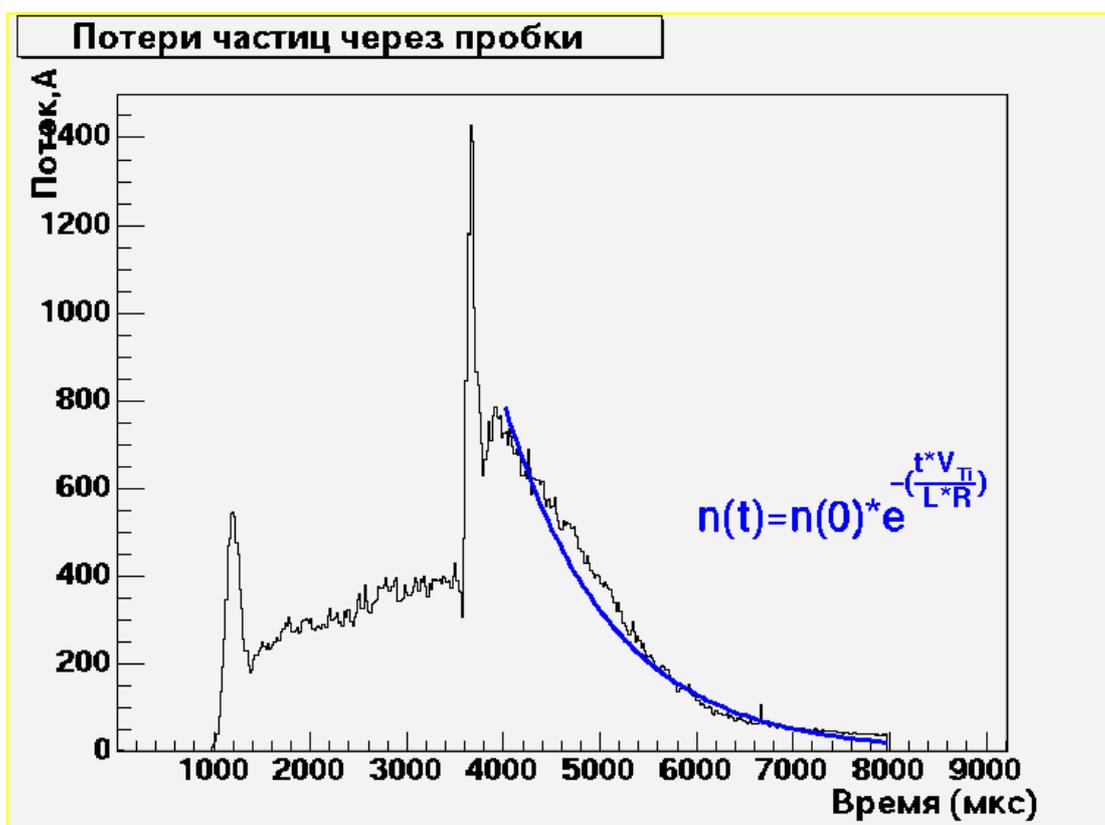


Рис. 2.2: Продольные потери вещества через пробки.

По результатам данных измерений можно также сделать оценку энергии уносимой частицами через пробки. Как показано в работе [15] средняя энергия уносимая каждой частицей определяется амбиполярным потенциалом между плазмой и стенкой камеры ГДЛ. Амбиполярный потенциал в свою очередь определяется соотношением температур электронной и ионной компонент плазмы. Измерения температур компонент мишенной плазмы были произведены ранее [16,17]. Для условий ГДЛ, где ход ионной температуры отстает от электронной, отношение T_e/T_i составляет примерно 1 - 1,5, что

соответствует средней энергии уносимой одним электроном $6,2T_e$ и средней энергии уносимой одним ионом $1,7T_i$. Результат оценки приведен на рис. 2.3. Он хорошо согласуется с измерениями полученными в других режимах. [12]

