

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ» (НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **Физики Плазмы**

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

Коншин Захар Эдуардович

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы **Исследование высокочастотных флуктуаций магнитного поля в ГДЦ**

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

ученая степень, звание

должность, место работы

...../
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Научный руководитель

ученая степень, звание

должность, место работы

...../
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....20...г.

Дата защиты: «.....».....20...г.

Новосибирск, 2019

Оглавление

1 Введение.....	3
2 Экспериментальная установка и диагностика	5
2.1 Описание ГДЛ.....	5
2.1 Высокочастотная магнитная диагностика ГДЛ.....	8
3 Теоретическое описание DCLC	11
3.1 Дрейфово-циклотронная конусная неустойчивость.	11
3.2 Обзор экспериментальных работ, в которых наблюдалась DCLC.....	13
4 Методы обработки данных.....	14
4.1 Быстрое преобразование Фурье с бегущим окном.....	14
4.2 Спектральный анализ больших временных промежутков	15
5 Экспериментальные результаты.....	18
5.1 Общее описание неустойчивости.....	18
5.2 Вычисление продолжительности вспышек.....	24
5.3 Анализ продольных корреляций	29
5.4 Частотная структура колебаний	31
5.5 Режим с уменьшенным магнитным полем в центре	33
5.6 Режим с разными изотопами	35
6 Разработка новой азимутальной диагностики.	39
6.1 Новая азимутальная диагностика.....	39
6.2 Калибровка новой диагностики.....	43
7 Выводы.....	47
8 Благодарности.....	49
9 Список литературы	50

1 Введение

Проблема создания, нагрева и удержания плазмы является центральной для использования управляемого термоядерного синтеза в практических целях. На сегодняшний день существует множество различных типов устройств для удержания плазмы. Самыми успешными являются тороидальные магнитные системы. Однако существуют альтернативы, которые имеют как преимущества перед тороидальными системами, так и недостатки. Одним из таких альтернативных методов являются открытые ловушки, в которых линии магнитного поля упираются в преграду на концах ловушки. В число таких установок входит газодинамическая ловушка (далее ГДЛ) в институте ядерной физики имени Г.И. Будкера.

ГДЛ – пробкотрон, в котором длина свободного пробега частиц меньше длины установки. Частицы удерживаются в области слабого однородного поля между магнитными пробками: областями с сильным магнитным полем. Более подробное описание ГДЛ и принципов удержания плазмы изложено в главе 2 этой работы. Потенциальным преимуществом такой системы является большое давление плазмы по сравнению с давлением магнитного поля. Отношение этих параметров принято называть β . Чем больше β , тем более эффективна магнитная система установки. При той же величине магнитного поля установки с большим β могут поддерживать более плотную и горячую плазму. В ГДЛ были продемонстрированы режимы с $\beta=0,6$ и режимы с электронной температурой 1 кэВ [1], [2].

Серьезной проблемой для установок такого типа является развитие неустойчивостей: нарастающих колебаний плазмы. Неустойчивости разделяются на два типа. МГД неустойчивости приводят к крупномасштабному движению плазмы и могут привести к ее попаданию на стенку установки, что приводит к охлаждению и разрушению удерживаемой плазмы. Второй тип неустойчивостей, кинетические

неустойчивости, возникают как следствие формы функции распределения частиц в плазме. Кинетические неустойчивости характеризуются высокой частотой (порядка циклотронных частот) по сравнению с МГД неустойчивостями. Влияние неустойчивостей на время жизни частиц в установке делает необходимым их исследование.

Одним из способов изучения неустойчивостей в плазме является измерение магнитного поля установки во время удержания плазмы. Некоторые неустойчивости воздействуют на магнитное поле напрямую. Однако даже если вызываемые неустойчивостью колебания являются электростатическими и не приводят к флуктуациям магнитного поля напрямую, вызываемые ими движения плазмы все равно воздействуют на магнитное поле, делая возможным их исследование с помощью магнитных датчиков. В данной работе проведено исследование высокочастотных колебаний магнитного поля в ГДЛ с помощью магнитной диагностики, а также разработана новая магнитная диагностика для измерения более высоких азимутальных мод.

Наблюдаемые высокочастотные колебания предварительно идентифицированы как дрейфово-циклотронная конусная неустойчивость (далее DCLC — Drift Cyclotron Loss-Cone instability). Подробное теоретическое описание DCLC можно найти в главе 3 этой работы, а экспериментальные результаты в главе 5. DCLC ранее наблюдалась в только открытых ловушках с меньшей температурой и давлением плазмы. Ее развитие и поведение при параметрах ГДЛ является потенциально интересным как для построения теоретических моделей, так и при планировании будущих установок с большим параметром β . Исследование высокочастотных колебаний, предварительно идентифицированных как DCLC в различных режимах работы установки является основной целью данной работы.

2 Экспериментальная установка и диагностика

2.1 Описание ГДЛ

Газодинамическая ловушка – магнитная ловушка открытого типа. В ней удерживается две компоненты плазмы: горячие ионы, которые удерживаются как в классическом пробкотроне, и максвелловская мишенная плазма, которая удерживается газодинамически.

В классическом пробкотроне область с равномерным слабым магнитным полем заключена между двумя областями с сильным полем – магнитными пробками. (рисунок 1). Для частицы, движущейся в такой конфигурации, сохраняется магнитный момент $\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}$ и энергия $\varepsilon = \frac{mv_{\perp}^2}{2} + \frac{mv_{\parallel}^2}{2}$ [3]. По мере движения вдоль силовой линии поле нарастает, а значит должна нарастать скорость поперек силовой линии v_{\perp} , а значит должна убывать v_{\parallel} . При этом если в центре установки отношение перпендикулярной компоненты скорости к полной скорости $\sin\theta_0 = \frac{v_{0\perp}}{v_0}$ достаточно велико частица не покинет ловушку, и отразится от пробки. Магнитное поле для точки, где произойдет отражение определяется выражением $B = \frac{\varepsilon}{\mu} = B_0 \frac{v_0^2}{v_{0\perp}^2} = \frac{B_0}{\sin^2\theta_0}$. Отсюда можно получить условие на удержание частицы внутри установки: $\sin^2\theta_0 < \frac{B_0}{B_{max}}$. Область, пространства скоростей, где это условие не выполняется, называется конусом потерь.

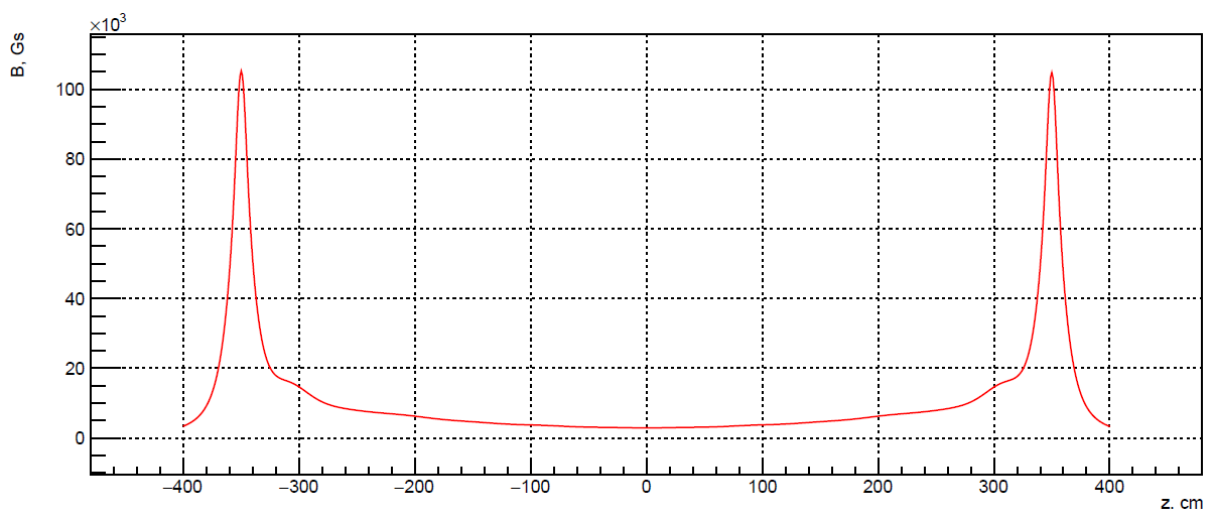


Рисунок 1. Расчетное вакуумное магнитное поле в ГДЛ.

Видно, что чем больше отношение максимального поля к минимальному (называемое пробочным отношением K), тем уже конус потерь, тем лучше должно быть удержание. На практике частицы внутри установки рассеиваются и попадают в конус потерь постоянно. Для классического пробкотрона время удержания растет от пробочного отношения логарифмически $t \sim \ln(K)$.

По сравнению с классическим пробкотроном, в газодинамической ловушке существует плазма с максвелловским распределением. Это значит, что длина пробега этих частиц гораздо меньше длины установки. Частицы рассеиваются множество раз, однако покинуть ловушку могут лишь частицы на расстоянии меньше длины свободного пробега от пробки и находящиеся в конусе потерь. При этом истечение плазмы через пробки становится аналогичным истечению газа из сосуда с малым отверстием, время удержания теперь зависит от пробочного отношения и длины установки линейно $t \sim KL$, что дает выигрыш по сравнению с классическим пробкотроном. Теоретически это означает, что, просто увеличивая длину установки, можно добиться необходимых условий для термоядерного реактора. Однако по расчетам длина такого реактора будет несколько километров, что не осуществимо на

практике. Тем не менее такую схему можно использовать для создания мощного нейтронного источника [4].

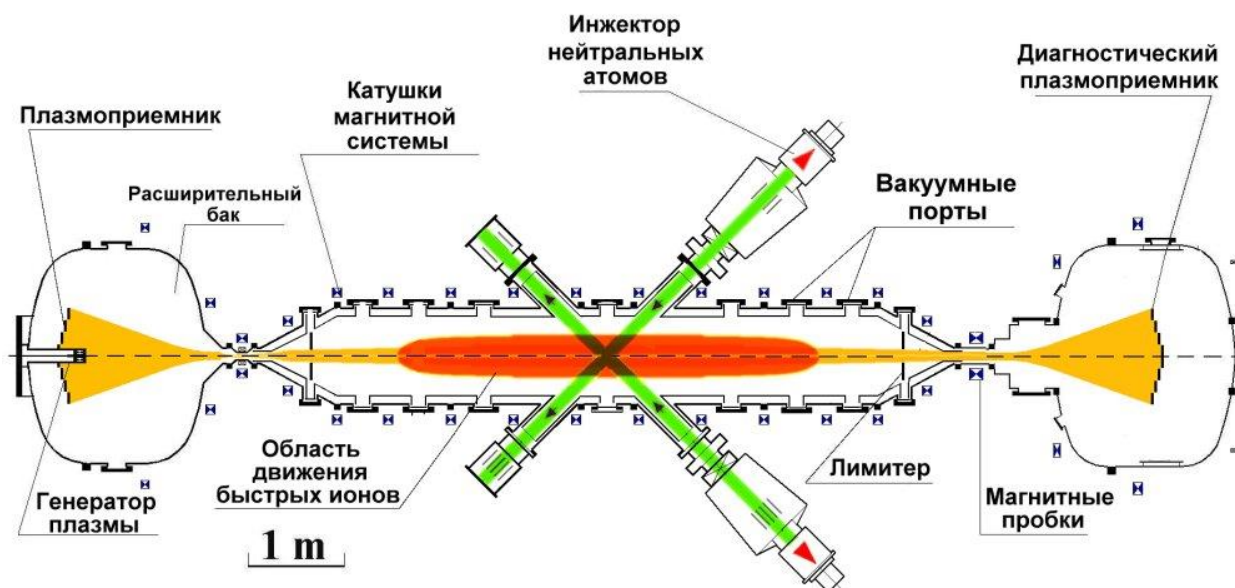


Рисунок 2. Схема установки ГДЛ. Основные параметры пробкотрона: длина 7 метров, минимальное поле 0,3 Тл, максимальное поле 13 Тл, максимальное пробочное отношение больше 40. Мощность инжекции 5 МВт.

Для нагрева плазмы в ГДЛ инжектируются нейтральные частицы, энергией 20 кэВ. Эти частицы ионизуются в плазме и захватываются магнитным полем, образуя популяцию быстрых ионов. Быстрые ионы мало взаимодействуют с ионами максвелловской и друг с другом, основным процессом для них является торможение на электронах, которое практически не меняет угловое распределение. Поэтому можно считать, что они удерживаются как в классическом пробкотроне. Пучки инжектируются в центр под углом 45° . Это значит, что их точка разворота находится в пробочном отношении 2 (рисунок 2). На практике распределение ионов по углу узкое, но конечное, а значит области разворота тоже имеют конечный размер. Стоит отметить, что именно популяция быстрых ионов вносит наибольший вклад в диамагнетизм плазмы в ГДЛ и именно ее движения наблюдаются с помощью магнитной диагностики в данной работе.

Температура максвелловской компоненты плазмы в зависимости от режима может быть от 100 эВ до 1 кэВ. Плотность плазмы до 10^{19} частиц/м³. Радиус плазменного столба около 14 см.

Начальная плазма в ГДЛ может создаваться либо плазменной пушкой с восточной стороны установки, либо электромагнитным пробоем с помощью одного из двух гиротронов. Гиротроны используются для дополнительного нагрева плазмы за счет электронно-циклотронного резонанса. Для восполнения покидающей установку через пробки плазмы помимо нейтральной инжекции в течение эксперимента в установку поддувается газ. Плазма в ГДЛ существует в течение около 10 мс, инжекция производится в течение 5 мс. Время существования магнитного поля заметно превосходит время эксперимента.

Большинство экспериментов, рассмотренных в данной работе, происходили в режиме с высокой электронной температурой (300-700 эВ) с различной плотностью. Пробой осуществлялся с помощью гиротрона, в поддуваемом газе и нейтральных пучках был дейтерий. Для результатов, полученных в других режимах, изменения будут описаны отдельно.

2.1 Высокочастотная магнитная диагностика ГДЛ

Для измерения флуктуаций магнитного поля в ГДЛ используются магнитные зонды. Каждый зонд представляет собой набор из трех петель для измерения трех перпендикулярных компонент производной магнитного поля. Петли накрыты кварцевым колпаком для защиты от электростатических наводок.

