

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Новосибирский национальный исследовательский государственный
университет» (Новосибирский государственный университет, НГУ)**

Физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени бакалавра**

Кафедра физики плазмы

Коробейникова Ольга Алексеевна

Название работы:

Измерение энергетического спектра ионов ГДЛ торцевым анализатором

Научный руководитель:

канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник,
Мурахтин Сергей Викторович,
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск – 2013 год

Оглавление

Введение.....	2
1. Экспериментальная установка ГДЛ.....	4
1.1. Схема установки	4
1.2. Сценарий эксперимента	6
1.3. Диагностический комплекс.....	6
2. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость.....	8
2.1. Теория	8
2.2. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в открытых ловушках	9
3. Торцевой энергоанализатор атомных частиц.....	11
3.1. Устройство пятиканального анализатора атомных частиц	11
3.2. Модернизация трактов регистрации анализатора	12
3.3. Схема эксперимента	12
3.4. Система питания и усилительный тракт анализатора.....	14
3.5. Разработка программного обеспечения в среде LabVIEW	14
3.6. Калибровка анализатора.....	15
4. Экспериментальные результаты.....	17
Заключение	21
Список литературы	22

Введение

Экспериментальные исследования по удержанию плазмы с субтермоядерными параметрами проводятся на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) [1]. Для создания высокоэнергетичных ионов и нагрева плазмы используется наклонная по отношению к оси установки инжекция мощных атомарных пучков с малой угловой расходимостью. Особенностью ГДЛ является то, что торможение горячих ионов происходит много быстрее их углового рассеяния. Другой важной особенностью установки ГДЛ является высокое значение относительного давления плазмы β^1 . Этот параметр достигает рекордной для аксиально-симметричных пробкотронов величины $\beta=0.6$. В ряде теоретических и экспериментальных исследований [2] было показано, что наличие высокого значения β и анизотропного распределения ионов способно привести к развитию альфвеновской ионно-циклотронной неустойчивости. Неустойчивость выражается в генерации и распространении альфвеновской волны, способной при развитии до большой амплитуды вызвать аномальное рассеяние и увеличенные потери горячих ионов.

На основе ГДЛ можно создать высокопоточный генератор нейтронов для материаловедческих исследований [3]. Проект нейтронного генератора на основе ГДЛ предусматривает инжекцию в теплую мишенную плазму атомов дейтерия и (или) трития. При ионизации и перезарядке инжектированных атомов в плазме формируется популяция быстрых частиц. Нейтроны возникают при взаимодействии быстрых частиц и частиц плазмы между собой. Во время торможения быстрых частиц происходит передача их энергии частицам мишенной плазмы.

Важной задачей является теоретическое и экспериментальное изучение процесса удержания горячих ионов в осесимметричном пробкотроне в режимах с высоким значением β и анизотропным распределением горячих ионов. При этом планируется детальное изучение энергетического спектра горячих ионов как в центральной плоскости ГДЛ, так и покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля во время возможного развития микронеустойчивости. Главным выводом из анализа предсказаний теоретической модели является утверждение, что в условиях ГДЛ активно взаимодействует с волной только небольшая доля горячих ионов, находящаяся в узкой области фазового пространства вблизи точки, соответствующей угловому разбросу и скорости захваченных ионов из атомарных пучков [4]. Небольшого торможения или рассеяния достаточно, чтобы вывести частицы из области

¹ β - отношение поперечного давления плазмы к давлению вакуумного магнитного поля.

взаимодействия с волной. Таким образом, теоретическая модель дает благоприятное для магнитных ловушек открытого типа предсказание относительно влияния данной микронеустойчивости на удержание горячих ионов, поскольку область активного взаимодействия частиц с волной оказывается достаточно далеко на фазовой плоскости от границы конуса потерь. Ожидается, что альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость в ГДЛ и системах термоядерного класса на ее основе не должна вызвать существенного увеличения потерь горячих ионов по сравнению с классическими.

Указанное обстоятельство делает актуальной экспериментальную проверку выводов теории. С этой целью была проведена модернизация имеющегося пятиканального энергоанализатора [5] и создан набор программных средств для обработки и архивирования экспериментальных данных.

1. Экспериментальная установка ГДЛ

1.1. Схема установки

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) представляет собой осесимметричный пробкотрон (см. фото 1) для удержания столкновительной мишенной плазмы и популяции быстрых ионов с термоядерными параметрами. [6]

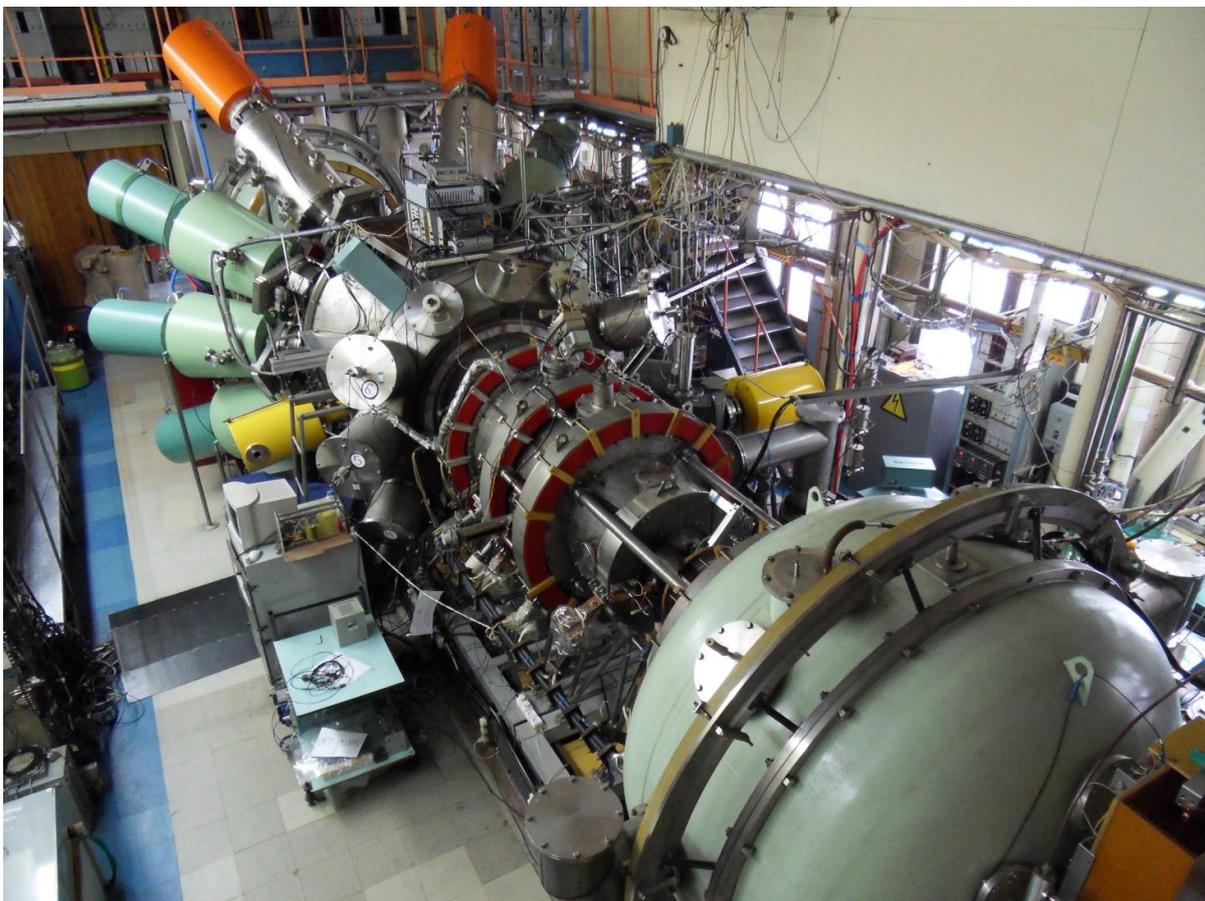


Фото 1. Экспериментальная установка ГДЛ.