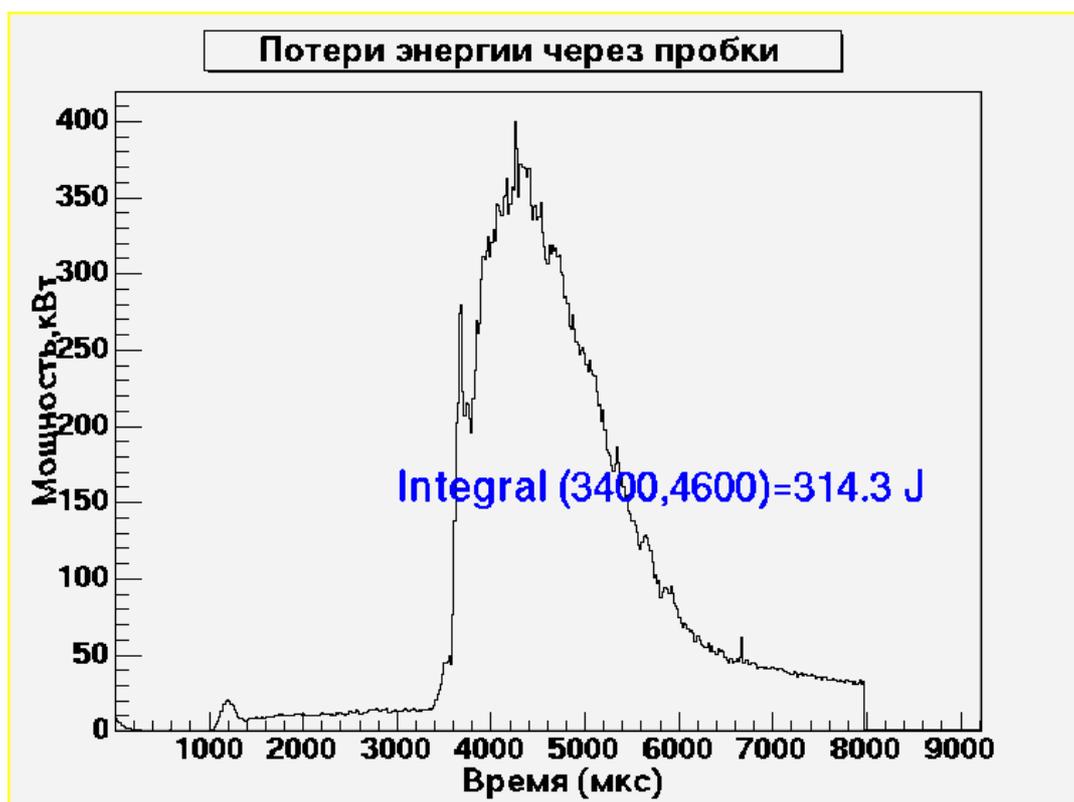


Рис. 2.3 Оценка потерь энергии через пробки.

2.3 Измерение энергосодержания пучка.

Описанный выше калориметр для измерения полной энергии инъекции был установлен напротив инжектора №3 над вторично-эмиссионными датчиками расположенными в приемниках пучков. Чтобы избежать влияния от других инжекторов, в ходе измерений они выключались. Было произведено 2 серии измерений – одна без включения магнитного поля, другая с магнитным полем. Это позволило определить коэффициент перезарядки быстрых ионов в перезарядной камере инжектора. Эта величина составила 88%, что позволяет сделать вывод о оптимальной концентрации газа в перезарядной мишени. Характерный вид сигнала с измерителя представлен на рисунке 2.4.

В результате выполненных измерений средняя энергия пучка составила 451 ± 45 Дж в выстреле с магнитным полем, при этом средняя вложенная в инжектор энергия по показаниям диагностической системы инжекторов составила 480 Дж (с учетом равновесного коэффициента перезарядки 0,85).

В выстрелах без магнитного поля, где калориметра достигают также и ионы, средняя измеренная энергия составила 549 ± 55 Дж. Таким образом, коэффициент перезарядки оказался равен 0.88 что весьма близко к равновесному значению.