Существуют две сборки высокочастотных магнитных зондов. Одна из них представляет собой 4 зонда расположенных по азимуту как показано на рисунке 3. Вторая состоит из 6 датчиков вдоль оси установки, как показано на рисунке 4.

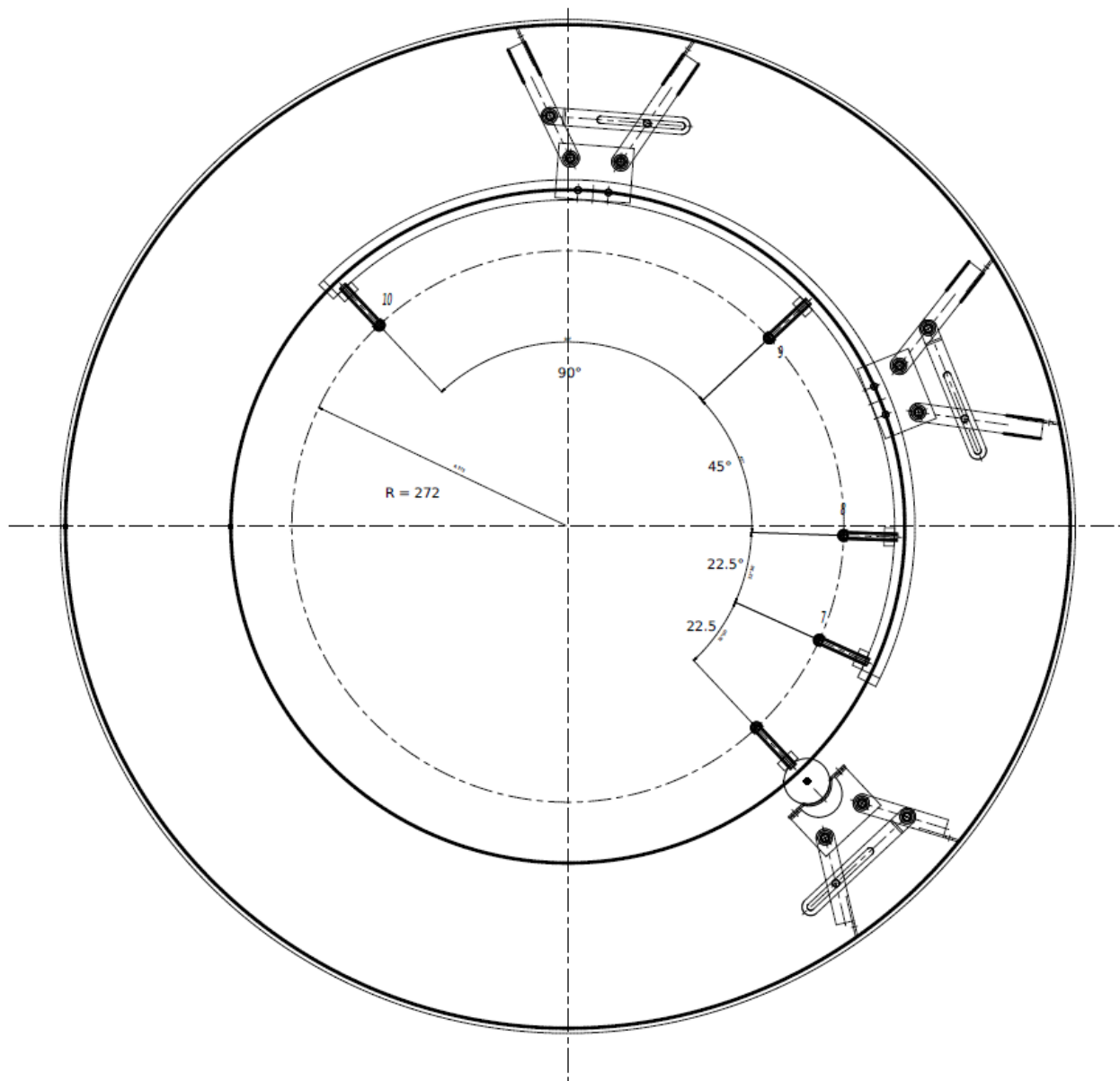


Рисунок 3. Азимутальная сборка ВЧ магнитных зондов в ГДЛ.

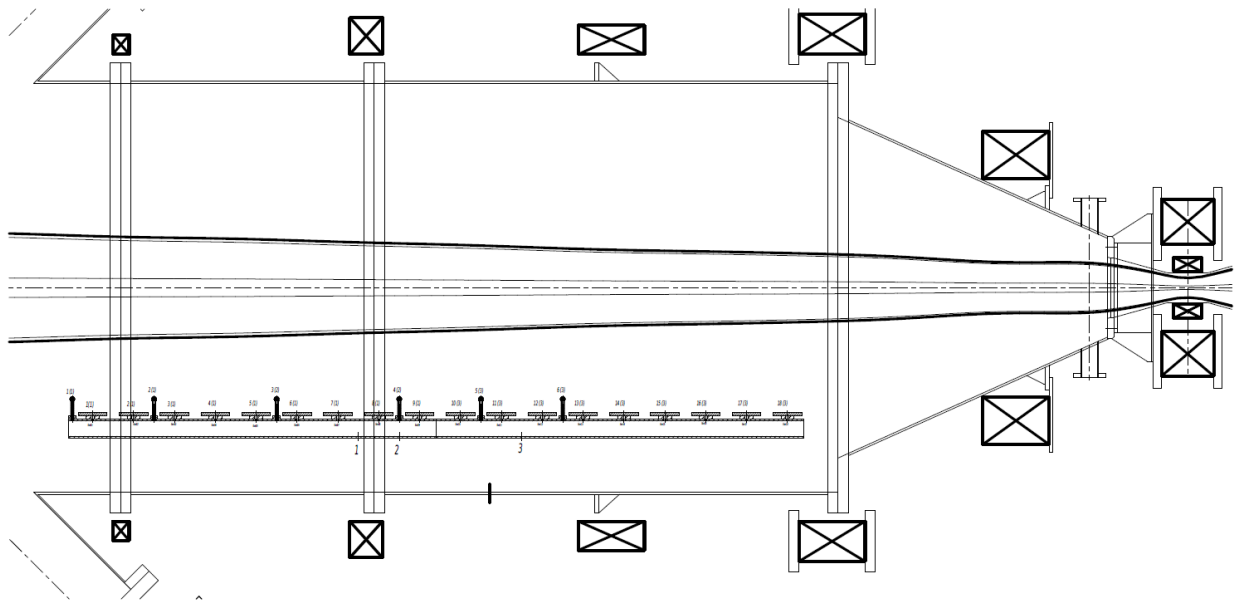


Рисунок 4. Линейная сборка ВЧ (высокие) и НЧ (плоские) магнитных зондов в ГДЛ. Слева от изображения центральная зона, справа магнитная пробка.

Напряжение, генерируемое на петле при прохождении через нее магнитного потока $\mathcal{E} \sim \frac{dB}{dt}$, подавалось напрямую на АЦП. В экспериментах использовались два АЦЦ: один с частотой дискретизации 50 МГц, второй 500 МГц. В ходе измерений выяснилось, что из установки во время эксперимента излучаются электромагнитные волны на интересных для нас частотах, которое наводится на кабели, ведущие от установки к АЦП. Для подавления этого эффекта оказалось необходимым защитить кабели двойным экраном. При этом уровень наводок заметно упал.

Существующая высокочастотная магнитная диагностика не калибрована на высоких частотах. Это связано с технической сложностью создания калибровочного сигнала на частоте более 10 МГц. Изначально диагностика была создана для анализа афвеновской циклотронной неустойчивости в диапазоне частот от 1 до 10 МГц и калибрована в этом

диапазоне. В данной работе она используется для анализа гораздо больших частот. По этой причине абсолютное значение напряжения, получаемого на АЦП, не может быть проинтерпретировано. Значение имеет только показания нескольких датчиков относительно друг друга на одинаковой частоте.

3 Теоретическое описание DCLC

3.1 Дрейфово-циклотронная конусная неустойчивость.

Как будет показано далее, наблюдаемые на высоких частотах колебания могут возникать в результате дрейфово-циклотронной конусной неустойчивости. DCLC была описана теоретически Р. Постом и М. Розенблютом в статье [5]. В случае малого параметра β DCLC является электростатической желобковой неустойчивостью. Это значит, что продольное волновое число $k_{\parallel} = 0$. Неустойчивость развивается за счет раскачки дрейфовых колебаний ионами с большой поперечной скоростью. Механизм развития дрейфовых колебаний показан на рисунке 5.

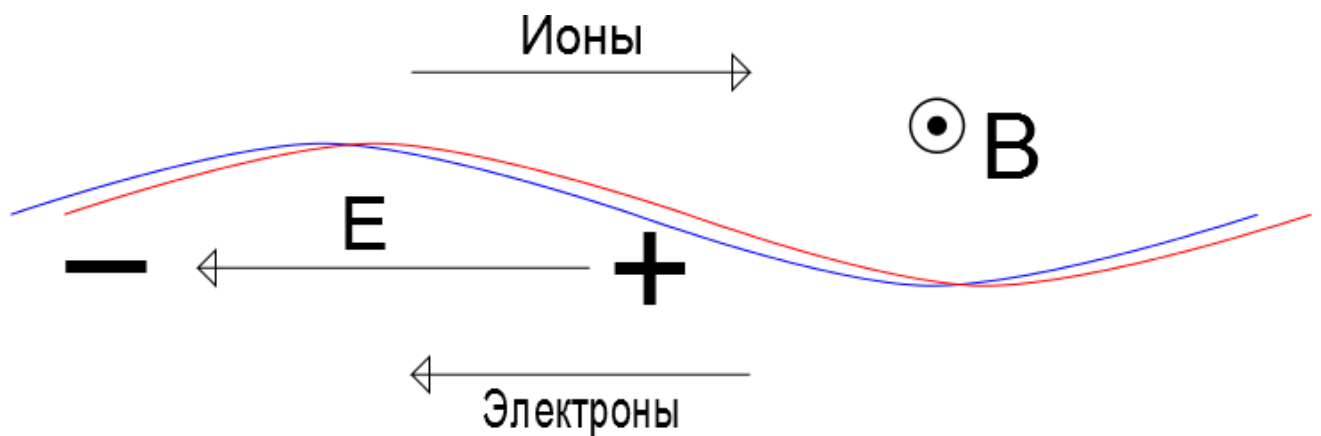


Рисунок 5. Схема разделения зарядов в желобковых возмущениях.

При появлении флуктуации радиальный градиент плотности плазмы приводит к разделению зарядов. В свою очередь это приводит к возникновению электрического поля. Дрейф в скрещенных электромагнитных полях описывается формулой $V_e = c \frac{[E \times B]}{B^2}$ и может приводить к нарастанию

колебаний. Для данной неустойчивости бегущая волна зарядов взаимодействует с ионами, движущимися по ларморовским орбитам с циклотронной частотой, что приводит к раскачке колебаний. Можно заметить, что только поперечная скорость иона влияет на его взаимодействие с волной. Поэтому источником энергии для неустойчивости является функция распределения ионов, в которой преобладают ионы с большой поперечной скоростью. В пробкотроне такая конфигурация существует за счет наличия конуса потерь (рисунок 6). Важную роль в развитии неустойчивости также играет величина радиального градиента плотности.

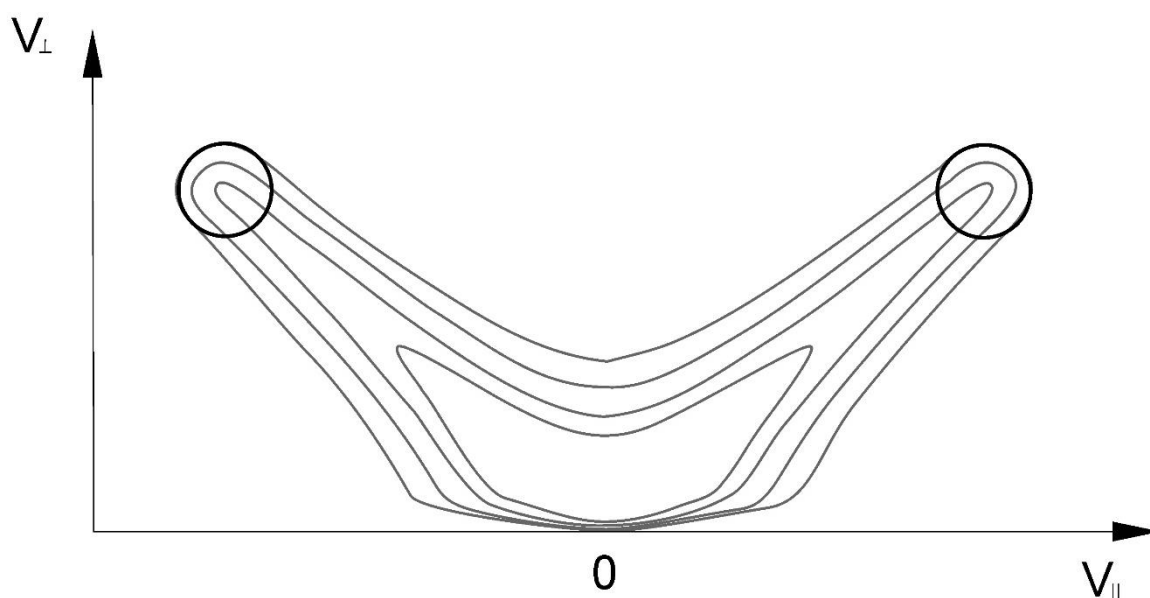


Рисунок 6. модельная функция распределения горячих ионов в ГДЛ [6].

Так как наличие пустого конуса потерь подпитывает колебания, заполнение этого конуса потерь должно приводить к стабилизации неустойчивости. В статье [7] приведены теоретические расчеты критерия устойчивости DCLC для параметра $\beta=0$, а также расчет влияния доли и температуры холодных ионов на развитие колебаний. Показано, что действительно при увеличении доли холодных ионов неустойчивость развивается на более высоких модах. Также показано, что для получения стабилизирующего эффекта, температура холодных ионов должна быть более

1% горячих. В ГДЛ конус потерь всегда заполнен частицами, так как «теплая» компонента плазмы имеет большую плотность и максвелловское распределение. Электронная температура теплой плазмы в зависимости от режима может составлять от 100-200 эВ до 1 кэВ. Энергия быстрых ионов не превышает энергию инжекции – 20 кэВ, а значит, если ионная температура теплой компоненты плазмы порядка к электронной, она будет оказывать стабилизирующий эффект на DCLC. Из этого следует, что развитие неустойчивости стоит ожидать на частотах, близких (но не обязательно равных) к высоким гармоникам циклотронной частоты.