При ионизации и перезарядке инжектированных атомов в плазме формируется популяция быстрых частиц. Во время торможения быстрых частиц происходит передача их энергии частицам мишенной плазмы.

Установка ГДЛ состоит из центральной части (осесимметричный пробкотрон), к концам которого присоединены торцевые баки, выполняющие роль МГД-стабилизаторов (см. рис. 1). В расширительном баке установлен генератор для создания мишенной плазмы. Длительность работы дугового источника около 6 мс, в течение этого времени в центральной ячейке ГДЛ формируется плотная и относительно холодная стартовая плазма с плотностью 10^{13} см^{-3} и температурой около 6 эВ, в которую инжектируются пучки нейтралов.

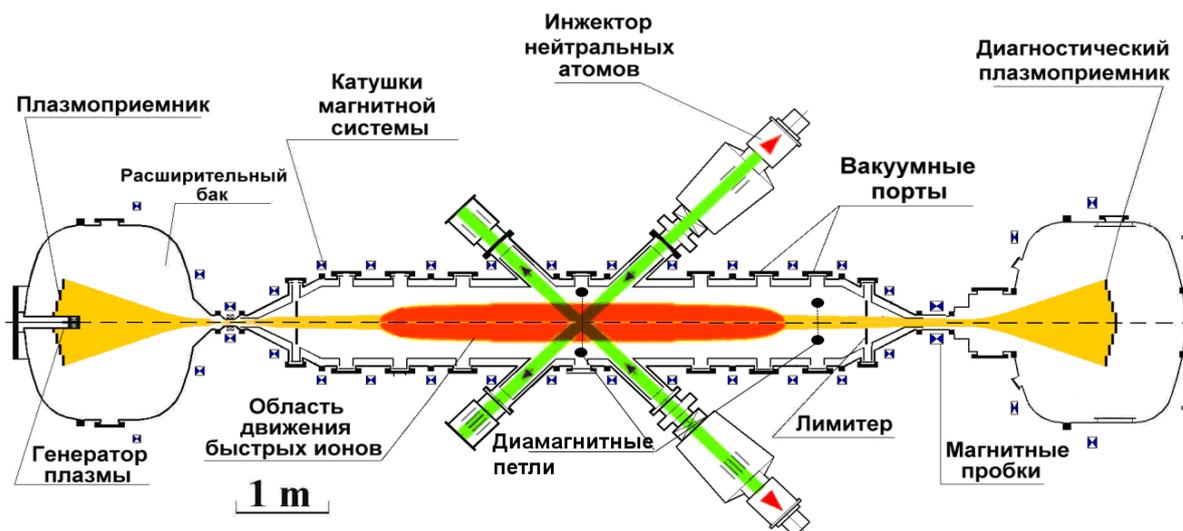


Рисунок 1. Экспериментальная установка ГДЛ.

В центре ловушки расположены 8 инжекторов нейтральных атомов «Старт» для нагрева мишенной плазмы и формирования популяции быстрых ионов. Пучки инжектируются в экваториальную плоскость под углом 45° к оси. Средний ток в нейтралах составляет 40-45 экв. А на каждый инжектор. Плотность тока инжектируемых атомов на оси установки в центральной плоскости около 4 А/см^2 . Угловая расходимость пучков составляет 20 мрад, фокусное расстояние ионно-оптической системы с геометрической фокусировкой $F=2500 \text{ мм}$. Длительность инжекции 5 мс, энергия инжектируемых нейтралов 22-25 кэВ. Магнитное поле в центральной части формируется катушками магнитной системы, установленными на вакуумной камере, и составляет 3.3 кГс. Для питания соленоидов используется конденсаторная батарея, расположенная в отдельном помещении. Для обеспечения МГД-устойчивости плазмы применяются расширитель и концевой антипробкотрон (КАСП). В расширителе кривизна силовых магнитных линий положительна, что способствует подавлению возможных неустойчивостей.

Программа физических экспериментов на установке ГДЛ включает в себя изучение МГД-устойчивости двухкомпонентной плазмы, исследование накопления и удержания популяции быстрых ионов, изучение различных каналов потерь энергии из системы.

1.2. Сценарий эксперимента

Система питания основного соленоида и внутренних катушек пробок включаются так, чтобы магнитные поля, которые ими создаются, достигали максимума одновременно. Запуск плазменной пушки производится за 3-5 мс до достижения максимума тока в магнитной системе. Катушка пробочного узла, через который ловушка заполняется плазмой, включается за 1-1,5 мс до выключения плазменной пушки, что позволяет получить более плотную мишенную плазму. Катушка второго пробочного узла запускается за 1 мс до начала работы плазменного источника. После заполнения ловушки плазмой в нее инжестируются атомарные пучки (см. рис. 2).



Рисунок 2. Временная диаграмма работы ГДЛ.

1.3. Диагностический комплекс

Для измерения энергосодержания в мишенной плазме и быстрых ионах на ГДЛ используются диамагнитные зонды [7]. В плазме, помещенной в магнитное поле, возникает диамагнитный ток, создающий поле, направленное навстречу внешнему полю. Таким образом, плазма ослабляет внешнее магнитное поле. Полная энергия, накапливаемая в популяции быстрых ионов, определялась из сравнения показаний двух диамагнитных петель, охватывающих плазменный шнур. Одна из них располагалась в центре ловушки и регистрировала суммарный диамагнитный эффект от накопленных быстрых ионов и нагреваемой в процессе инжекции мишенной плазмы. Другая петля находилась в сечении, соответствующем пробочному отношению $R^2=3$ (см. рис. 1). Быстрые ионы имеют малый разброс питч-углов (угол между вектором магнитного поля и направлением движения частицы) и отражаются в областях с $R \cong 2$. Поэтому

² - $R(z)=B(z)/B_0$ отношение магнитного поля на оси установки к полю в центральной плоскости ГДЛ.

петля, расположенная в $R=3$, регистрировала преимущественно диамагнитный эффект от мишенной плазмы.