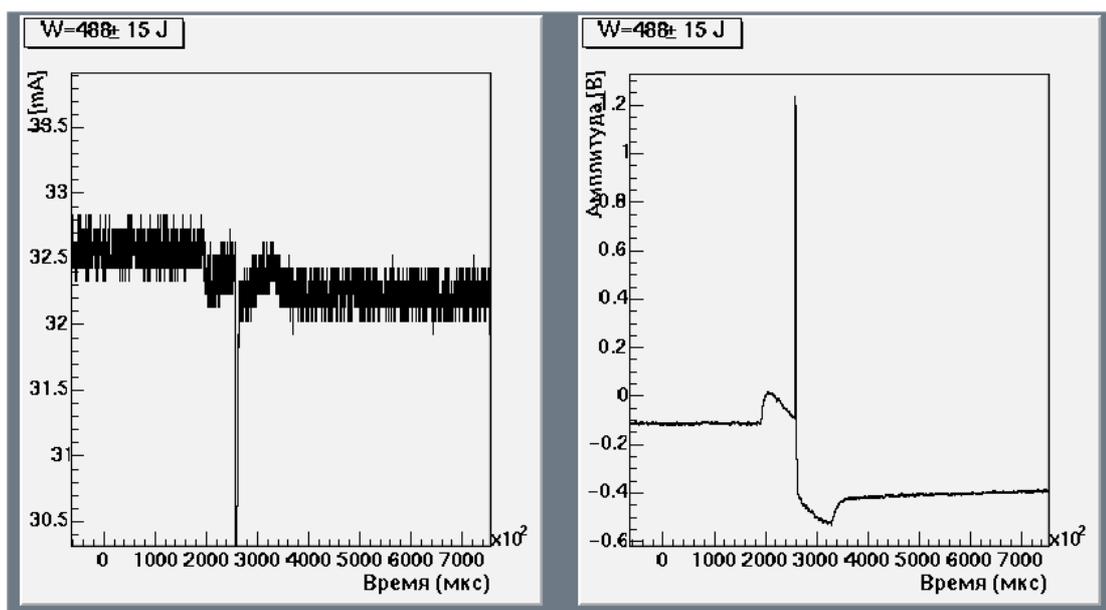


Рис. 2.4. Характерный вид сигналов с измерителя мощности атомарной инжекции. Слева – ток в измерительной цепи; справа – скачек напряжения на рамке в результате инжекции (ΔU на рис. 1.7.)

Сравнение регистрируемого калориметром энергосодержания пучка с данными мониторинга обнаруживает отличие, не превышающее 10%. Это расхождение можно объяснить потерями пучка в инжекторном тракте, а так же погрешностями измерений.

2.4 Диаманитные измерения.

Для того, чтобы показания диаманитных зондов можно было использовать в энергобалансе, необходимо найти связь между измеряемым в

эксперименте диамагнетизмом плазмы и ее энергосодержанием. Рассмотрим, как такая задача решается для мишенной плазмы.

Магнитный поток через петлю выражается через векторный потенциал магнитного поля следующим образом [18]:

$$\Phi = \int \vec{B} d\vec{S} = \int 2\pi \cdot r \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rA_\varphi) dr = 2\pi \cdot aA_\varphi(a) \quad (2.2),$$

где a – радиус петли. Магнитный момент единицы объема плазмы выражается через поперечное давление плазмы и магнитное поле:

$$\vec{\mu} = \frac{-P_\perp}{B} \vec{z} \quad (2.3).$$

Считая распределение плазмы максвелловским а, также пренебрегая ларморовским радиусом частиц мишенной плазмы по сравнению с размерами петли, можно записать:

$$A = \int \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{L}}{L^3} d^3r = \int \frac{\mu_z z}{L^3} 2\pi \cdot r dr dz = \int \frac{n(r,z)kTz}{B(z)L^3} 2\pi \cdot r dr dz \quad (2.4),$$

где L – расстояние от точки наблюдения поля до единичного объема плазмы, $n(z,r)$ – ее плотность, а T – температура. Плотность и температура плазмы известны по результатам томсоновского и резерфордского рассеяния. Магнитное поле в ГДЛ описывается приближенной формулой [19]

$$B_z(z) = \frac{B_0}{1 - \frac{z}{L} \cdot \frac{R-1}{R}} \quad (2.5).$$

Таким образом, задавая параметры мишенной плазмы можно вычислить создаваемый ею поток через произвольный контур, окружающий плазму. Зная параметры мишенной плазмы, вычислить энергосодержание, соответствующее этому потоку, не представляет никакого труда. Разделив энергосодержание плазмы на создаваемый ею поток, получим искомый коэффициент связи.

Для быстрых ионов такая задача значительно сложнее. Это связано с тем, что ларморовский радиус быстрых ионов сравним с характерными размерами задачи, а также с тем, что функция распределения быстрых ионов не максвелловская и существенно зависит от пространственных координат. Эта задача была решена с помощью компьютерного моделирования с привлечением кода MC-FIT.