3.2 Обзор экспериментальных работ, в которых наблюдалась DCLC.

DCLC ранее наблюдалась в ряде экспериментальных работ в открытых ловушках.

В статье [8] на пробкотроне MIX, с помощью ленгмюровских зондов измерены азимутальная, продольная и радиальная модовые структуры. В статье продемонстрировано, что в их экспериментах не наблюдалось доминирующей азимутальной моды, вместо этого азимутальная длина волны оставалась постоянной в большом промежутке по радиусу. Также показано, что стабилизирующий эффект холодных ионов зависит от их пространственного распределения. Наконец показано, что неустойчивость имеет не желобковую структуру с $k_{\parallel} \neq 0$, для конечного β . Время эксперимента составляло около 100 мкс, а температура горячих ионов 100 кэВ. Частота наблюдавшихся колебаний была пропорциональна циклотронной частоте в центре ловушки и ее гармоникам

В статье [9] показаны результаты проводившихся на установке 2ХПВ экспериментов по созданию конфигурации с обращённым полем. При этом наблюдалось развитие колебаний на циклотронной частоте и большие потери. В ходе этих экспериментов в установку производилась нейтральная инжекция, в результате чего создавалась большая популяция ионов с большой

поперечной скоростью. Авторы статьи предполагают, что стабилизирующего эффекта плазменных пушек и газовой подпитки оказалось недостаточно для стабилизации колебаний

В статье [10] в ходе эксперимента возникали сильные ионно-циклотронные колебания, которые приводили к явным потерям ионов и развалу плазмы. Колебания были привязаны к ионно-циклотронной частоте, наблюдались на нескольких гармониках и имели прерывистую временную структуру с яркими неравномерными вспышками.

В статье [11] приведены результаты экспериментов по подавлению DCLC с помощью радиального электрического поля и вращения плазмы. Этим способом удалось подавить сравнительно низкочастотные колебания на ионах примесей. Этот способ подавления данной неустойчивости примечателен, так как на ГДЛ подобным образом стабилизируются МГД колебания. Однако авторам статьи удалось подавить лишь неустойчивость на примесях, так как для высокочастотной неустойчивости на водороде требовался гораздо больший потенциал.

4 Методы обработки данных

4.1 Быстрое преобразование Фурье с бегущим окном

Для обработки и визуализации данных применялся набор инструментов Root, в частности модуль быстрого преобразования Фурье. Алгоритм быстрого преобразования Фурье применяется для дискретных сигналов и позволяет снизить затрачиваемое на вычисления время.

Чтобы увидеть развитие колебаний в течение эксперимента применялось преобразование Фурье с бегущим окном. Короткие участки сигнала с шагом по времени раскладывались в Фурье и представлялись на 3D диаграмме амплитуды от времени и частоты (рисунок 7). Пример такой

диаграммы показан на рисунке. Горизонтальная ось – центр окна Фурье-преобразования, вертикальная ось – частота, а цветом обозначена амплитуда.

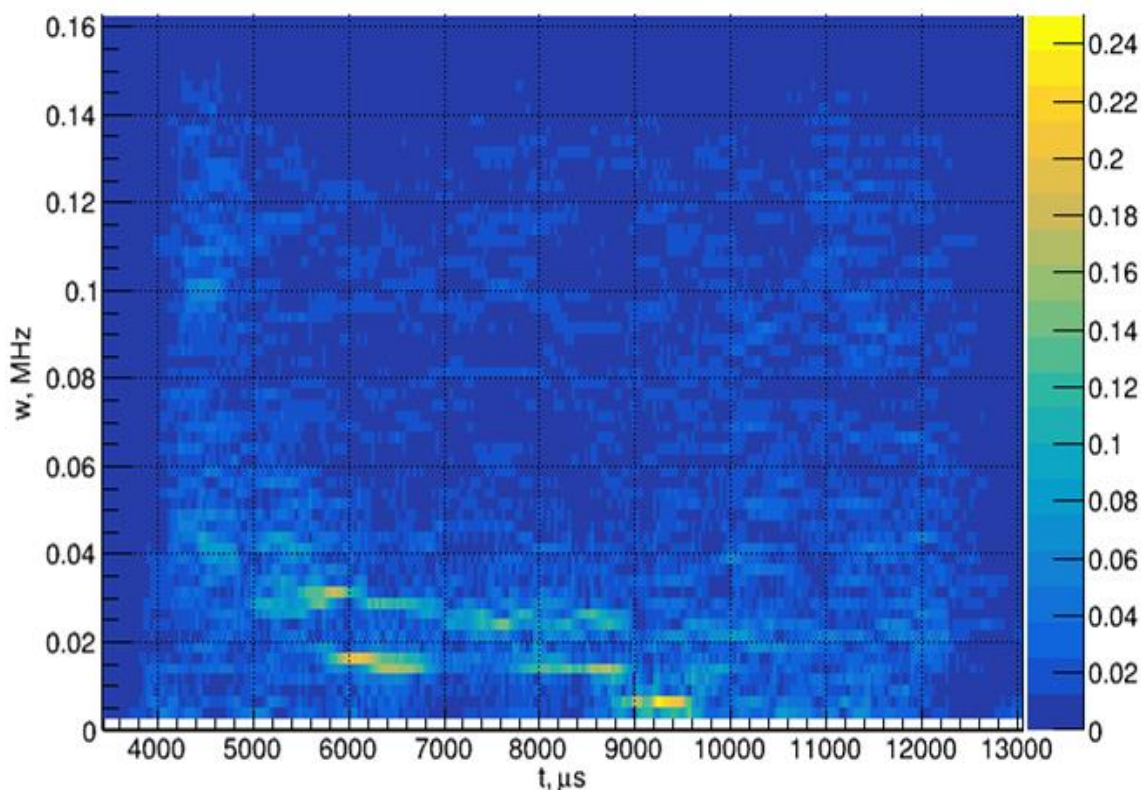


Рисунок 7. Пример преобразования Фурье с бегущим окном

Длина раскладываемого участка обратно пропорциональна разрешению по частоте, однако если взять слишком длинное окно, окна перекрываются и «размазывают» короткие вспышки колебаний. Увеличение количества окон позволяет увеличить временное разрешение, но значительно увеличивает время расчета. Оптимальная длина окна и их количество подбирались в зависимости от наблюдаемых эффектов и частоты дискретизации АЦП.

4.2 Спектральный анализ больших временных промежутков

Как будет показано далее, наблюдавшиеся колебания возникали короткими вспышками множество раз в течение эксперимента. Помимо этого, на ГДЛ производится до 30 выстрелов за сутки. В связи с этим появилась необходимость обработки большого количества коротких промежутков сигнала.

Помимо амплитуды в зависимости от частоты интересными были разности фаз между сигналами с разных датчиков для определения продольных и азимутальных мод колебаний и их поляризации.

Для автоматизации процесса было решено написать код для разбиения выбранных временных промежутков на короткие участки (как правило 20 мкс), разложение каждого из них в Фурье и усреднения всех промежутков. Алгоритм быстрого преобразования Фурье дает набор комплексных чисел, перемножением которых получают необходимые данные о фазе и амплитуде. Необходимо определить статистическую погрешность для амплитуды и фазы получающегося комплексного числа. Корреляционная матрица составленная из действительной и мнимой частей вектора определяет эллипс, который соответствует ширине нормального распределения σ на комплексной плоскости. В случае если размер эллипса меньше расстояния до центра координат, дисперсия амплитуды будет равна сумме дисперсий действительной и мнимой частей, а дисперсия фазы равна углу обзора этого эллипса из центра координат как показано на рисунке 8.

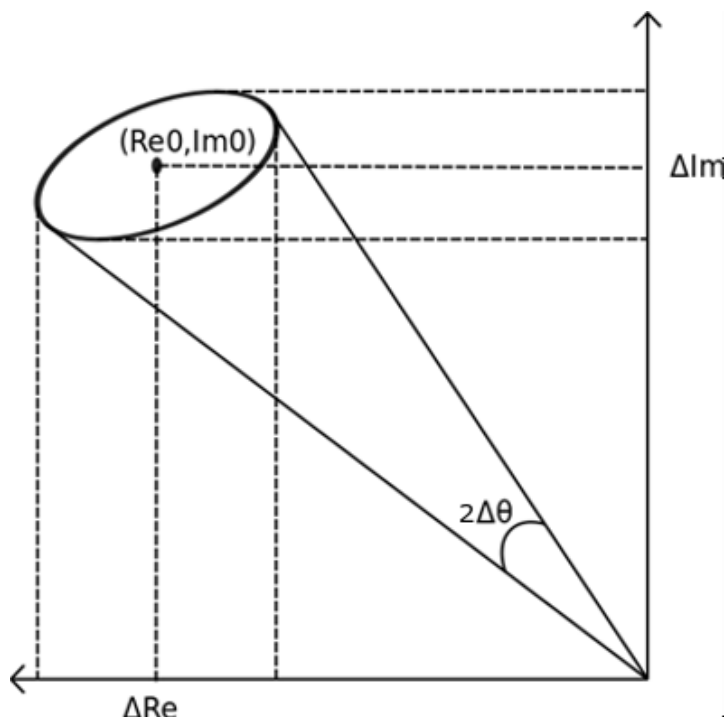


Рисунок 8. Вычисление дисперсии фазы и амплитуды

Нахождение дисперсии амплитуды не представляет сложности, однако для нахождения дисперсии фазы требуется произвести геометрические преобразования. Для упрощения кода дисперсия фазы считалась приблизительно равной дисперсии мнимой части после поворота системы координат вокруг оси так, чтобы точка среднего легла на горизонтальную ось координат. Это верно для случаев, где размер эллипса гораздо больше расстояния до него: $\text{Re}\theta^2 + \text{Im}\theta^2 \gg \Delta\text{Re}^2, \Delta\text{Im}^2$ (1).

Однако при первых попытках использовать код результаты были неудовлетворительными. Так как наблюдавшиеся колебания происходили короткими вспышками, при усреднении по большим промежуткам времени средние значения амплитуды были маленькими, дисперсия амплитуды большой, а фазы практически случайными (рисунок 9).

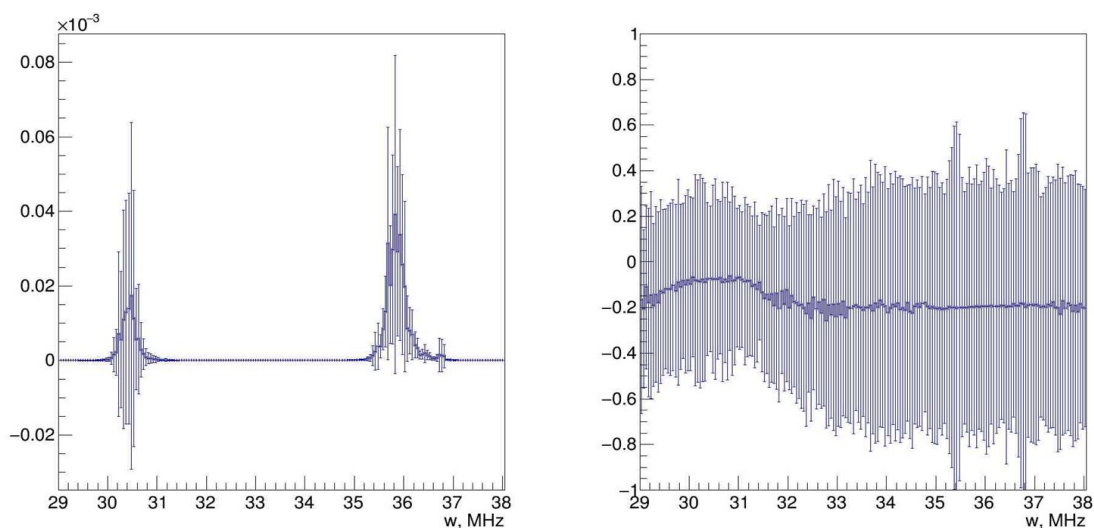


Рисунок 9. Пример результатов усреднения амплитуды (слева) и фазы (справа) без весов. Фаза приведена в радианах, деленных на π .

Чтобы исправить это были введены веса, равные квадрату амплитуды комплексного числа (спектральной мощности колебаний). Таким образом участки со вспышкой вносили гораздо больший вклад, чем шумовые участки, и тем самым удалось выполнить условие (1) (рисунок 10).

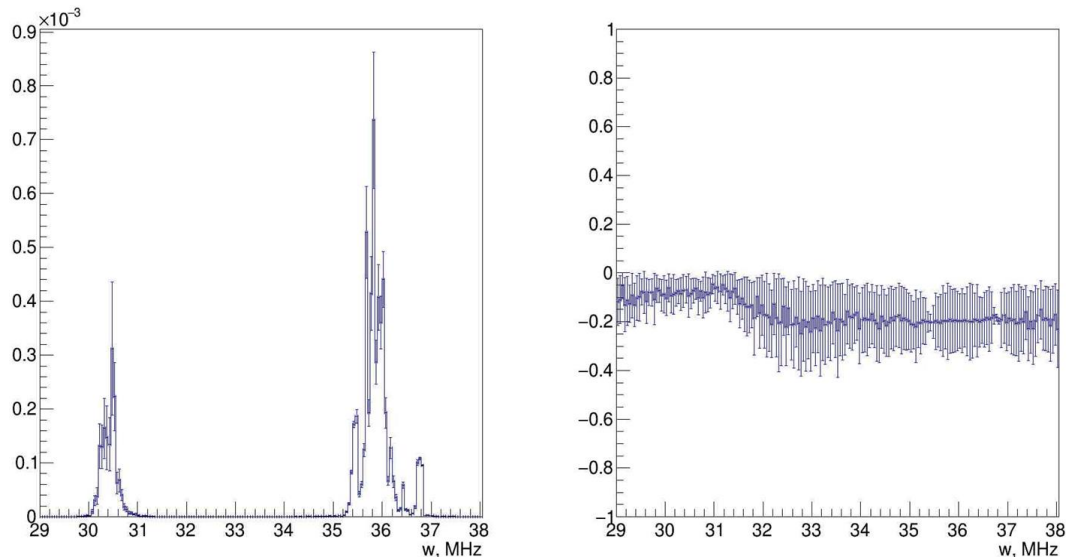


Рисунок 10. Пример результатов усреднения амплитуды (слева) и фазы (справа) с весом равным квадрату амплитуды.