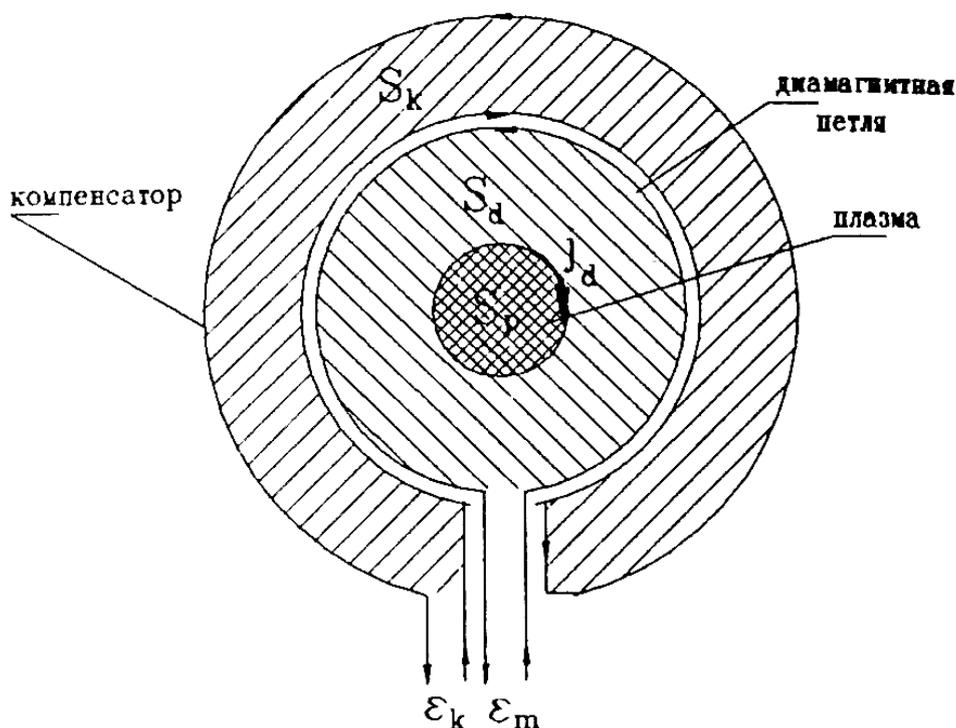


Рисунок 3. Схема диамагнитного зонда.

На рис. 3 изображен диамагнитный зонд. Внутренняя диамагнитная петля охватывает плазму во внешнем магнитном поле. Внешняя диамагнитная петля (компенсатор) охватывает магнитное поле без плазмы. Включив их встречно, можно получить диамагнетизм двухкомпонентной плазмы.

Для измерения потока частиц, покидающих установку вдоль силовых линий магнитного поля, используется пятиканальный анализатор атомных частиц [8], который позволяет получать энергетические спектры быстрых ионов. Анализатор установлен в торцевой части бака КАСП и позволяет в одном рабочем импульсе перекрывать энергетический диапазон $\frac{E_{max}}{E_{min}} = 4$. Более подробное описание данного устройства приведено в главе 3.1 данной работы.

2. Альфвеновская ионно-циклотронная неустойчивость

2.1. Теория

Большинство микронеустойчивостей, представляющих интерес при проектировании современных магнитных ловушек открытого типа с субтермоядерными параметрами, относятся к неустойчивостям электростатического типа, однако одна из них имеет электромагнитную природу - это альфвеновская ионно-циклотронная (АИС) неустойчивость. АИС неустойчивость представляет собой альфвеновскую волну, распространяющуюся вдоль силовых линий магнитного поля. Для развития АИС неустойчивости в лабораторной плазме характерны достаточно высокие анизотропия (отношение средних продольной и поперечной энергий ионов) и β .

Впервые теоретически АИС неустойчивость для случая бесконечной однородной плазмы была независимо рассмотрена в работах Розенблюта [9], Сагдеева и Шафранова [10]. Применительно к установке ГДЛ данная теория развивается в работах Цидулко Ю.А. и Черноштанова И.С. [4] ИЯФ СО РАН. Согласно результатам, полученным авторами, антиэрмитова часть диэлектрической проницаемости плазмы определяется ионами со скоростями, удовлетворяющими условию циклотронного резонанса $k_{\parallel} V_{\parallel} = \omega - \Omega_{ci}$, где ω и k_{\parallel} есть частота и продольный волновой вектор возмущения, Ω_{ci} — ионная циклотронная частота (примеры двух резонансных линий, соответствующих двум различным значениям частоты возмущения, показаны на рис. 4 вертикальными линиями). При наличии возмущения на плоскости $(V_{\parallel}, V_{\perp})$ ионы совершают движение по дугам окружностей, показанным на рис. 4 жирными черточками. Наклон траекторий можно найти из условия сохранения энергии частицы $V_{\perp}^2 + \left(V_{\parallel} - \frac{\omega}{k_{\parallel}}\right)^2 = const$ в системе отсчета волны, где электрическое поле возмущения обращается в ноль. Вклад резонансных ионов оказывается дестабилизирующим, лишь когда их траектории инверсно заселены, то есть движение в направлении роста энергии частицы $V_{\parallel}^2 + V_{\perp}^2$ соответствует увеличению значения невозмущенной функции распределения (на рис. 4 из четырех показанных траекторий три дестабилизирующих и только верхняя правая стабилизирующая). Интегральный вклад в антиэрмитову часть диэлектрической проницаемости является стабилизирующим для всех резонансных линий, подобных правой линии на рис. 4, поскольку весовая функция на стабилизирующих траекториях выше. Только резонансные линии, расположенные

левее точки инжекции (в этой области $\frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} > 0$ для любой поперечной скорости), дают дестабилизирующий интегральный вклад (как левая резонансная линия на рис. 4). Таким образом, существует простое приближенное соотношение между параметрами волны и инжекции: $|\omega - \Omega_{ci}| \approx |k_{\parallel} V_{\parallel inj}|$.

Наличие интегральной инверсной заселенности траекторий резонансных ионов – необходимое, но недостаточное условие развития неустойчивости. В рассматриваемом случае неоднородной плазмы область генерации волны должна превышать половину длины волны возмущения, а также высвобождаемая из инверсной заселенности энергия должна компенсировать энергию, уносимую уходящей волной.

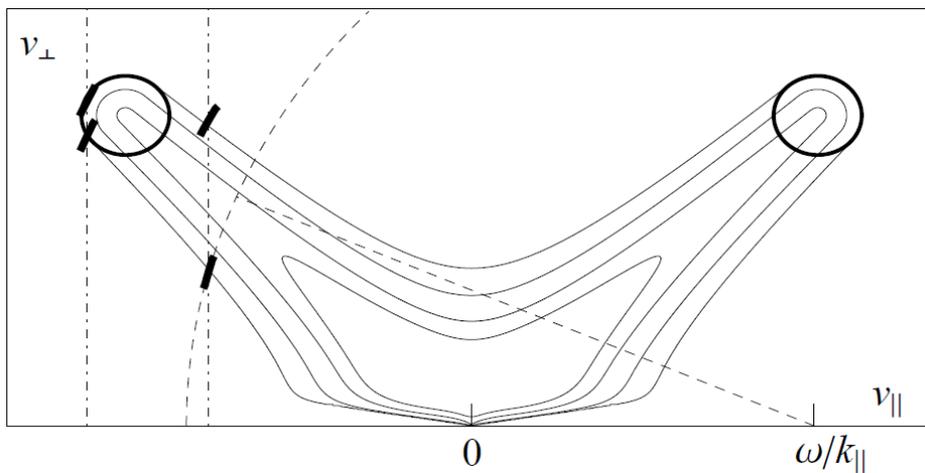


Рисунок 4. Пример изолиний функции распределения (сплошные линии) и возмущенных траекторий ионов (жирные черточки). Вертикальные пунктирные линии – примеры резонансных линий для разных значений частоты. Область инжекции обозначена кружками.

Таким образом, возможны два варианта развития событий в эксперименте. Взаимодействующие с волной частицы могут либо попадать в конус потерь и покидать установку, либо уходить лишь из области резонанса, оставаясь в установке и продолжая участвовать в нагреве плазмы. Эксперимент проводится с целью выяснить, какой из двух вариантов выполняется, и оценить влияние АИС неустойчивости на продольное удержание частиц в установке ГДЛ.