В настоящий момент на ГДЛ используется следующая схема измерений диамагнетизма. Перед выполнением измерений делается «фоновый» выстрел без плазмы. При обработке рабочих выстрелов этот сигнал вычитается из показаний петель, затем эти показания интегрируются и решается система уравнений для нахождения энергосодержания отдельно в мишенной плазме и быстрых ионах:

$$\Phi_i = E_f k_f + E_t k_t \quad (2.6)$$

где Φ_i – поток через i -ую петлю, E_f и k_f – энергосодержание и коэффициент связи для быстрых ионов, а E_t и k_t – для мишенной плазмы. Вычисление производится для максимума энергосодержания. Стандартный диапазон значений, в которых лежит энергосодержание в быстрых частицах – от 600 до 800 Дж, мишенной плазмы – от 50 до 100 Дж. Полученное с использованием вышеописанной методики энергосодержание мишенной плазмы и популяции быстрых ионов представлено на рисунке 2.5. Приведенные данные находятся в удовлетворительном согласии с результатами численного моделирования.

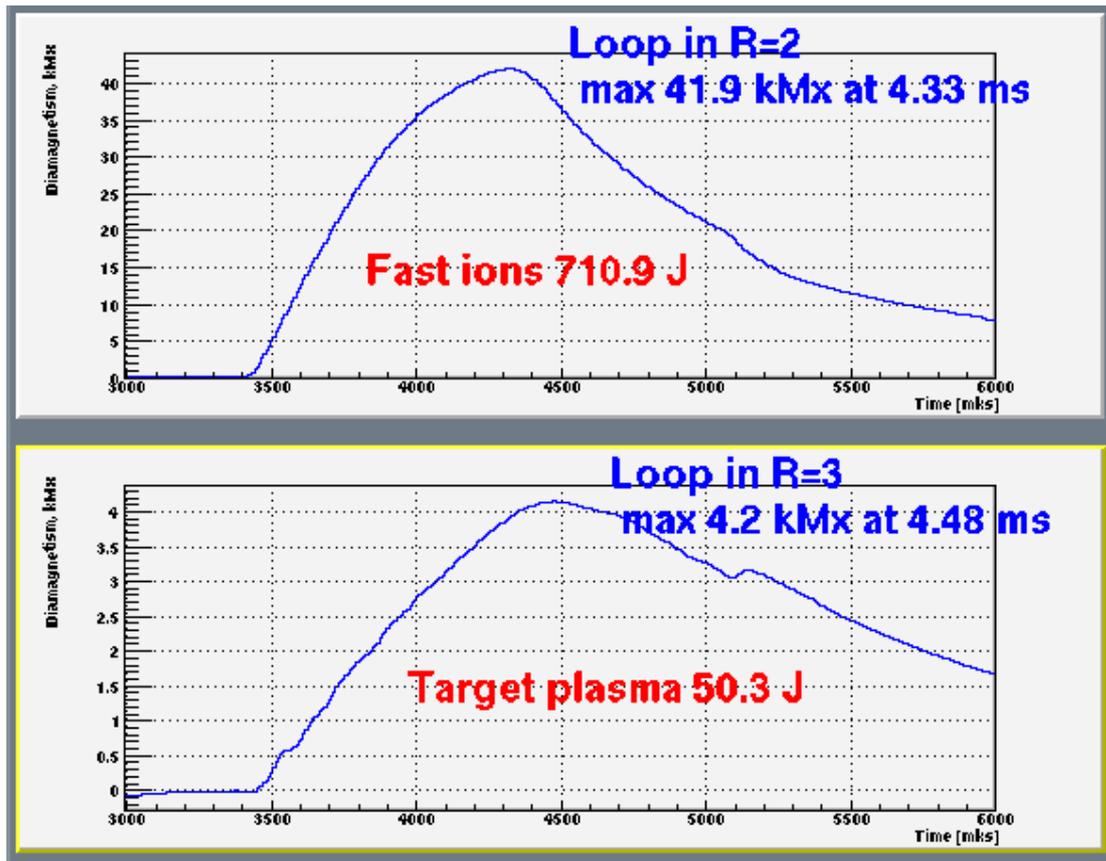


Рис. 2.5. Характерный вид сигналов с диамагнитных зондов.

3. Анализ энергобаланса по результатам экспериментов.

3.1 Краткое описание численного кода MC-FIT.

Для описания поведения быстрых ионов в установке ГДЛ совместно с исследовательским центром Россендорф (Германия) был разработан Fast Ion Transport Code основанный на методе Monte-Carlo [11]. Код моделирует поведение популяции быстрых ионов при заданном магнитном поле, параметрах мишенной плазмы и плотности нейтрального газа. Физическая модель кода базируется на следующих предположениях:

- для моделирования поведения быстрых ионов рассматриваются классические кулоновское взаимодействие между заряженными частицами и процессы перезарядки на нейтральном газе (данные о мощности перезарядки брались из результатов приведенных выше измерений);

- решение ищется в 3-х мерном пространстве, все входные величины зависят от времени и энергии;
- входные данные содержат детальную информацию о системах ГДЛ.