5 Экспериментальные результаты

5.1 Общее описание неустойчивости.

С помощью высокочастотной магнитной диагностики были обнаружены колебания на частотах 25-80 МГц (рисунок 11). Колебания представляют собой набор линий шириной около 1 МГц с промежутками между наиболее яркими линиями около 5,5 МГц. Самые яркие линии появляются на частотах 25, 30 и 36 МГц, остальные на несколько порядков меньше по амплитуде. При более близком рассмотрении можно увидеть на фоне широкой линии малой амплитуды яркие короткие вспышки (рисунок 12). Более подробно о структуре колебаний будет рассказано в параграфах 5.2, 5.4 этой работы.

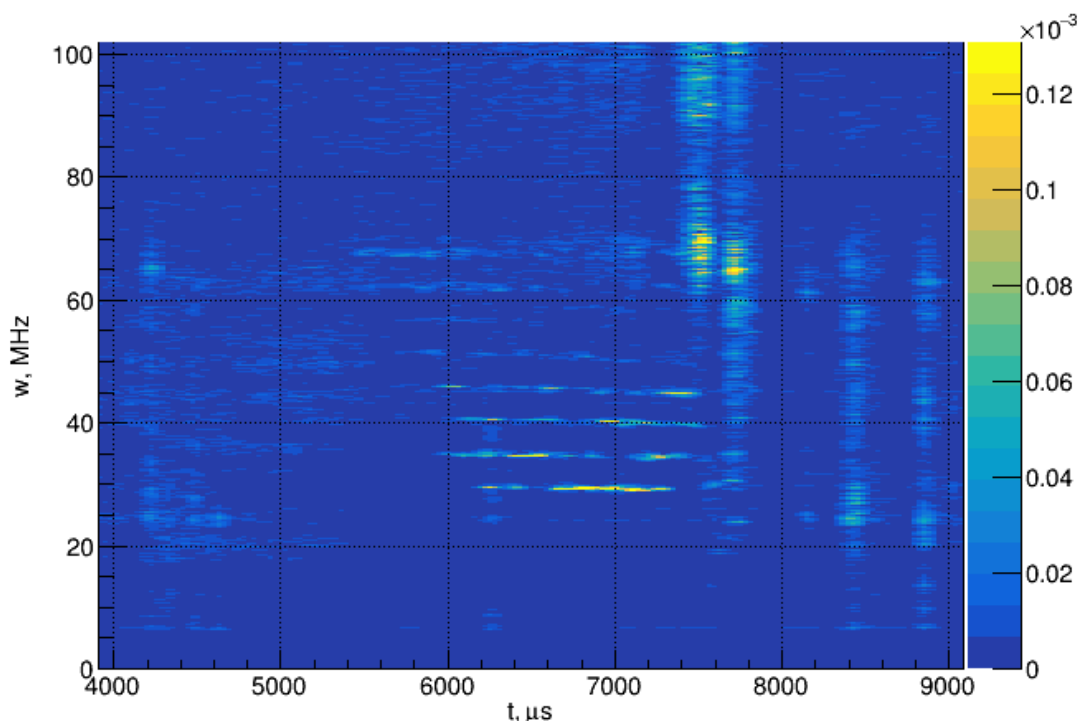


Рисунок 11. Наблюдаемые магнитной диагностикой колебания

Amplitude

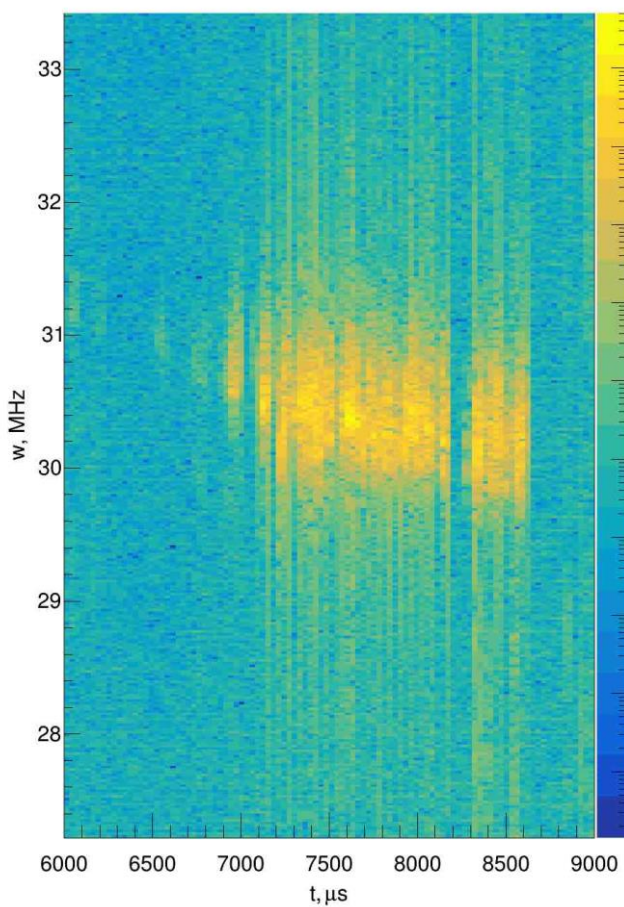


Рисунок 12. «Линия» колебаний около 30 МГц

Для определения природы колебаний сравним их частоту с характерными частотами и другими известными явлениями в установке ГДЛ. МГД колебания регистрируются низкочастотной магнитной диагностикой и имеют частоты порядка 10-100 кГц, что гораздо ниже наблюдаемого. Более близкой по частоте является Альфвеновская циклотронная неустойчивость, которая связана с ионно-циклотронной частотой и всегда немного ниже ее. Оценим циклотронную частоту иона дейтерия в центре установки. Расчетное поле на оси установки составляет 3 кГс. При подставлении этого числа в формулу для циклотронной частоты для иона дейтерия получим. $f = \frac{eH}{2\pi m_D} \approx 2,3\text{МГц}$

Видно, что наблюдаемые колебания имеют частоты более чем в 10 раз превышающие циклотронную частоту в центре установки. Они не могут объясняться альфеновской неустойчивостью, так как ее частота должна быть ниже ионно-циклотронной частоты. Развитие альфеновской неустойчивости можно наблюдать в некоторых выстрелах на частотах около 1.5 МГц (рисунок 13). При этом было замечено, что оба явления никогда не присутствуют в одном выстреле в одно и тоже время.

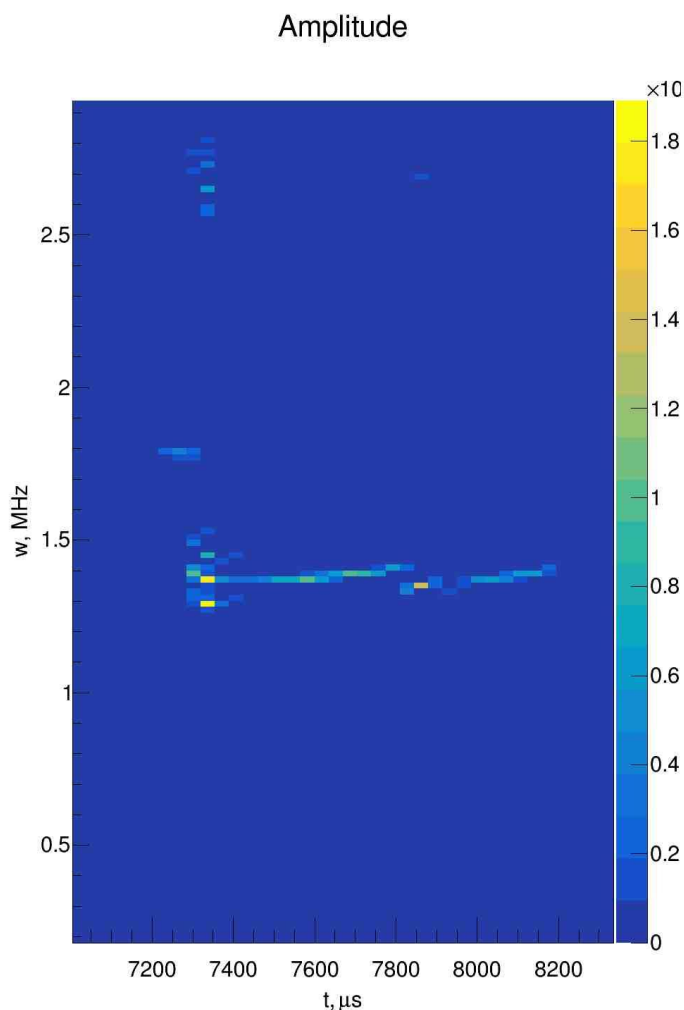


Рисунок 13. Альфеновская циклотронная неустойчивость во время эксперимента.

Однако можно заметить, что вычисленная частота в 2 раза меньше наблюдаемого расстояния между модами колебаний. Если при этом предположить, что колебания развиваются не в центре установки, а в области разворота быстрых ионов, где поле в 2 раза сильнее, чем в центре установки, то расчетная частота становится близкой к разнице частот между разными модами колебаний. Как обсуждалось в главе 3, DCLC должна быть связана с циклотронной частотой иона дейтерия, и ожидается ее развитие на больших гармониках, что и наблюдается в эксперименте. При этом отсутствие DCLC одновременно с альфеновской неустойчивостью можно объяснить тем, что

обе неустойчивости имеют один и тот же источник энергии, и развиваться успевают только одна из них.

Можно также отметить, что частота колебаний медленно спадает с течением времени (рисунок 14). При этом скорость спадания частоты непостоянна и гораздо больше скорости спадания основного магнитного поля ГДЛ, а скорость нарастания диамагнетизма гораздо больше. Изменение частоты связано с изменением внутренних параметров плазмы, однако точный механизм не известен.

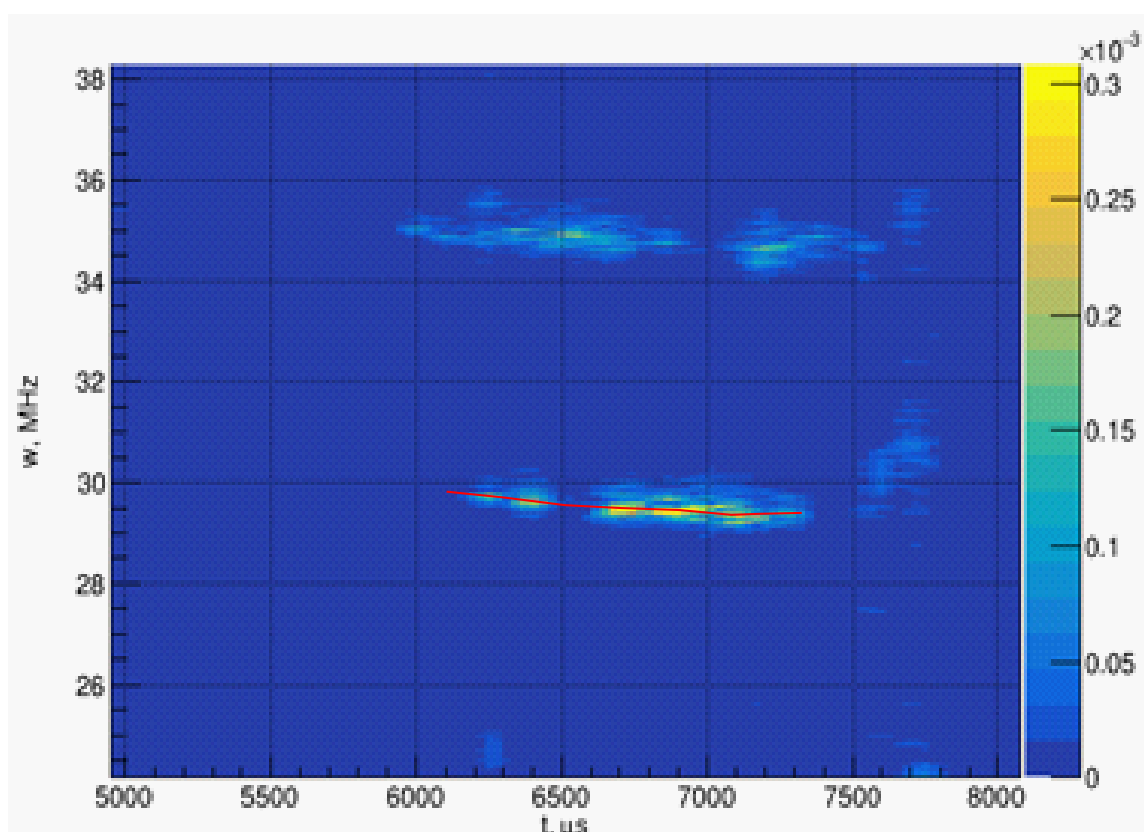


Рисунок 14. Видно, что за время около 1500 мкс частота яркой линии ниже 30 МГц спадает на 1,5%.

Колебания поляризованы в плоскости z-г относительно оси установки. При этом сигналы на разных частотах имеют разную поляризацию, но для всех частот поляризация близка к линейной. (рисунок 15).