2.2. АИС-неустойчивость в открытых ловушках

АИС неустойчивость является объектом целого ряда исследований, потому что она ограничивает параметры магнитных ловушек для удержания плазмы. АИС неустойчивость является электромагнитной неустойчивостью, распространяющейся вдоль силовых линий магнитного поля, которая появляется в плазме с высоким уровнем анизотропии (отношением энергии ионов в перпендикулярном и параллельном

направлениях относительно магнитного поля) и высоким β . Первые наблюдения АИС в лабораторной плазме, по-видимому, были зарегистрированы на установке Tandem Mirror Experiment (ТМХ) [11] в 1982 г.

Parameter	2ХПВ	ТМХ
a_i/R_p	0.37	0.13
β	0.33	0.07
$A \equiv \langle W_{\perp} \rangle / \langle W_{\parallel} \rangle$	5	14
βA^2	8	14
E_i (keV)	13	8
f_{ct0} (MHz)	4.9	7.6
R_p (cm)	7	10
L_p (cm)	25	16
L_v (cm)	75	50
L_m (cm)	39	43

Таблица 1. *Параметры, влияющие на устойчивость по отношению к АИС возмущениям, для установки 2ХПВ и концевой ячейки установки ТМХ.*

В таблице 1 указаны параметры для эксперимента на установке 2ХПВ и концевых ячеек установки ТМХ, L_p и L_m , соответственно, характерные пространственные масштабы профиля давления плазмы и реального магнитного поля. Если параметры установки 2ХПВ соответствуют границе устойчивости, то в случае концевых ячеек установки ТМХ, где безразмерный радиус плазмы больше, нежели в установке 2ХПВ, порог устойчивости заведомо превышен, и должно наблюдаться развитие АИС неустойчивости. Неустойчивость действительно развивалась в концевых ячейках установки ТМХ, инжекция быстрых частиц в которые осуществлялась практически под прямым углом по отношению к силовым линиям магнитного поля. В работе отмечается, что АИС неустойчивость приводила к значительному ухудшению характеристик удержания плазмы в центральной ячейке установки ТМХ в случае раскачки колебаний большой амплитуды.

Интуитивно очевидным способом повышения устойчивости к АИС моде в магнитных ловушках открытого типа с атомарной инжекцией представляется уменьшение угла инжекции нейтральных пучков по отношению к магнитному полю. Действительно, засчёт наклонной инжекции уменьшается показатель анизотропии $A = \frac{\langle W_{\perp} \rangle}{\langle W_{\parallel} \rangle}$, что, в свою очередь, увеличивает критическое значение β_{\perp} , необходимое для возбуждения неустойчивости. Однако на установке ГДЛ изменить угол инжекции не удастся из технических соображений, поэтому будут нужны другие варианты подавления АИС неустойчивости.

3. Торцевой энергоанализатор атомных частиц

3.1. Устройство пятиканального анализатора атомных частиц

Для измерения потока частиц, покидающих установку ГДЛ, использовался пятиканальный анализатор атомных частиц, разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе [5]. Пятиканальный анализатор является прибором, позволяющим получать энергетические распределения потока быстрых атомов или ионов, испускаемых плазмой. Схема этого прибора приведена на рис. 5. Принцип действия анализатора состоит в следующем. Поток частиц, испускаемых плазмой П, попадает в камеру с конденсатором К_А, отклоняющим ионы на угол, зависящий от их энергии и импульса. Таким образом, при непрерывном распределении по энергии на выходе К_А образуется широкий «веер» траекторий частиц. Далее ионы поступают в пять энергетических каналов; в каналах установлены цилиндрические конденсаторы, назначение которых состоит в том, чтобы с наименьшими потерями довести ионы до детекторов и уменьшить фон от излучения плазмы. Для калибровки прибора на пучках ионов служит ионный источник И. Если необходимо проанализировать поток атомов, используется обдирочная камера, в случае потока заряженных частиц газ в камеру не напускается. Диапазон регистрируемых энергий 50 эВ – 25 кэВ. Максимальное перекрытие диапазона $\frac{E_{max}}{E_{min}} = 4$.

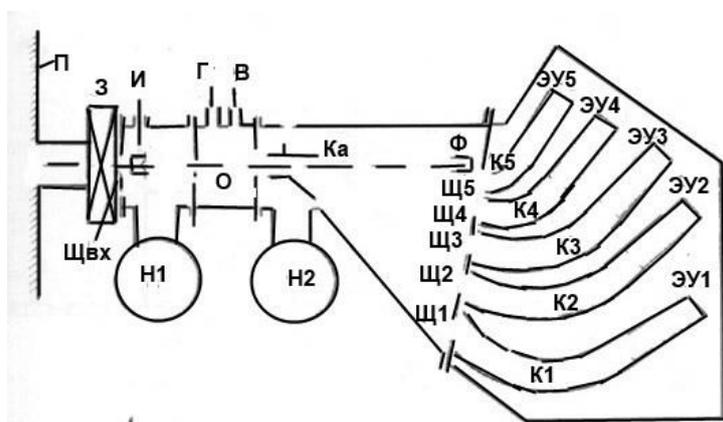


Рисунок 5. Схема пятиканального анализатора. П – камера плазменной установки, З – вакуумный затвор, Щ_{вх} – входная щель прибора, И – ионный источник, Н₁, Н₂ – вакуумная откачка, О – камера обдирки, Г – подача газа, В – измерение вакуума, К_А – анализирующий элемент (конденсатор), Ф – цилиндр Фарадея, Щ₁ – Щ₅ – щели на входы в энергетические каналы, К₁ – К₅ – каналные конденсаторы, ЭУ₁– ЭУ₅ – цилиндры Фарадея.

3.2. Модернизация трактов регистрации пятиканального анализатора атомных частиц

Изначально в качестве детекторов использовались вторично-электронные умножители (ВЭУ). По оценкам в условиях данного эксперимента ВЭУ в потоковом режиме (линейный) выдает на выходе меньший ток, чем цилиндр Фарадея. ВЭУ также возможно использовать в счетном режиме, но для этого требуется дополнительная аппаратура. По этим причинам было принято решение использовать в качестве детекторов ионов цилиндры Фарадея. Чертежи цилиндров Фарадея были разработаны в среде SolidWorks(см. рис. 6), изготовлены, собраны и установлены в каналы регистрации торцевого анализатора.

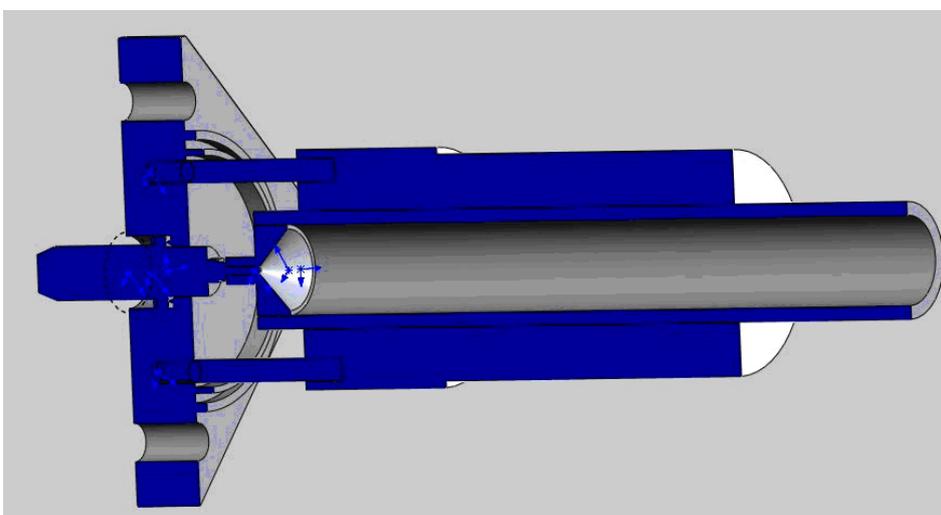


Рисунок 6. *Общий вид детектора частиц.*

3.3. Схема эксперимента

Пятиканальный анализатор атомных частиц был установлен на торцевом баке расширителя экспериментальной установки ГДЛ (см. рис. 7). Каждый регистрационный канал состоит из детектора и усилительного тракта на основе двухкаскадного усилителя постоянного тока. Регистрируемые сигналы поступают на программно-аппаратный комплекс предварительной обработки сигналов, включающий в себя устройство согласования BNC-2110 и инструментальную плату АЦП NI PCI-6143S компании National Instruments. Запуск АЦП производится по синхроимпульсу, формирующемуся системой управления ГДЛ.