Структура кода имеет стандартный для метода Монте-Карло вид: каждая интересующая величина с необходимой точностью получается суммированием статистически независимых событий. Разыграв N раз истории частиц, конечный результат определяется как среднее из серии событий. Статистическая ошибка при этом определялась как среднеквадратичное отклонение от среднего значения. Основной недостаток метода – медленная сходимость, пропорциональная \sqrt{N} . Ниже приведены составные элементы кода:

- рождение быстрых нейтралов на эмитирующей поверхности ионного источника нагревных инжекторов и их взаимодействие с мишенной плазмой;
- захват нейтрального пучка в результате перезарядки, ионизация электронами и ионами мишенной плазмы;
- движение быстрых ионов в заданном магнитном поле;
- их взаимодействие с мишенной плазмой и, как следствие, потеря энергии и угловое рассеяние;
- потери быстрых ионов и рождение быстрых нейтралов вследствие перезарядки на нейтральном газе.

С помощью кода FIT может быть охвачен и изучен широкий спектр физических проблем на установке ГДЛ. Результат представляется в виде набора различных распределений на пространственной и временной сетке, задаваемой пользователем. Основными выходными данными являются:

- захватываемая плазмой мощность;
- энергосодержание быстрых ионов;
- перезарядные потери;
- распределение быстрых частиц по энергии и углу как функция радиуса плазмы;
- мощность передаваемая плазме при торможении быстрых ионов на электронах плазмы.

Зная эти базовые распределения можно вычислить такие величины как магнитное поле и поток создаваемые быстрыми ионами в каждой точке установки.

3.2 Рассмотрение энергобаланса на момент окончания инжекции.

Нагрев мишенной плазмы и поведение энергосодержания быстрых ионов описывается следующим уравнением:

$$dW_f/dt=P_{tr}-P_{fe}-P_{ex}, \quad (3.1)$$

где W_f – энергосодержание быстрых ионов, P_{tr} – захваченная мощность, P_{ex} – мощность перезарядки, P_{fe} – мощность передаваемая от быстрых ионов электронам мишенной плазмы. Для ответа на вопрос о наличии дополнительного канала потерь из популяции быстрых ионов удобнее рассматривать не мощности, а то, как захваченная энергия распределилась на какой-либо момент времени. Представляется логичным взять за этот момент времени момент окончания инжекции – 4,5 мс от «нуля» ГДЛ. В этот время энергосодержание достигает своего максимума, также как и мощность потерь. Итак к этому времени по результатам измерений вложено в инжекторы $450 \cdot 6 \sim 2700$ Дж, из них в плазме захватывается примерно 60-70%, т.е. ~ 1750 Дж. Энергосодержание быстрых ионов на момент окончания инжекции около 700 Дж. Потери из быстрых ионов за счет перезарядки – около 200 Дж. Единственная величина которую невозможно померить напрямую – энергия переданная мишенной плазме. Однако ее можно взять из результатов численного моделирования. Согласно ему, плазме передается около 800 Дж, что с хорошей точностью сводит энергобаланс для быстрых ионов. Согласно результатам того же численного моделирования, если бы с периферии плазмы происходили потери быстрых ионов, это бы приводило к падению энергосодержания в несколько раз. Так, например, если бы ионы терялись начиная с радиуса 15 см, это бы соответствовало энергосодержанию в быстрых ионах всего в 200 Дж. При этом наблюдаемая величина профиля быстрых ионов составляет около 8 см (по уровню $1/e$). Таким образом можно однозначно заключить, что данные энергобаланса свидетельствуют о том, что узкая ширина

профиля быстрых ионов не является результатом их потерь с периферии плазмы.

Что же касается мишенной плазмы, то необходимо отметить следующее. Как можно видеть из результатов измерения продольных потерь (рис 2.2), после резкого всплеска связанного с началом инжекции истечение плазмы через пробки хорошо согласуется с газодинамической оценкой. Такая динамика поведения продольных потерь свидетельствует об отсутствии неустойчивостей приводящих к большим поперечным потерям. Что касается энергобаланса мишенной плазмы, то его полное исследование требует дополнительного изучения. В частности необходимо провести измерения потерь на лимитеры, измерить которые в данный момент не представляется возможным по ряду причин.

Заключение.