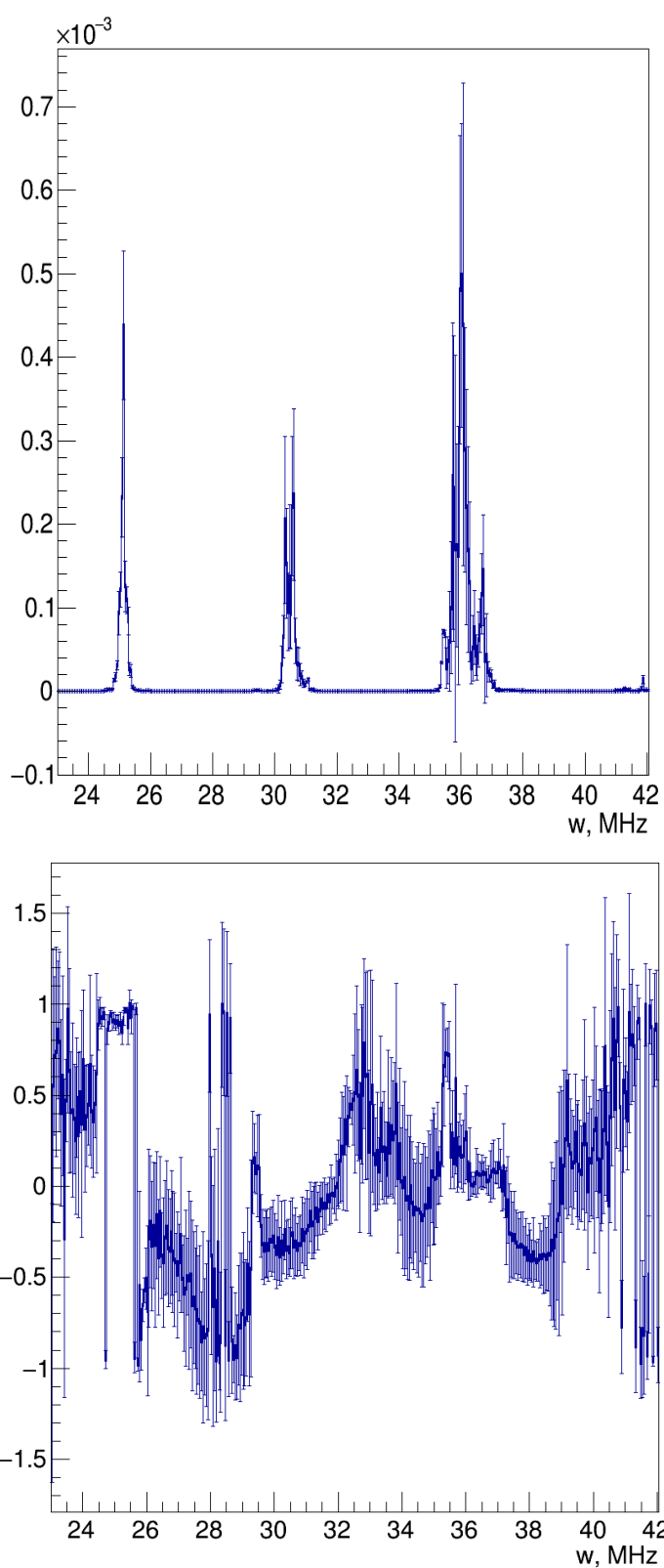


Рисунок 15. Корреляция сигналов r и z с одного и того же зонда. На изображении сверху показана амплитуда, а снизу соответствующая ей фаза.

5.2 Вычисление продолжительности вспышек

Для того, чтобы определить длину вспышек колебаний, был написан код, позволяющий построить распределение вспышек по продолжительности. Для идентификации вспышки на 3D диаграмме амплитуды от частоты и времени путем нахождения нулей частных производных находились максимумы амплитуды по времени и по частоте. Был введен параметр α , определяющий на какой доле высоты считалась ширина максимума. Например, если $\alpha=2$, то ширина считалась на $\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{2}$ высоты. Далее для каждого максимума определялась ширина на по частоте и по времени. При этом, если несколько максимумов попадали в одну и ту же область по полувысоте, то учитывался только самый большой из них, остальные отбрасывались. Таким образом, каждый максимум считался только один раз. Пример полученной таким образом карты максимумов и распределения по продолжительности приведены на рисунке 16. Здесь шириной максимума считалась ширина на четверти высоты.

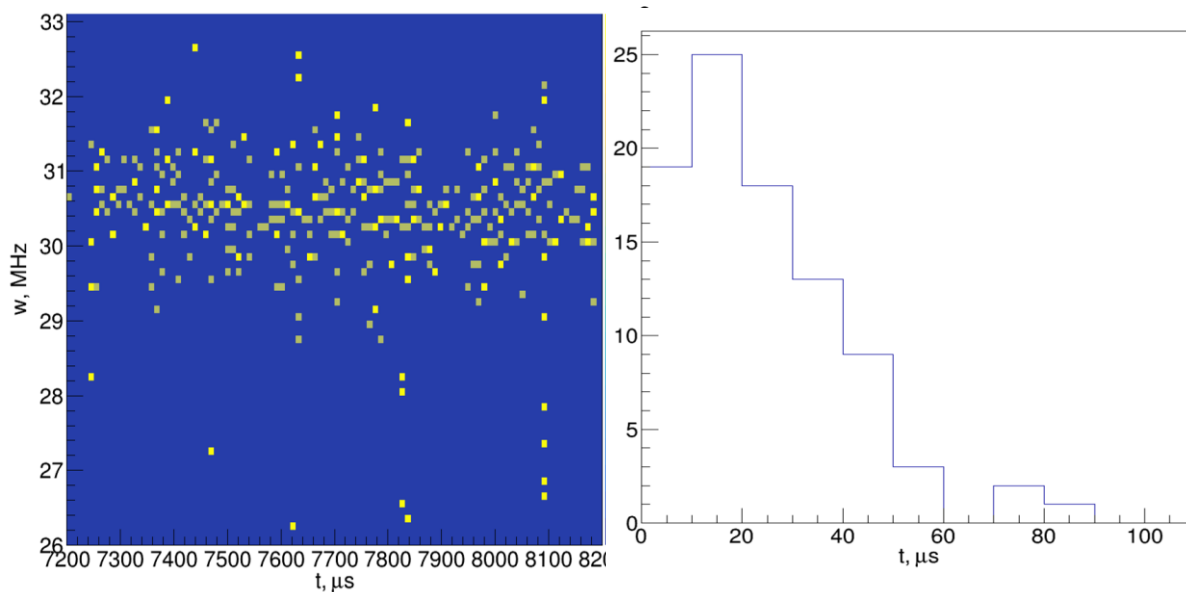


Рисунок 16. Полученная карта максимумов (слева) и распределение по продолжительности (справа). На карте максимумов ярким цветом отмечены точки максимума по обеим координатам, а тусклым «горбы», где максимума достигает только частота.

Полученное распределение не является точным из-за большого количества максимумов, не относящихся на прямую к исследуемым колебаниям. Более того при использовании окна Фурье преобразования другой длины максимум распределения смещается. Однако он всегда остается ниже 20 мкс, и самым важным является отсутствие вспышек продолжительностью более 100 мкс. Это значит, что неустойчивость быстро развивается и угасает, что повторяется десятки раз в течение эксперимента.

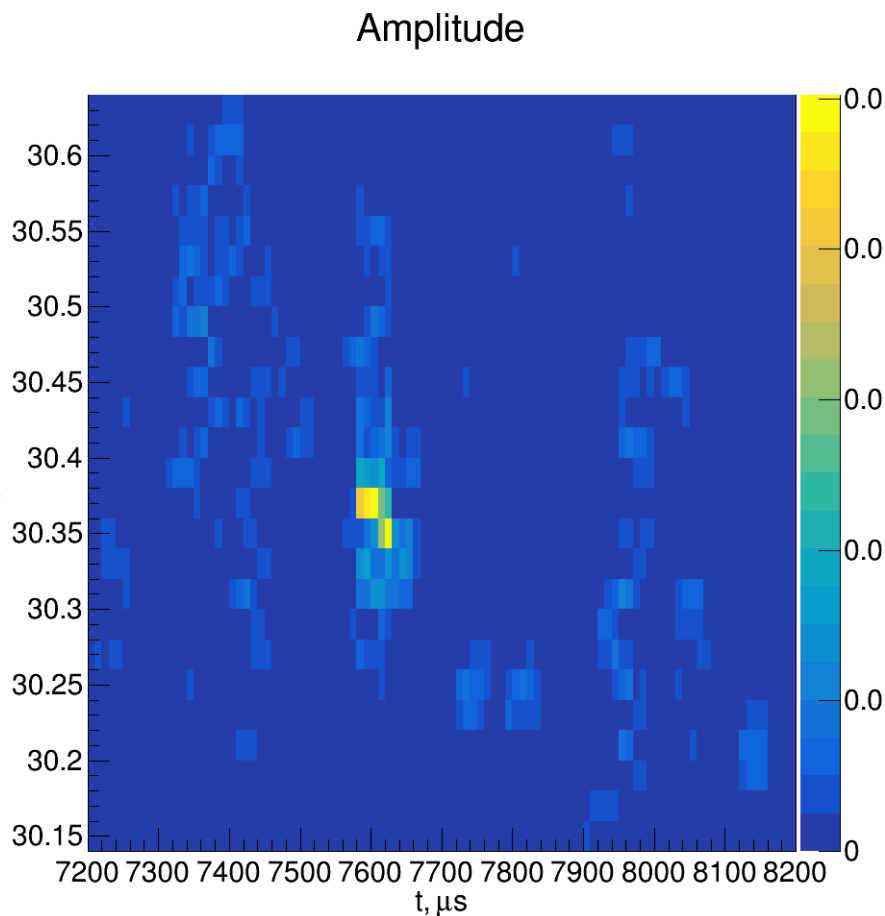


Рисунок 17. Вспышка неустойчивости с большим разрешением по частоте. По вертикальной оси отмечена частота, а цветом амплитуда.

Для подтверждения этих данных был использован второй метод нахождения длины вспышки. Для конкретной вспышки колебаний определялась ее ширина в частотном диапазоне. Далее для этой частоты строились корреляции сигнала датчика с самим собой с небольшим опережением по времени. Следя за фазой колебаний в зависимости от опережения, можно найти время, в течение которого колебания сохраняют фазу. Для этого необходимо вычесть сдвиг фазы синуса этой частоты за время опережения. Если разность фаз в получившейся корреляции близка к 0, значит, что фаза за время задержки не сбивалась, и колебания можно считать продолжением вспышки. Повторяя этот алгоритм, при этом постепенно

увеличивая опережение, можно найти момент, когда фаза сбивается. Однако используя этот метод необходимо следить за длиной окна Фурье-преобразования. Если длина окна преобразования начнет превышать длину исследуемой вспышки, то полученный результат будет неточным и сильно зависящим от длины окна. Однако уменьшение окна приводит к потере частотного разрешения. Если размер бина по частоте сильно превысит спектральную ширину вспышки, подмешенные шумы не позволят сравнить фазы колебаний: фаза будет случайна. Для подбора окна тем самым необходимо знать спектральную ширину типичной вспышки (рисунок 17)

На рисунках 18, 19 представлены результаты анализа вспышки окном 10 мкс и 3,3 мкс. По горизонтали отмечено время основного сигнала. По вертикали – время опережения. Таким образом, если в 10 мкс по вертикале видно вспышку на диаграмме амплитуды и 0 на диаграмме фазы, значит, что текущий сигнал коррелирует с сигналом на 10 мкс вперед. Можно заметить, что для окна в 10 мкс размер области с нулевой фазой нигде не превышает 20 мкс, а значит дальнейшее увеличение окна не имело смысла. Стоит также отметить, что если взять промежуток частот более 0,5 МГц (длина окна 1 мкс), то область с нулевой фазой теряется, поэтому окно в 3 мкс было близко к минимальному для получения полезных данных.

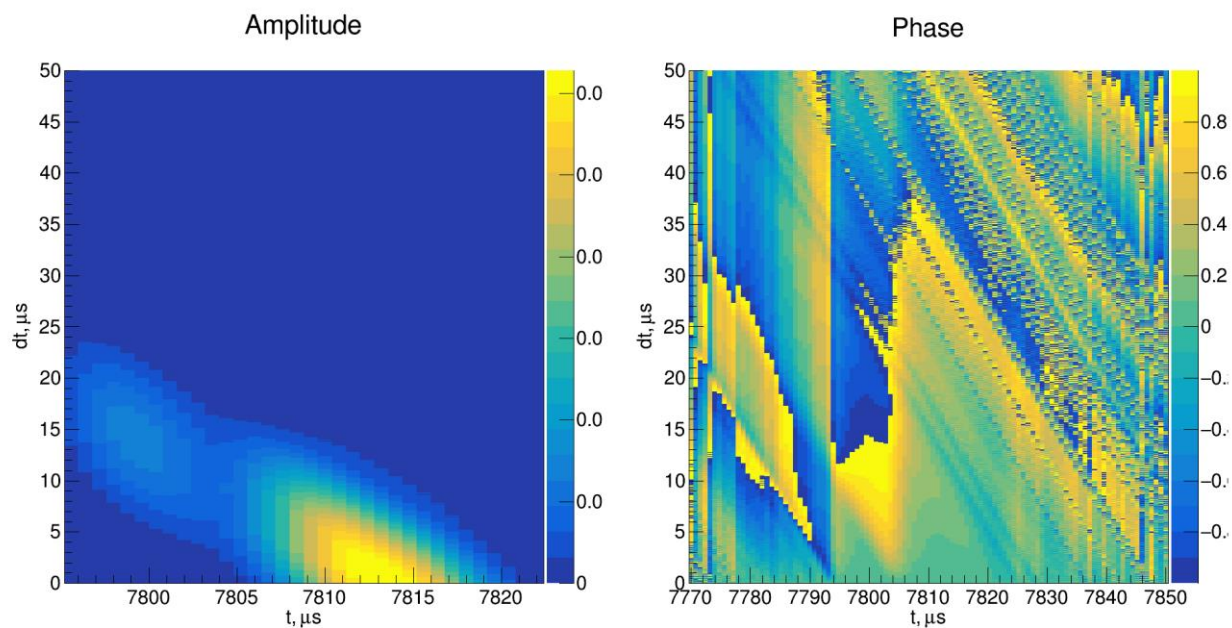


Рисунок 18. Вспышка и соответствующая ей область с нулевой фазой для окна 10 мкс

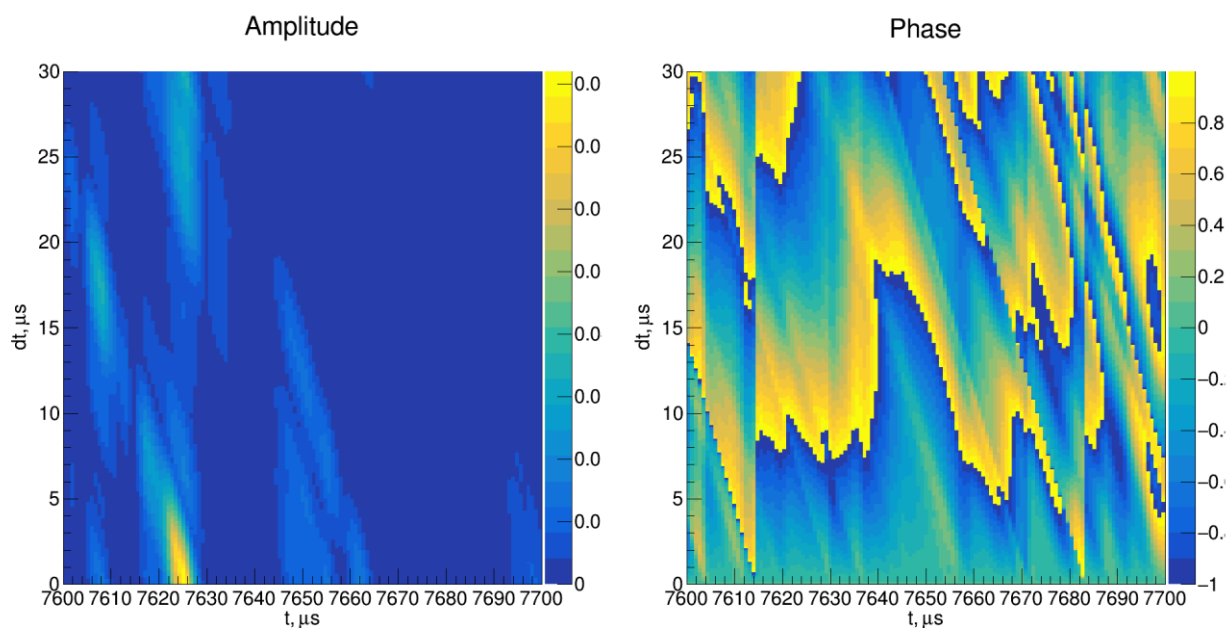


Рисунок 19. Набор вспышек и соответствующие им области с нулевой фазой для окна 3,3 мкс

Из данных рисунков видно, что различные вспышки сохраняют фазу в течении не более 10 мкс. К сожалению, этот способ можно применять лишь находя вспышки вручную и точно настраиваясь на их частоту, поэтому

проанализировать им большое количество данных затруднительно. Однако он подтверждает наблюдения, сделанные предыдущим способом.