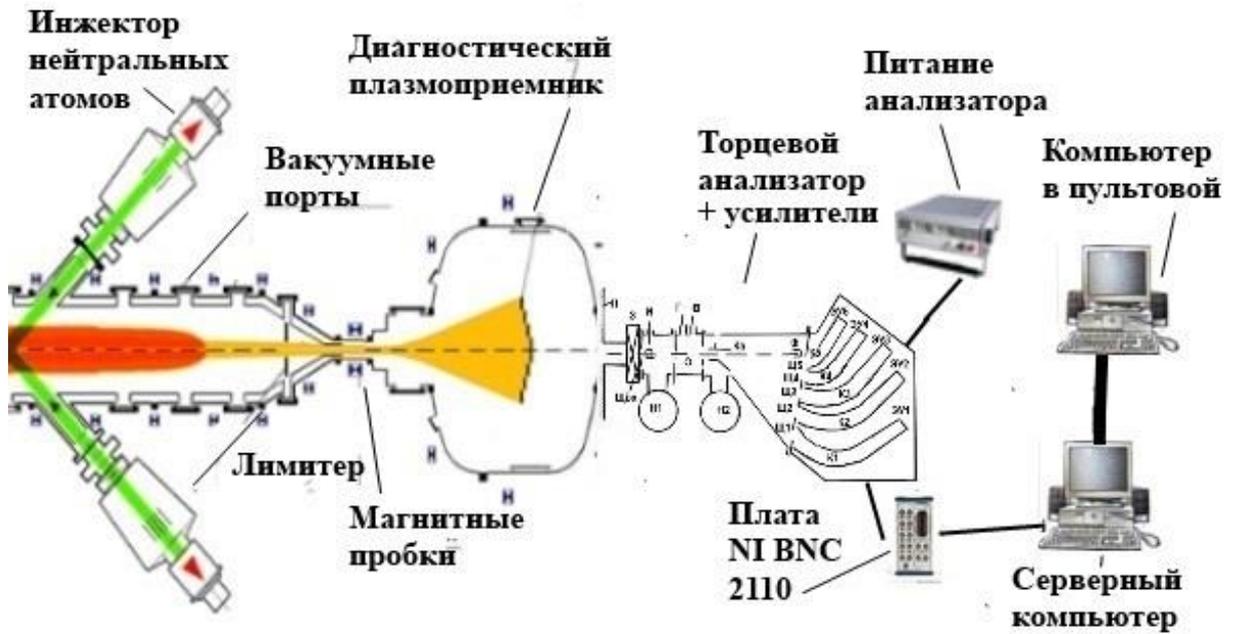


Рисунок 7. Схема эксперимента.

Система сбора и обработки данных реализована в среде графического программирования LabVIEW. Серверный компьютер располагался вблизи пятиканального анализатора атомных частиц. Клиентский компьютер находился в пультовой ГДЛ (см. рис. 7). Пунктиром на рис. 8 обозначена планируемая работа по интеграции с существующей системой сбора данных и архивации установки ГДЛ. С помощью протокола TCP/IP осуществлялась связь между двумя машинами, на каждой из которых установлена программа LabVIEW.

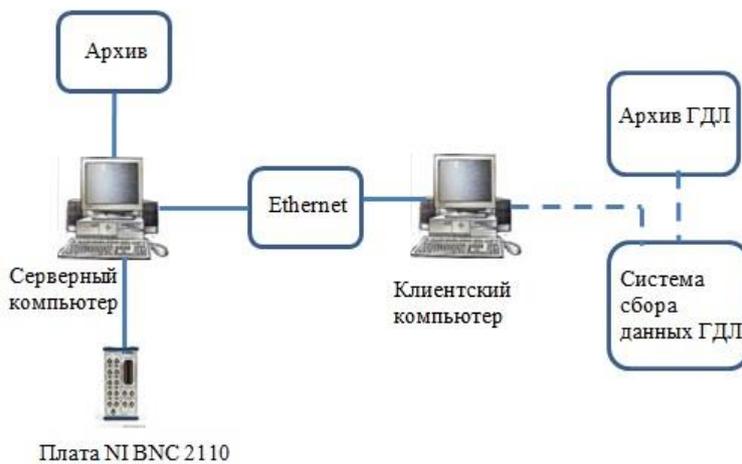


Рисунок 8. Схема сбора, передачи и хранения данных.

3.4. Система питания и усилительный тракт анализатора

В рамках данной работы были разработаны блок питания и усилители тока пятиканального энергоанализатора. Фактическая схема блока питания приведена на рис. 9. На входе стоит преобразователь напряжения AC/DC, выдающий на выходах +/- 15 В, что используется также и для питания усилителей тока. Далее стоят два DC/DC преобразователя, выдающие двуполярное напряжение до 4 кВ, которое подается на делитель, служащий для питания канальных конденсаторов $U_1 - U_5$ и конденсатора сепаратора U_A .

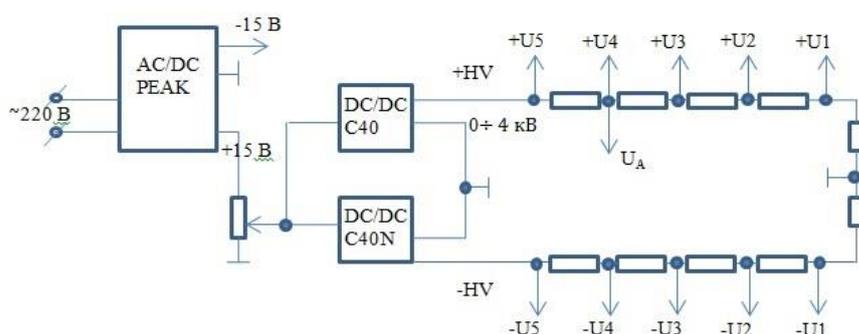


Рисунок 9. Схема блока питания торцевого энергоанализатора.

На рис. 10 представлена схема усилителя тока. На вход усилителя поступает ток с канала регистрации. Коэффициент усиления по току составляет 10^5 В/А (определяется значением сопротивления 10^5 Ом). Коэффициент усиления по напряжению второго каскада усиления определяется отношением сопротивлений и составляет 10^3 . Суммарное усиление составляет 10^8 В/А., что позволило согласовать амплитуду полезного сигнала с динамическим диапазоном используемого АЦП.