1. Проведено детальное исследование баланса энергии и частиц двухкомпонентной плазмы в режиме с высоким значением β . Показано, что энергобаланс быстрых ионов, образовавшихся в ловушке при инжекции атомарных пучков, определяются классическими процессами перезарядки и торможения на электронах мишенной плазмы.
2. Результаты анализа баланса энергии и частиц мишенной плазмы показывают, что система обладает МГД устойчивостью, потери обусловлены, в основном, продольным газодинамическим истечением.

Литература

- [1] *Post R.F.* The magnetic mirror approach to fusion. // *Nucl. Fusion.* – 1990. – v. 27. – p.1579.
- [2] *Будкер Г.И.* Термоядерные реакции в системе с магнитными пробками. К вопросу о непосредственном преобразовании термоядерной энергии в электрическую. // *Физика плазмы и проблема УТР / Ред. М.А. Леонтович* – М.: Изд. АН СССР, 1958 – т.3. – 3 с.
- [3] A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing. / *Ivanov A.A., Kotel'nikov I.A., Kruglyakov E.P., et. al.* // *Proc. of the 17th Symposium of Fusion Technology*, ed C. Ferraro, M. Gasparotto, H. Knoepfel, - 1992. – Rome. – v.2. – p.1394.
- [4] *Berk H.L., Ryutov D.D.* Importance of mirror based neutron source for the controlled fusion program. // *Comments on Plasma and Controlled Fusion*, -1990 - v.3, - p.173.
- [5] *Кривошеев М.В., Катыхиев В.В.* // *Вопросы Атомной Науки и Техники*, сер. Термоядерный синтез. – 1988 г. - № 2 – с.12.
- [6] *Post R.F., Fowler T.K., Kileen J., Mirin A.A.* Concept for a high-power-density mirror fusion reactor. // *Phys. Rev. Lett.*, - 1973 – v.31, p.280.
- [7] *Ivanov A.A., Ryutov D.D.* Mirror-based neutron sources for fusion technology studies. // *Nucl. Science and Engineering* - 1990. – v.106, - p.235.
- [8] *Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* Газодинамическая ловушка. // *Итоги науки и техники. Серия Физика плазмы.* – 1988 – т.8. – с. 77.
- [9] *Ryutov D.D.* *Plasma Phys. Control. Fusion*, - 1990 – v.32, - p.999.
- [10] *Ivanov A.A., Anikeev A.V., Bagryansky P.A., et. al.* Experimental Evidence of High-Beta Plasma Confinement in an Axially Symmetric Gas Dynamic Trap // *Phys. Rev. Lett.*, - 2003 – v.90, - p.105002-1
- [11] *Noack K., Otto G., Collatz S.* Transport simulations of fast ion and neutral gas dynamics during GDT experiments // *Trans. Fusion Technol.*, - 1999 - 35 –p. 218.
- [12] *Карпушов А.Н.* Энергетический баланс плазмы в газодинамической ловушке при инжекции атомарных пучков: Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. – Новосибирск, 1997.

- [13] *П.А. Багрянский, В.Н. Бочаров, П.П. Дейчули и др.* Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инжекции мощных атомарных пучков. // Препринт ИЯФ 93-70 – 1993 г.
- [14] Физические величины: Справочник // Под. Ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.; Энергоатомиздат, 1991.
- [15] *В.В. Мирнов, О.А. Ткаченко.* Распределение электростатического потенциала в газодинамической ловушке. // Препринт ИЯФ 86-28 – 1986 г.
- [16] *А.А. Иванов, А.Н. Карпушов, Е.Ю. Колесников и др.* Динамика нагрева ионов в газодинамической ловушке при инжекции атомарных пучков. // Физика плазмы -2002 – т.28, - №4, - с.1.
- [17] *Maximov V.V.* // Study of Electron Temperature Profiles in GDT During Neutral Beam Heating by Thomson Scattering System // Trans. of fusion technol. // - 1999 - v.35, № 1T, - p. 362-365.
- [18] *Ландау Л.Д., Лившиц У.М.* Теоретическая физика // Москва «Наука». – 1988.- т.2
- [19] *Давыденко В.И., Иванов А.А., Козьминых Ю.Л. и др.* // Экспериментальная модель газодинамической ловушки. // Препринт ИЯФ 86-104, - 1986.
- [20] *P.A.Bagryansky, A.A.Lizunov, A.A.Zuev, E.Yu.Kolesnikov, A.L.Solomachin,* Transactions of fusion science and technology, An International Journal of the American Nuclear Society, Vol. 43 (January 2003), Number 1T, pp.152-156.