Короткий, прерывистый характер наблюдаемых колебаний может объясняться тем, что во время развития колебаний ионы рассеиваются в конус потерь. Как обсуждалось в главе 3 этой работы, наличие частиц в конусе потерь имеет стабилизирующий эффект на DCLC. Такое поведение хорошо совпадает с теоретическим предсказанием статьи [7].

5.3 Анализ продольных корреляций

На рисунках 20, 21 представлены зависимости амплитуды и фазы колебаний радиальной компоненты магнитного поля в продольной сборке, полученные усреднением по десяти выстрелам в стандартном режиме

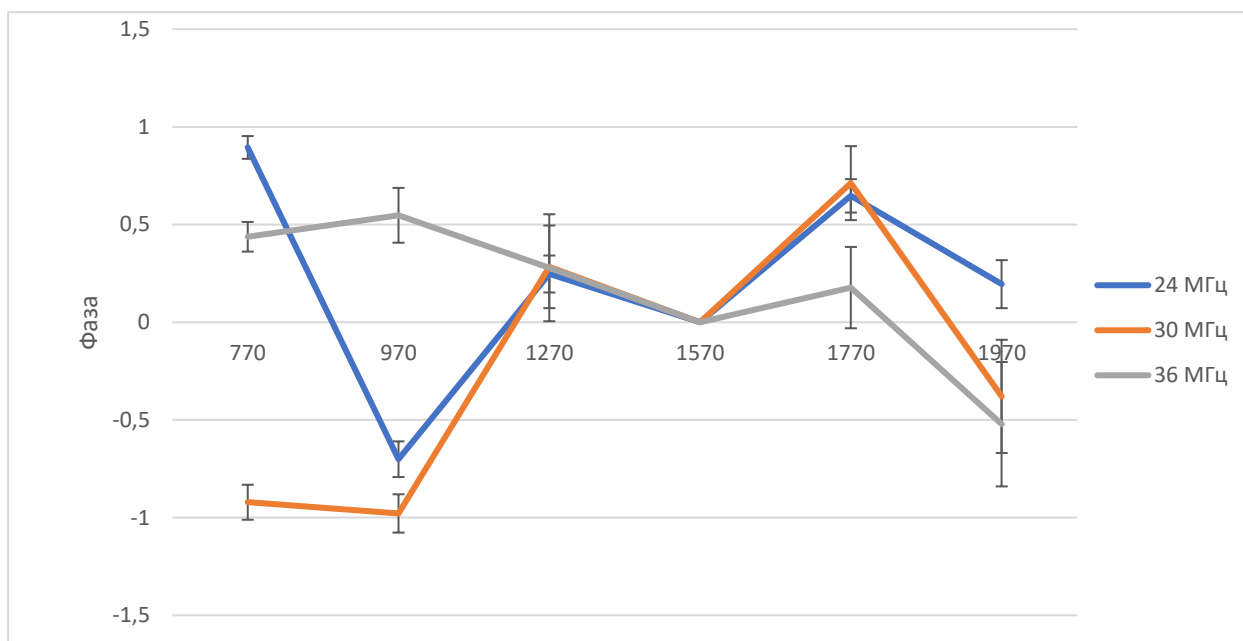


Рисунок 20. Зависимость фазы (нормированной на π) от расстояния до центра установки. За 0 фазы взят датчик №4.

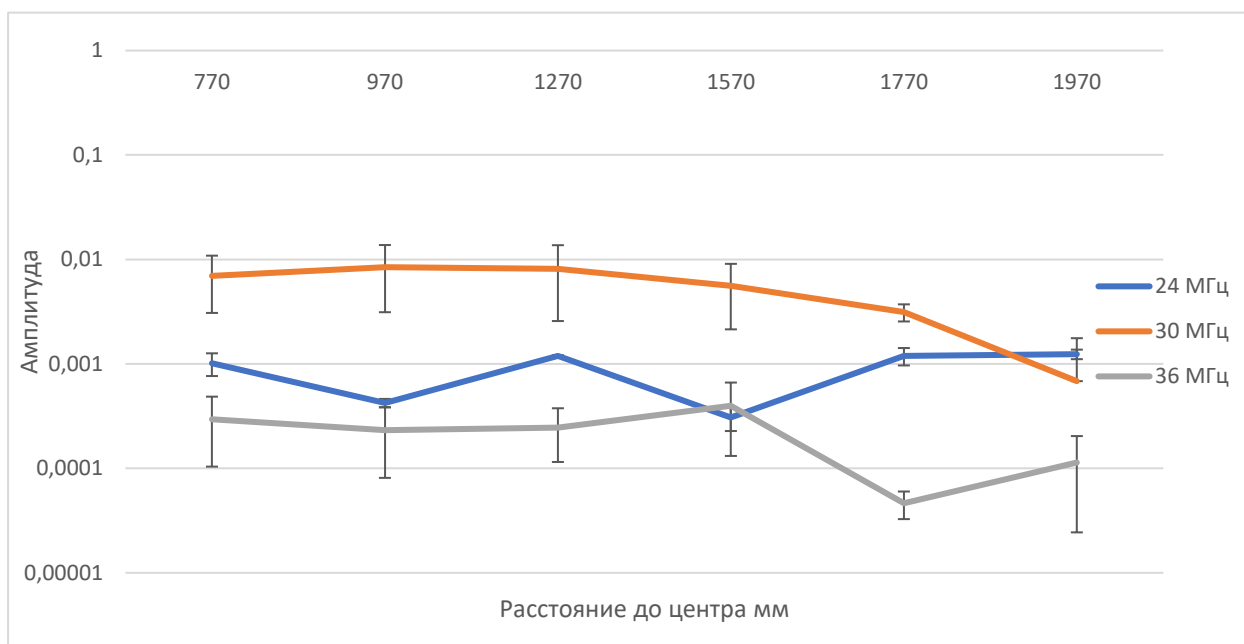


Рисунок 21. Зависимость амплитуды от расстояния до центра установки.

На диаграмме фаз видно, что 3 самых ярких линии находятся в фазе для датчиков №3 и №4, однако далее фазы расходятся. Для линий около 25 и 30 МГц между датчиком №2 и №3 фаза меняется на $\pi/2$. Для самой яркой линии амплитуда падает после точки останова (датчики №5,6).

Датчики №3 и №4 ближайшиe к точке с пробочным отношением 2. Совпадение фаз в этой области соответствует предположению о том, что неустойчивость развивается в точках останова. Однако видно, что не являются желобковыми и имеют не нулевое $k_{||}$. Похожий результат наблюдался в статье [8]. Продольная структура колебаний сложная. Для более подробного изучения необходимо больше датчиков.

Также недостаточным было количество датчиков для измерения азимутальной моды. Новая диагностика для измерения больших азимутальных мод была разработана и будет описана в главе 6 этой работы.

5.4 Частотная структура колебаний

Как уже обсуждалось выше неустойчивость развивается короткими и узкими вспышками, на фоне которых присутствует слабый и более широкий сигнал. Вспышки при этом происходят на разной частоте в течение выстрела. Изображения, показанные на рисунках 22-25 построены с помощью усредняющего кода, в большом промежутке времени, но по одному выстрелу.

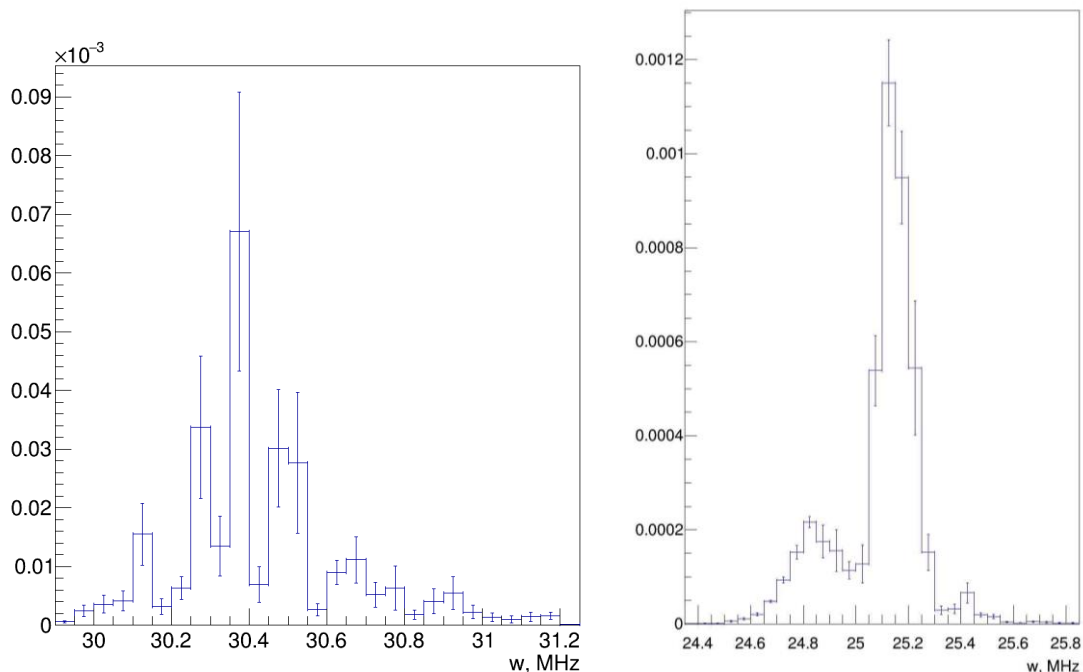


Рисунок 22. Типичная частотная структура для линий около 25 МГц (слева) и 30 МГц (справа).

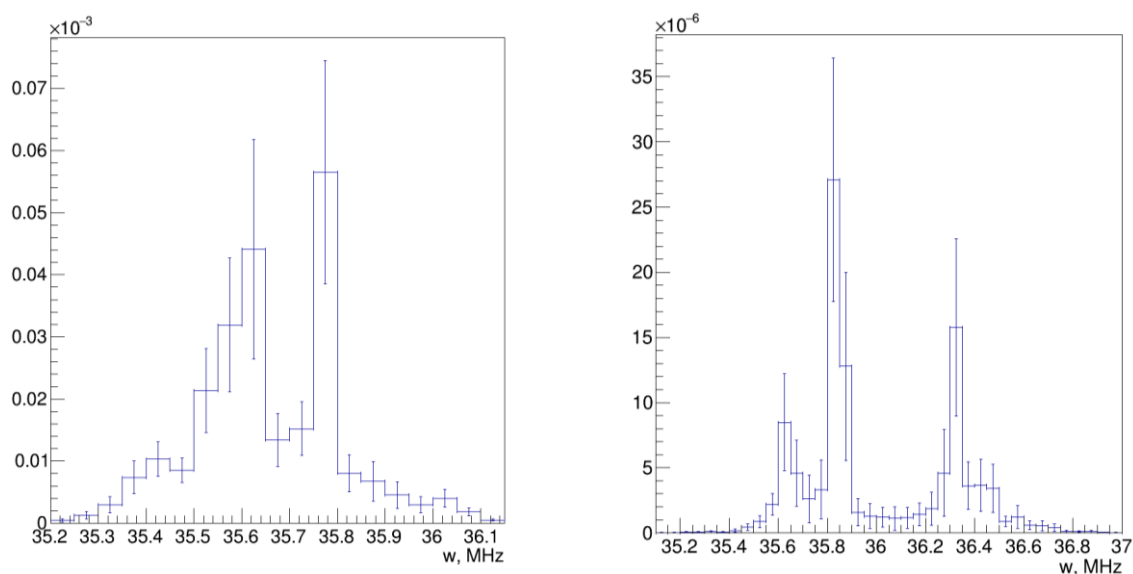


Рисунок 23. Структуры на частоте около 36 МГц в разных выстрелах.

Можно заметить, что первая линия (24,8 МГц) самая узкая. Для этой линии характерно отсутствие широкого сигнала на фоне. Линия около 30 МГц заметно шире и иногда разделяется на несколько пиков. Однако разделение становится более заметным на более высоких модах, где каждая линия имеет сложную структуру с многими пиками. Линия около 41 МГц примечательна тем, что она как правило отчетливо разбивается на два широких максимума, каждый из которых может дополнительно разделяться на линии. Эта линия также имеет заметно меньшую амплитуду по сравнению с соседними.