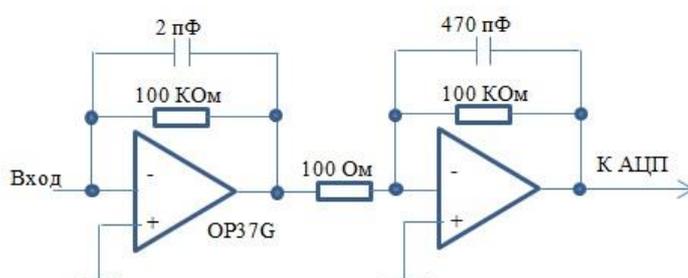


Рисунок 10. Схема усилителя тока.

3.5. Разработка программного обеспечения в среде LabVIEW

Для регистрации ионов, покидающих установку вдоль оси, были написаны программы в среде программирования LabVIEW. Две машины с установленными на

них одинаковыми версиями LabVIEW возможно связать для обмена данными между ними посредством TCP/IP протокола. Серверная часть считывает сигналы с платы АЦП NI PCI-6143S, конвертирует аналоговые сигналы в цифровые, отображает вид сигнала на мониторе и сохраняет полученные данные в архив, передавая их клиентской машине. Архив имеет вид серии текстовых документов. Ответная клиентская часть (см. рис. 11) принимает данные, сохраняя их в свой собственный архив, и также отображает сигналы на экране компьютера. Сбор данных организован таким образом, чтобы они считывались после каждого рабочего импульса экспериментальной установки. Запускаясь от синхроимпульса, программа выполняет запись в текстовый файл. Записывающийся архив на клиентской машине в пультовой ГДЛ планируется преобразовать в текущий формат архива ГДЛ для удобства обращения к нему.

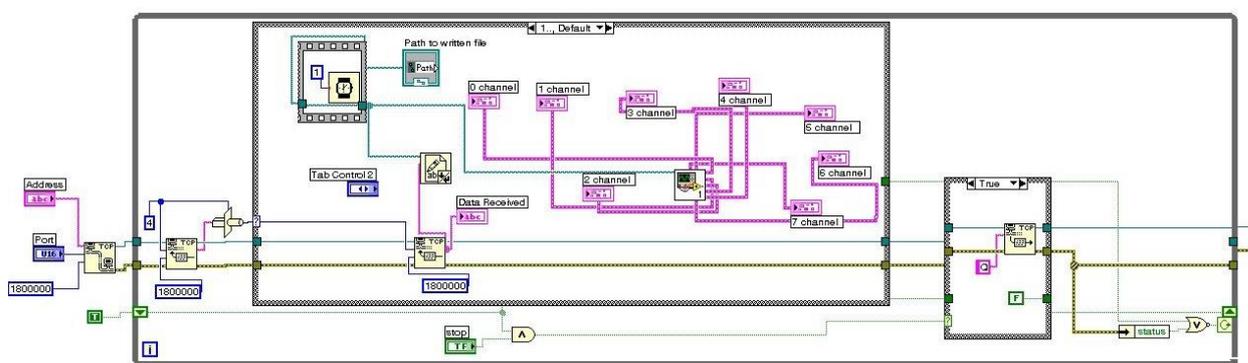


Рисунок 11. Клиентская программная часть.

3.6. Калибровка энергоанализатора

Для проведения калибровки в энергоанализаторе предусмотрен ионный источник и цилиндр Фарадея. Принцип работы ионного источника состоит в следующем (см. рис. 12). На нить накала подается ток 2А. На сетку 1 (соединенную с сеткой 2 и нитью накала) подается напряжение U_0 -200В. (Разность напряжений в 200В была выбрана из соображений максимизации сечения процесса ионизации электронным ударом). При протекании через нить накала тока она эмитирует электроны, которые устремляются к цилиндру, находящемуся под напряжением U_0 . Когда электроны достигают сетки 2, находящейся под меньшим потенциалом, чем потенциал цилиндра, они разворачиваются и снова направляются к цилиндру. Таким образом, электроны осциллируют между сетками 1, 2, проходя цилиндр и ионизуя остаточный газ. Положительные ионы, образующиеся в результате ионизации электронным ударом, вытягиваются сеткой 2 и ускоряются сеткой 3, находящейся под нулевым потенциалом.

Для питания ионной лампы используется источник тока 2А, источник напряжения 200В и высоковольтный источник напряжения. В ионной лампе также установлены две диафрагмы для вырезания узкого потока ионов, который должен без потерь попадать в цилиндр Фарадея и каналы регистрации анализатора.

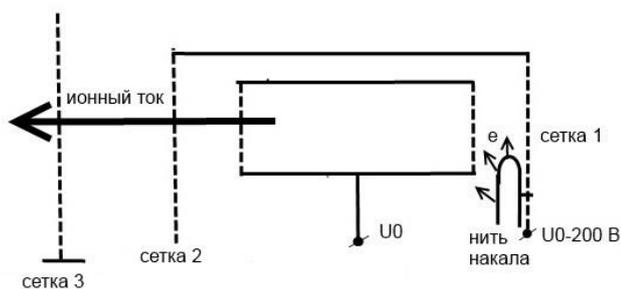


Рисунок 12. Схема ионной лампы.

Энергия ионов определялась напряжением U_0 . Калибровка прибора позволила построить аппаратные функции регистрационных каналов. На рис. 13 представлены полученные данные. По вертикальной оси отложены относительные единицы (ток в канал, нормированный на ток ионной лампы). Видно, что в первый канал, показанный на рис. 13 красным цветом, попадает весь ток лампы; в других же каналах часть тока теряется, что связано, по-видимому, с расстройкой делителя напряжений для питания канальных конденсаторов. Полученные данные по прозрачности каналов регистрации близки к данным, указанным в инструкции по эксплуатации пятиканального анализатора атомных частиц.

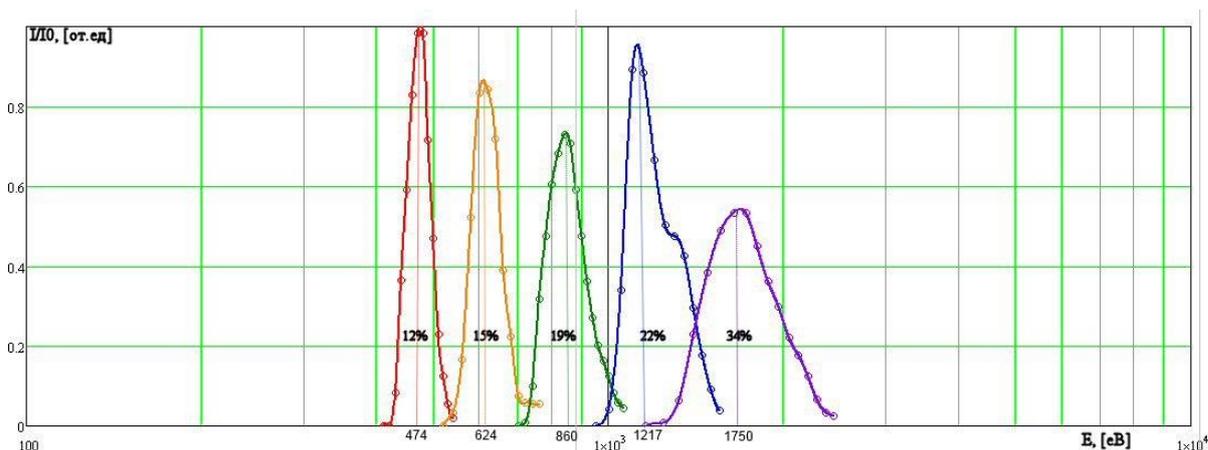


Рисунок 13. Прозрачность каналов регистрации.

4. Экспериментальные результаты

Зависимость амплитуды регистрируемого сигнала от параметров цепи регистрации дается следующей формулой:

$$U_m = kI_m S_0 \int_0^{\infty} f(E) \xi_m(E) dE, \text{ где}$$

U_m – амплитуда выходного сигнала на m -ом канале, [В];

kI_m – коэффициент усиления по току m -го канала, [В/А];

$f(E)$ – функция распределения плотности тока (измеряемая величина), [А/(эВ·см²)];

$\xi_m(E)$ – прозрачность m -го канала регистрации, [от.ед.].

Если считать, что в окне прозрачности $f(E)$ меняется незначительно, то верно:

$$U_m \approx kI_m S_0 f(E) \int_0^{\infty} \xi_m(E) dE, \text{ обозначим } \int_0^{\infty} \xi_m(E) dE = \Delta\xi_m - \text{энергетическая ширина канала регистрации.}$$

По результатам калибровка энергоанализатора $I_0=40\text{нА}$, $S_0=0.3\text{ см}^2$, $kI=3 \cdot 10^7\text{ В/А}$, $U_0=230\text{В}$.

	$E_m, \text{эВ}$	$\Delta E_m, \%$	$\Delta \xi_m, \text{эВ}$
1	$2.1 \cdot U_0 = 474$	12	54
2	$2.7 \cdot U_0 = 624$	15	79
3	$3.7 \cdot U_0 = 860$	19	119
4	$5.3 \cdot U_0 = 1217$	22	241
5	$7.6 \cdot U_0 = 1750$	34	319

Где ΔE_m – прозрачность m -го канала, E_m – средняя энергия частиц в канале.

$$U_m \approx kIS_0 f(E) \Delta\xi_m, \text{ отсюда } f_m(E) = \frac{U_m}{kIS_0 \Delta\xi_m};$$

На рис. 14 показаны полученные сигналы с развившейся неустойчивостью. На это указывают хорошо заметные на левом рисунке срывы в моменты времени t_1, t_2, t_3, t_4 на сигнале с диамагнитной петли. В области высоких энергий видно (каждая область содержит пять каналов регистрации), что моментам срывов t_1, t_2 соответствуют выбросы частиц (красные пики на правой картинке). Похожие пики, соответствующие срывам, можно увидеть и в области низких энергий. Из этих картинок можно заключить, что в высокоэнергетичной области потери частиц явно меньше, чем в низкоэнергетичной. Это означает, что частицы с большими энергиями почти без потерь поддерживают энергетический баланс, нагревая плазму, и покидают ловушку в момент ее разрушения.

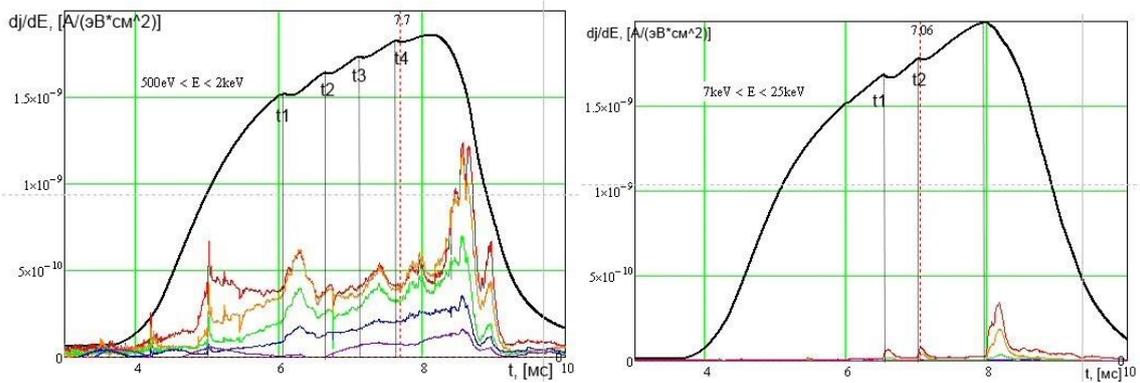


Рисунок 14. Вид сигнала с развивающейся неустойчивостью. Черным цветом показан сигнал с диамагнитной петли. На левой картинке низкие энергии (500 эВ – 2 кэВ), на правой - высокие (7 кэВ – 25 кэВ).

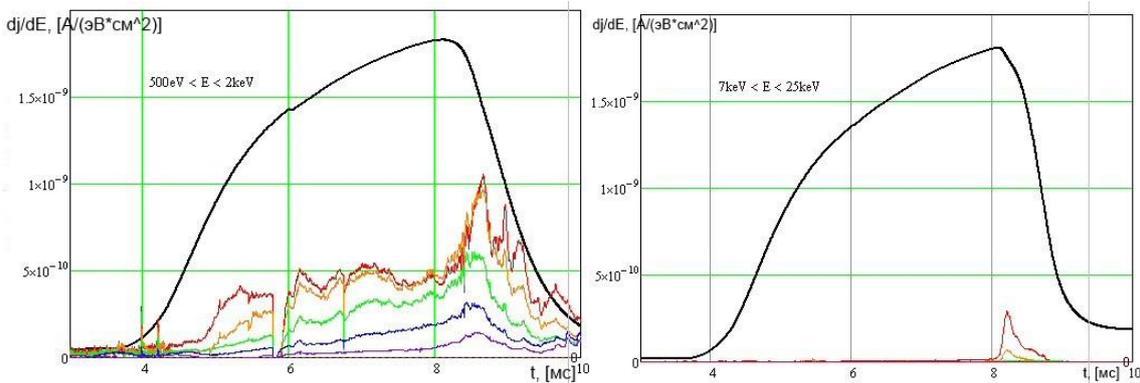


Рисунок 15. Вид сигнала без неустойчивости. На левой картинке низкие энергии (500 эВ – 2 кэВ), на правой - высокие (7 кэВ – 25 кэВ).

На рис. 15 показаны сигналы без неустойчивости. Видно, что в этом случае в области высоких энергий практически нет потерь по сравнению с сигналом с развившейся неустойчивостью. Таким образом, можно заключить, что АИС неустойчивость, по-видимому, не критично влияет на продольное удержание быстрых частиц, судя по масштабам пиков на рис. 14 в области высоких энергий. Следовательно, в будущем возможно увеличивать значение β в установке, не опасаясь аномальных продольных потерь, вызванных АИС неустойчивостью.