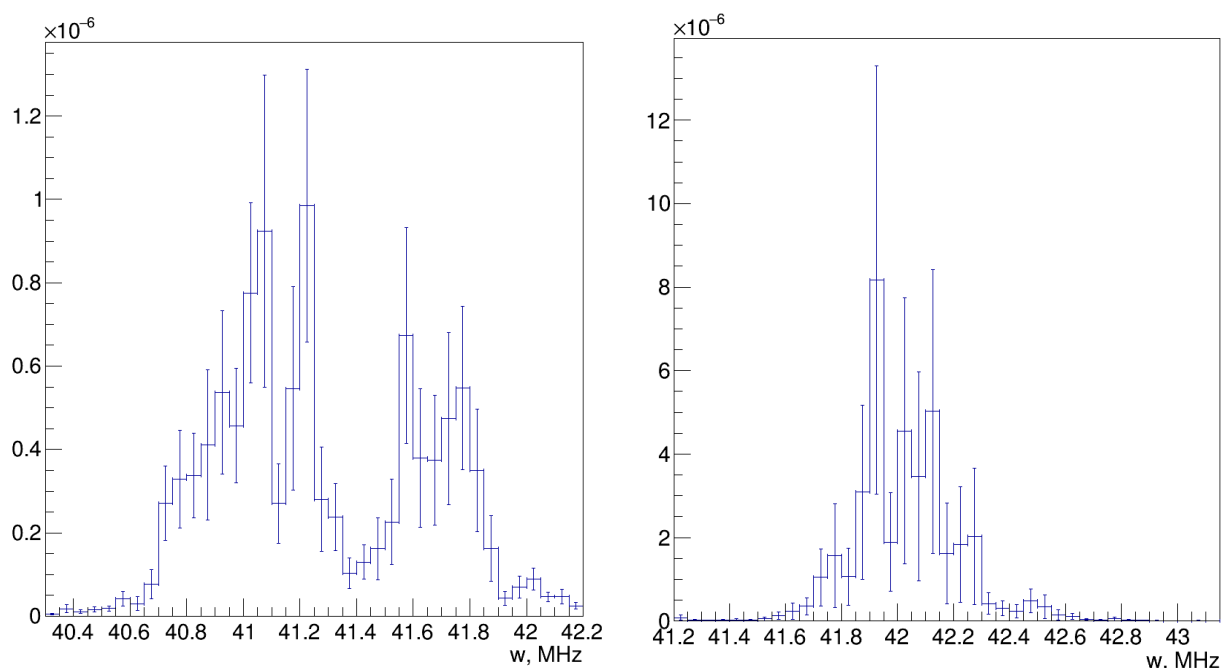


Рисунок 24. Структуры на частоте около 41 МГц в разных выстрелах.

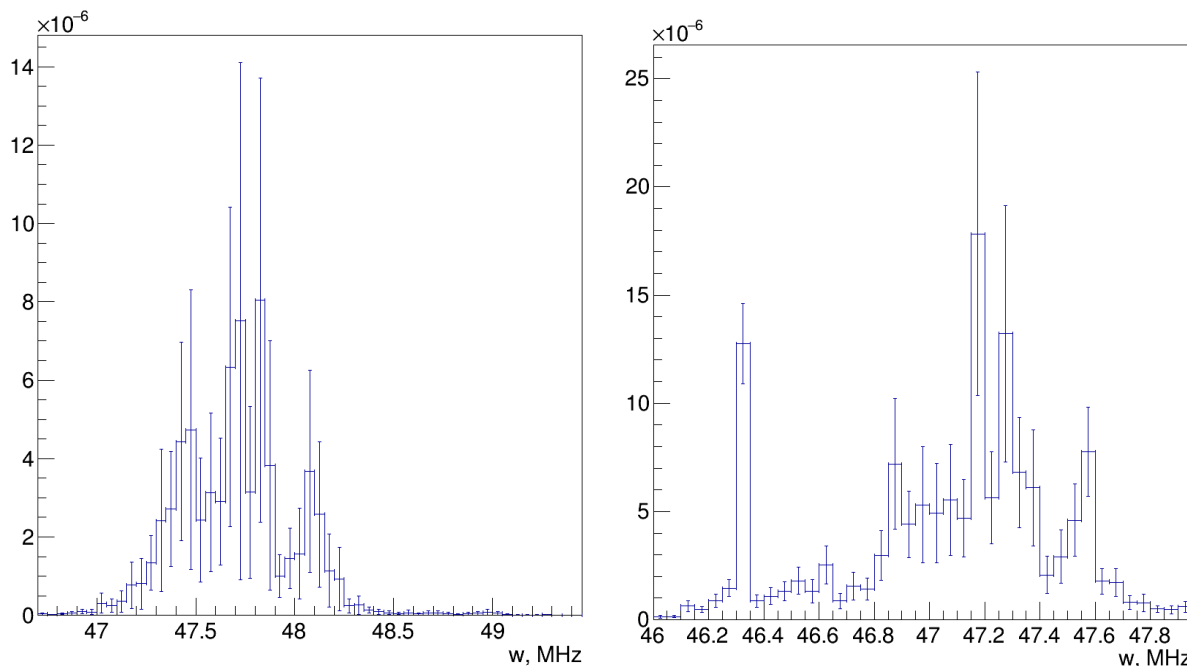


Рисунок 25. Структуры на частоте около 47 МГц в разных выстрелах.

Разделение линий на несколько узких пиков связано с тем, что вспышки отличаются по частоте. Так как усреднение происходит с весом, равным квадрату амплитуды, самые яркие вспышки показываются в виде высоких пиков. При этом движение пиков по частоте может быть связано с взаимодействием с другой волной или изменением параметров плазмы в течение эксперимента. Из результатов видно, что основные моды движутся меньше и имеют более выраженные узкие пики.

5.5 Режим с уменьшенным магнитным полем в центре

На ГДЛ проводилась серия экспериментов, в которой центральные катушки были включены последовательно. При этом расчетное поле в центре ослабло до 2,5 кГс, что составляет 0,8 от обычного поля (рисунок 27). Соответственно поле в точках разворота и циклотронная частота составляют 0,8 от предыдущего.

На рисунке 26 представлены результаты усреднения по выстрелу в этом режиме. Видно, что частота колебаний упала, и расстояние между ними стало

около 4 МГц, что составляет 0,73 от расстояния между модами в обычном режиме. Этот результат подтверждает связь колебаний с циклотронной частотой в точках остановки. Также видно, что вместо линий на этой частоте колебания развивались отдельными яркими вспышками, которые следовали гораздо реже остальных.

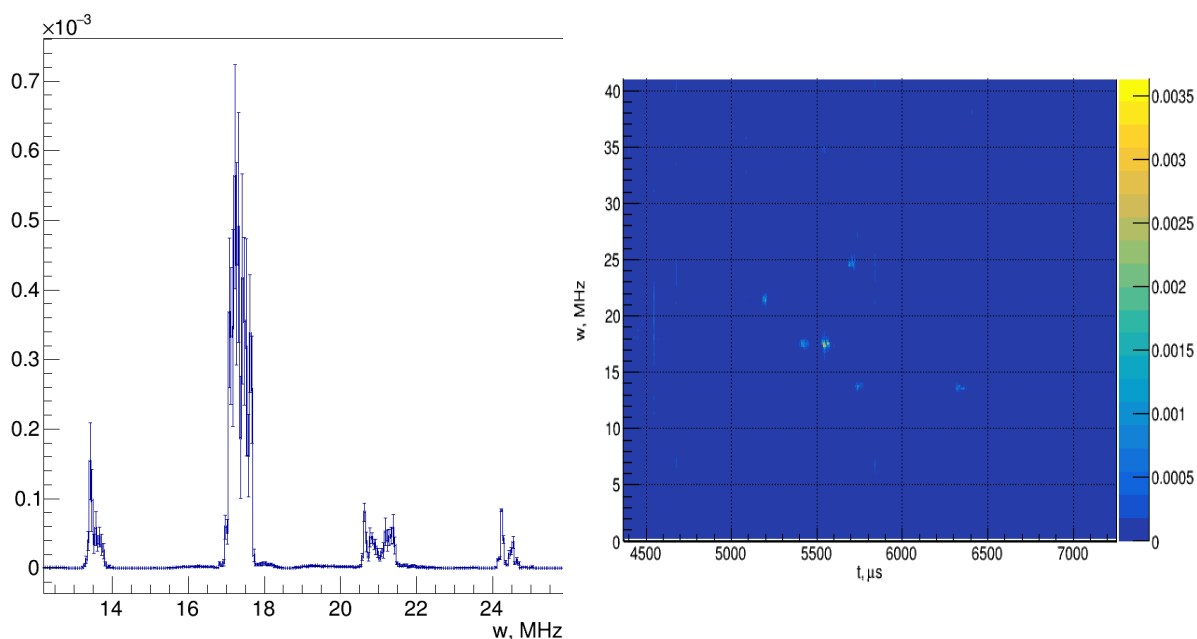


Рисунок 26. Усредненный спектр колебаний в режиме с уменьшенным магнитным полем

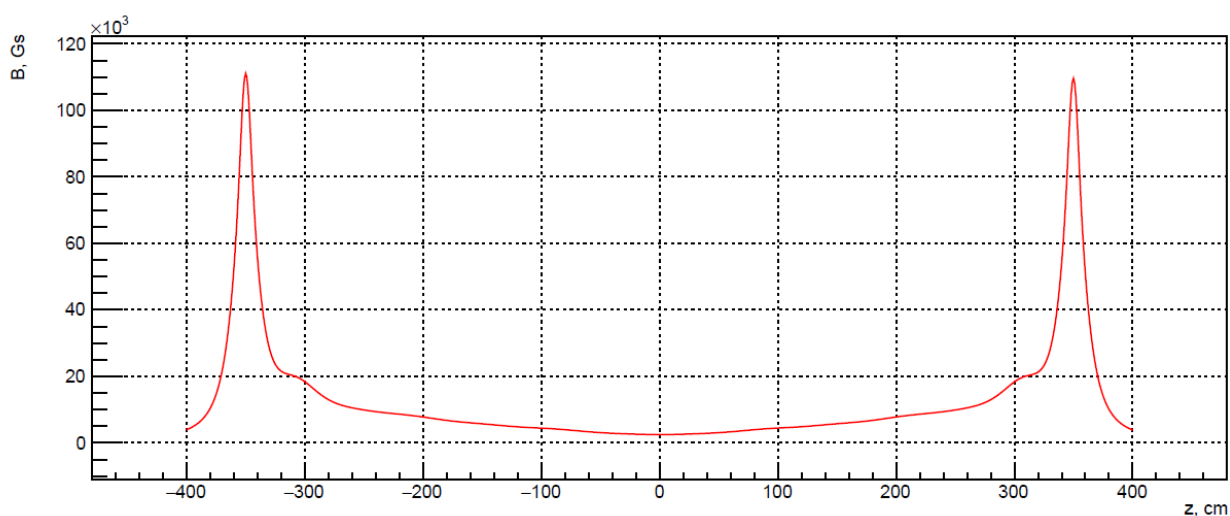


Рисунок 27. Расчетное магнитное поле ГДЛ в режиме с уменьшенным магнитным полем.

5.6 Режим с разными изотопами

Особый интерес представляет развитие неустойчивости в режиме с разными изотопами. Это связано с тем, что стабилизация заполнением конуса потерь работает только если частота моды колебаний близка к гармонике циклотронной частоты изотопа холодного иона. Это может быть проблемой в реакторе, работающем на D-T топливе.

Для исследования поведения неустойчивости была проведена серия экспериментов, в которых поддуваемый газ был заменен на водород, а инжектируемые атомы остались дейтерием. Затем в установку поддувался смешанный газ с постепенным увеличением доли дейтерия до единицы.

В первой части серии экспериментов (поддувается только водород) наблюдаемая картина сильно изменилась. Колебания на десятках МГц исчезли. Вместо них появилась новая линия на частоте 2,3-2,5 МГц (рисунок 28). Новая линия отличается по частоте альфвеновских колебаний, наблюдавшихся в предыдущих режимах. Однако азимутальная мода новой линии $m=1$, что характерно для альфвеновской неустойчивости и не характерно для DCLC.

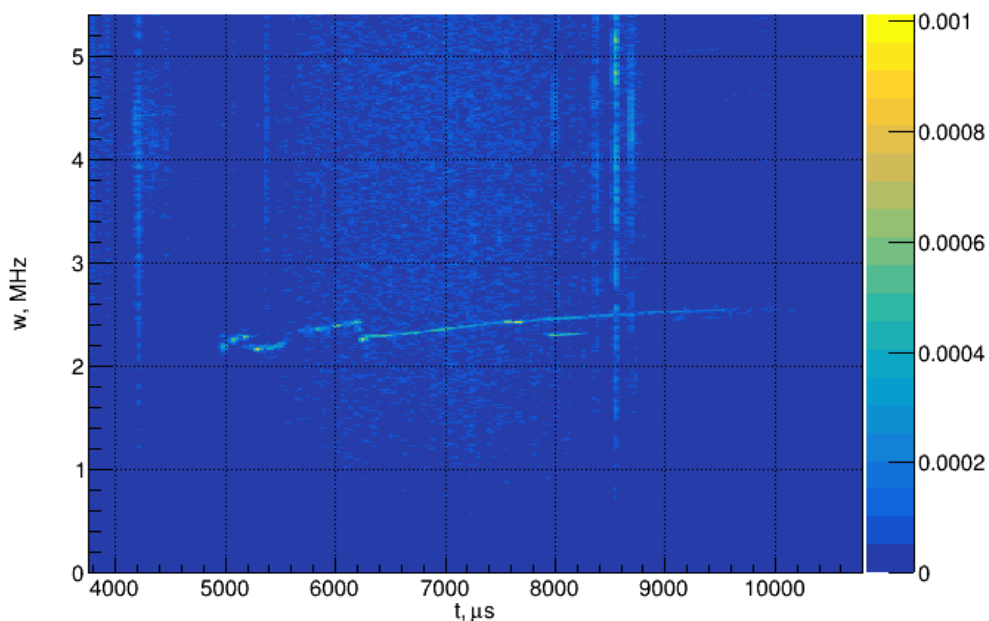


Рисунок 28. Колебания на частоте 2,5 МГц в режиме с поддувом водорода.