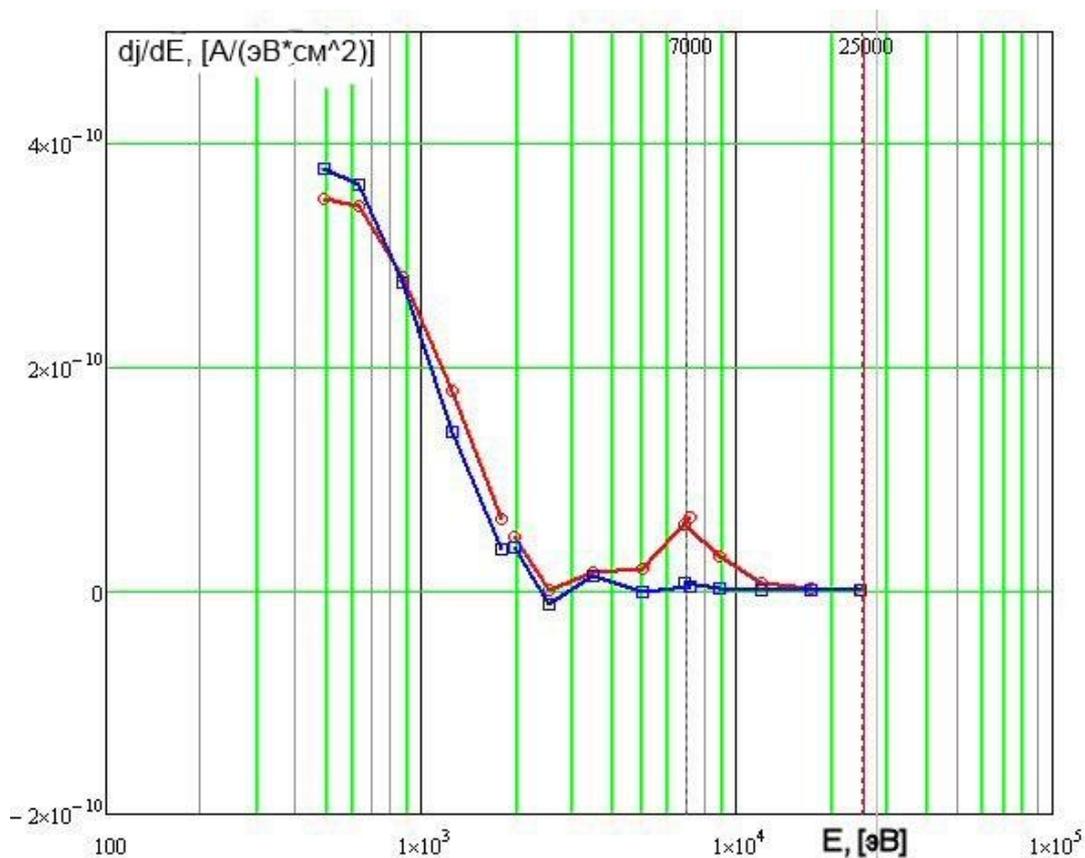


Рисунок 16. Энергетические спектры. Синим цветом показан спектр без развития неустойчивости, красным – с развитием неустойчивости. Вертикальной красной линией отмечена энергия инжекции.

На рис. 16 показаны полученные спектры с развившейся неустойчивостью и без нее. Спектр строился по 15 точкам (5 каналов, 3 диапазона - низких, средних и высоких энергий) в момент времени 7 мс при наличии и отсутствии неустойчивости. Ожидалось, что в случае аномальных потерь быстрых ионов на функции распределения вблизи энергии инжекции будет наблюдаться поток частиц. Это означало бы, что быстрые ионы с энергией, близкой к энергии инжекции, покидают установку вследствие развития АИС неустойчивости, а значит, она критически влияет на продольное удержание частиц в установке, и в этом случае необходимо было бы задуматься над способами подавления данной неустойчивости. На рисунке 16 видно, что поток частиц возникает на энергии около 7кэВ, что говорит о возможных потерях частиц, находящихся вблизи конуса потерь. Это можно интерпретировать таким образом, что быстрые ионы с большой энергией при взаимодействии с волной лишь покидают область резонанса, но остаются в установке, продолжая отдавать плазме свою энергию. Такой результат можно оценить, как благоприятный: возникновение АИС неустойчивости в условиях высокого β и высокой анизотропии не оказывает

критического влияния на продольное удержание частиц в открытой ловушке, что позволяет продолжить исследования в этом направлении.

Полученные результаты свидетельствуют о работоспособности созданной диагностики и рассматриваются как предварительные. В ближайшем будущем планируется провести серию экспериментов с целью набора статистических данных и построения функции распределения ионов, покидающих установку во время развития АИС неустойчивости. Кроме того, планируется конструирование, сборка и проведение новых экспериментов с анализатором нейтральных частиц, установленным в центральной плоскости ГДЛ для регистрации нейтралов перезарядки с целью исследования спектра частиц вблизи энергии инжекции, покинувших область резонанса, но не ушедших в конус потерь. В совокупности это позволит построить общую картину развития АИС неустойчивости.

Заключение

1. Для проведения исследования энергетического спектра частиц, покидающих ГДЛ, были модернизирован и установлен торцевой анализатор. Разработаны и собраны системы питания и регистрации.
2. В среде LabVIEW были созданы коды, позволяющие считывать, обрабатывать, визуализировать, передавать и хранить полученные в ходе эксперимента данные.
3. Обработка полученных данных позволила заключить, что развитие АИС-неустойчивости не вызывает аномальных продольных потерь частиц из установки. При взаимодействии с волной частицы выходят лишь из области резонанса, продолжая отдавать плазме свою энергию. Таким образом, эксперимент выделил один из двух возможных сценариев развития событий, что является благоприятным исходом и открывает возможность дальнейших исследований продольного удержания. Для более полного исследования планируется в будущем установить в центральную ячейку ГДЛ 45° электростатический анализатор нейтральных атомов перезарядки.

Список литературы

- [1] В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов, “Газодинамическая ловушка” // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1980, т.1, с. 57.
- [2] J.G. Cordey and R.J. Hastie, “Alfvén cyclotron resonance instability in mirror machines”, The physics of fluids, V.15, N. 12, 1972, p. 2291-2294.
- [3] Ivanov A.A., Kotelnikov I.A., Kruglyakov Eh. P. et. al. “A plasma-type neutron source for fusion materials irradiation testing”, Proc. of the 17th Symposium on Fusion technology, ed. C. Ferro, M. Gasparotto, H. Knoepfel, 1992. Rome. V.2. p. 1394.
- [4] I.S.Chernoshtanov, Ya.A.Tsidulko, “Alfen ion-cyclotron instability in a mirror with skew injection of neutral beams”, // 9thInternational Conference on Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, August 27-31, 2012, Tsukuba, Japan.\
- [5] Афросимов В.В., Березовский В.Л., Гладковский И.П. и др.// ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 1. стр, 56-63.
- [6] А.В. Аникеев, П.А. Багрянский, А.А. Иванов, А.Н. Карпушов, В.В. Максимов, С.В. Мурахтин. Ионно-горячая плазма с высоким энергосодержанием в газодинамической ловушке. Физика плазмы, т. 25, № 6, с. 499 – 509,Новосибирск, 1999.
- [7] П. А. Багрянский, В. Н. Бочаров. П. П. Дейчули, А. А. Иванов, А. Н. Карпушов, В. В. Максимов, А. И. Рогозин, Т. В. Саликова, “Диагностический комплекс установки ГДЛ для изучения нагрева плазмы при инжекции мощных атомарных пучков”, ИЯФ 93-70, с. 15, Новосибирск, 1993.
- [8] Мурахтин С.В., Коробейникова О.А., “Влияние микронеустойчивости на продольные потери быстрых ионов в установке ГДЛ”, 40 Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, г. Звенигород, 11-15 февраля 2013, с. 47.
- [9] M.N. Rosenbluth (General Atomic Div., General Dynamics Corp., San Diego, CA), Microinstabilities, Rep. RISO-18, Riso National Laboratory, Roskilde (1960) 189.
- [10] Р.З. Сагдеев, В.Д. Шафранов, “О неустойчивости плазмы с анизотропным распределением скоростей в магнитном поле”, ЖЭТФ, т. 39, вып. 1(7), 1960, с.181-184.
- [11] Casper T. A., Smith G. R., “Observation of Alfvén ion-cyclotron fluctuations in the end-cell plasma in the tandem mirror experiment (TMX)”, Physical Review Letters, V4, issue 15, p. 1015, 1982.