При добавлении дейтерия в поддуваемый газ в одном из выстрелов снова возникли высокочастотные колебания (рисунок 29). Однако в отличие от обычного режима они следовали с разницей по частоте около 2,5 МГц, что в 2 раза меньше. Уменьшение частоты в 2 раза может быть объяснено тем, что в новом режиме неустойчивость генерировалась в центре установки. К сожалению, так как эти колебания наблюдались только в одном выстреле, увидеть их продольную структуру не удалось

В других выстрелах со смешанным поддувом помимо новой линии на 2,5 МГц появляются линии на 1,5 МГц (рисунок 30). На этой частоте в обычном режиме развивается альфеновская неустойчивость. По мере увеличения доли дейтерия линия на 1,5 МГц начинает доминировать. Наконец, в режимах с поддувом чистого дейтерия вновь возвращаются высокочастотные колебания.

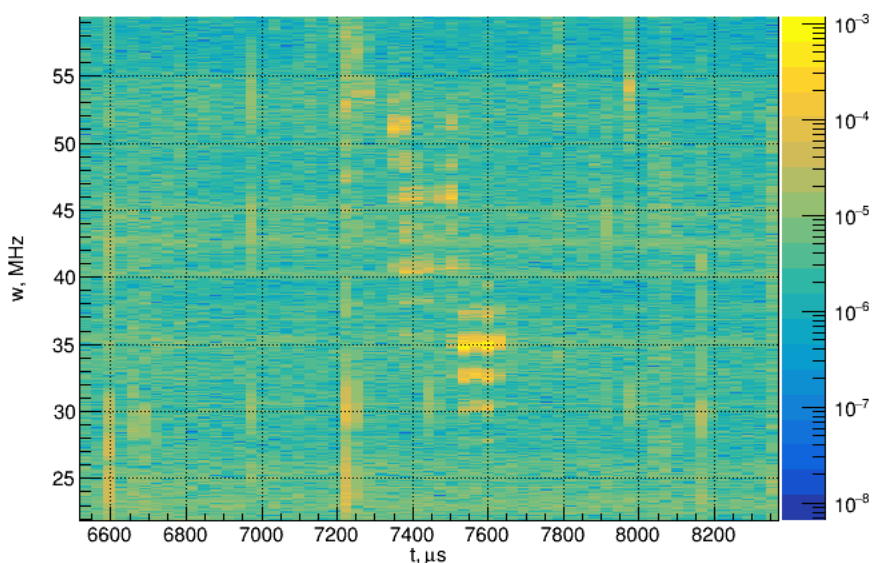


Рисунок 29. Высокочастотные колебания в одном из выстрелов с смешанным поддувом

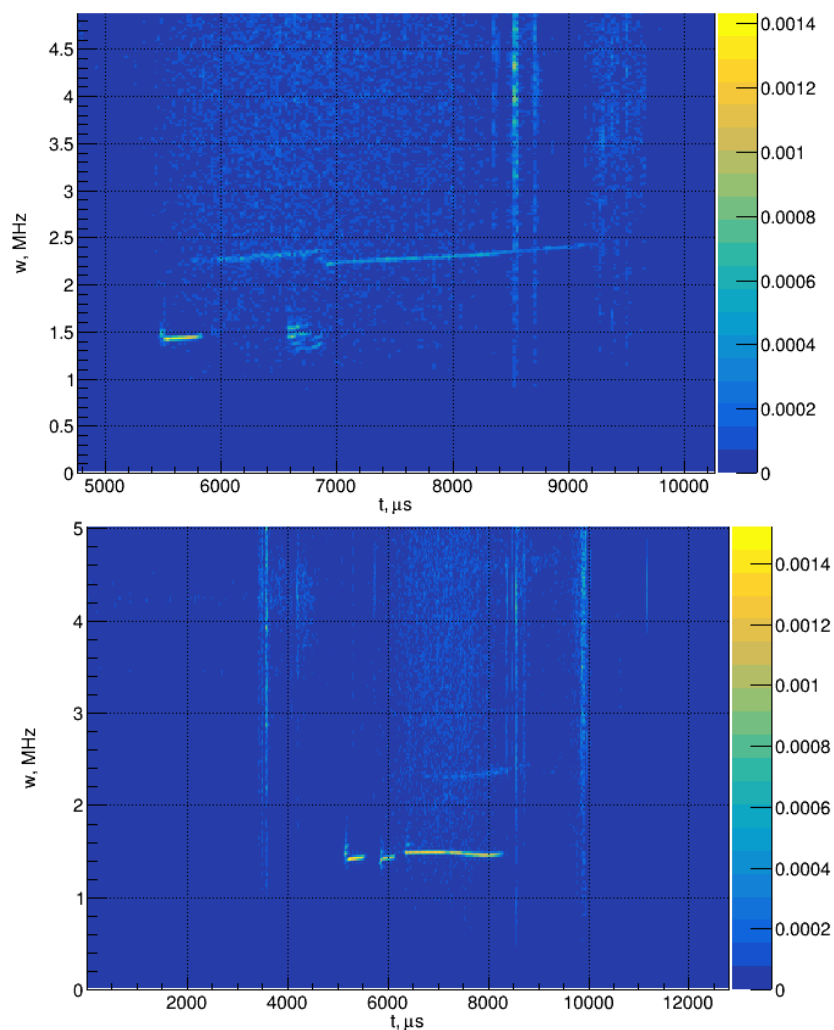


Рисунок 30. Поведение колебаний на частотах 2,5 МГц при увеличении доли дейтерия в поддуве.

Из-за ухудшения стабилизации заполненным конусом потерь, ожидалось развитие DCLC на низких модах, соответственно ожидалось наличие сигнала на частотах 4-10 МГц. Однако такой сигнал отсутствует.

Линии на 2,5 МГц и на 1,5 МГц не кратны. Линия на 2,5 МГц более прерывистая (особенно на промежутке 5-6 мс), что более характерно для наблюдавшихся ранее высокочастотных колебаний. Как видно на рисунке альфеновская проявляется в виде практически монотонных колебаний без ярких коротких вспышек. Однако частота новой линии растет в течение

выстрела. Такое поведение более характерно для альфвеновской неустойчивости. Азимутальная мода $m=1$ также характерна для альфвеновской неустойчивости.

Стоит также отметить, что параметры плазмы в данных режимах были хуже, чем обычно (температуры 100-200 эВ). Смена изотопа сильно меняет параметры, что в свою очередь меняет пороги развития обеих неустойчивостей.

На рисунках 31, 32 представлены продольные зависимости фазы и амплитуды линий на 1,3 МГц (альфвеновская неустойчивость) и 2,5 МГц, полученные аналогично результатам раздела. Для Альфвеновской неустойчивости фаза сначала нарастает, затем стабилизируется на одном значении. Для 2,5 МГц интерпретация менее однозначна, однако, вероятно, можно считать, что после второго датчика фаза продолжает расти выше 1. Для обеих волн амплитуда сильно падает при удалении от центра. Обе волны распространяются из центра и для волны 2,5 МГц рост фазы также замедляется после второго датчика. Идентичность поведения этих волн также указывает на то, что волна на 2,5 МГц возбуждается альфвеновской неустойчивостью.

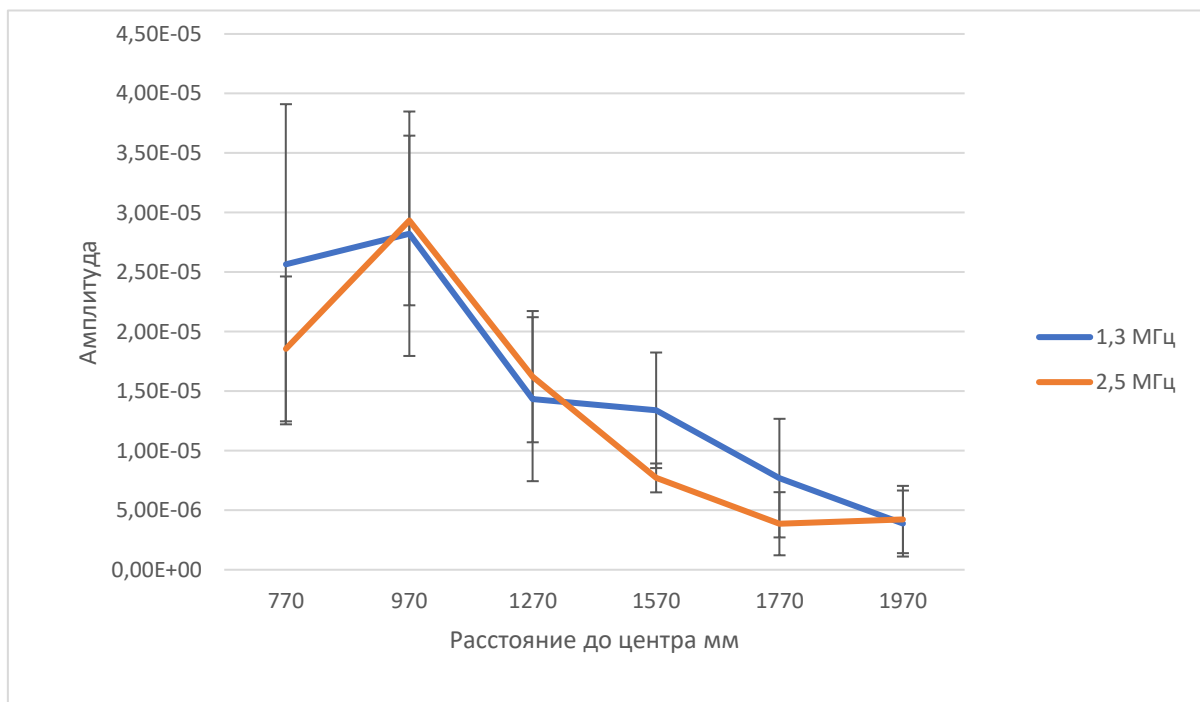


Рисунок 31. Продольная зависимость амплитуд колебаний.

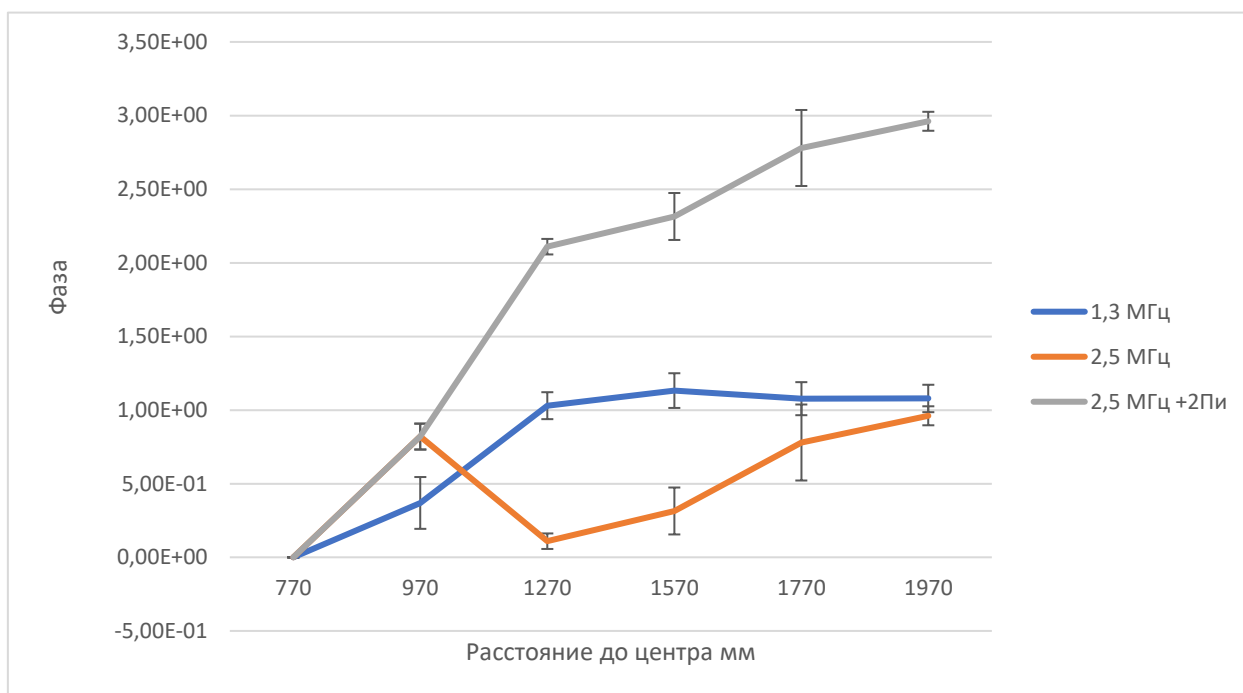


Рисунок 32. Продольная зависимость фазы колебаний. Серым отмечена фаза колебаний на 2,5 МГц с прибавлением 2π начиная с третьего датчика

6 Разработка новой азимутальной диагностики.

6.1 Новая азимутальная диагностика

Для измерения азимутальной моды колебаний необходима магнитная диагностика с большим азимутальным разрешением. Текущая система имеет лишь 4 датчика с различными расстояниями по углу. На практике такой системой невозможно достоверно померить моды больше $m=4$.

Выбор магнитной диагностики обоснован тем, что контактные зонды повреждаются в плазме ГДЛ, а также приводят к ухудшению параметров плазмы в установке.

Общий вид новой диагностики представлен на рисунке 33. Новая диагностика представляет собой набор из семи зондов, расположенных с шагом $11,25^\circ$ на радиусе 234 мм. Это означает, что расчетно эта диагностика способна померить до $m=16$. Еще одним преимуществом новой диагностики

будет возможность смещать ее по радиусу с помощью подвижного устройства. Таким образом будет возможно исследовать радиальные зависимости колебаний магнитного поля.

Для создания и поддержания высокого вакуума в ГДЛ распыляется титан, который помогает поглощать дейтерий внутри вакуумной камеры. Это означает, что любая поверхность внутри камеры будет постепенно покрываться слоем проводника. Датчики старой диагностики защищались от электростатических наводок кварцевым колпаком, однако этот колпак постепенно покрывался слоем титана, что ухудшило проникновение магнитного поля вовнутрь. Для низкочастотной диагностики применялись проводящие экраны, разные стороны которых должны быть электрически разорваны. Однако титан также со временем закорачивает эти экраны, что также приводит к ухудшению прохождения сигнала.

Для новой диагностики был разработан улучшенный экран. Согласно расчетам он пропускает около 30% амплитуды колебаний магнитного поля для всех трех ориентаций относительно силовых линий. В отличие от предыдущих датчиков, при запылении титаном новый экран не будет замыкаться, и проницаемость для магнитного поля не будет падать со временем. Чертеж датчика показан на рисунке 34. На момент написания данной работы идет изготовление деталей новой диагностики.

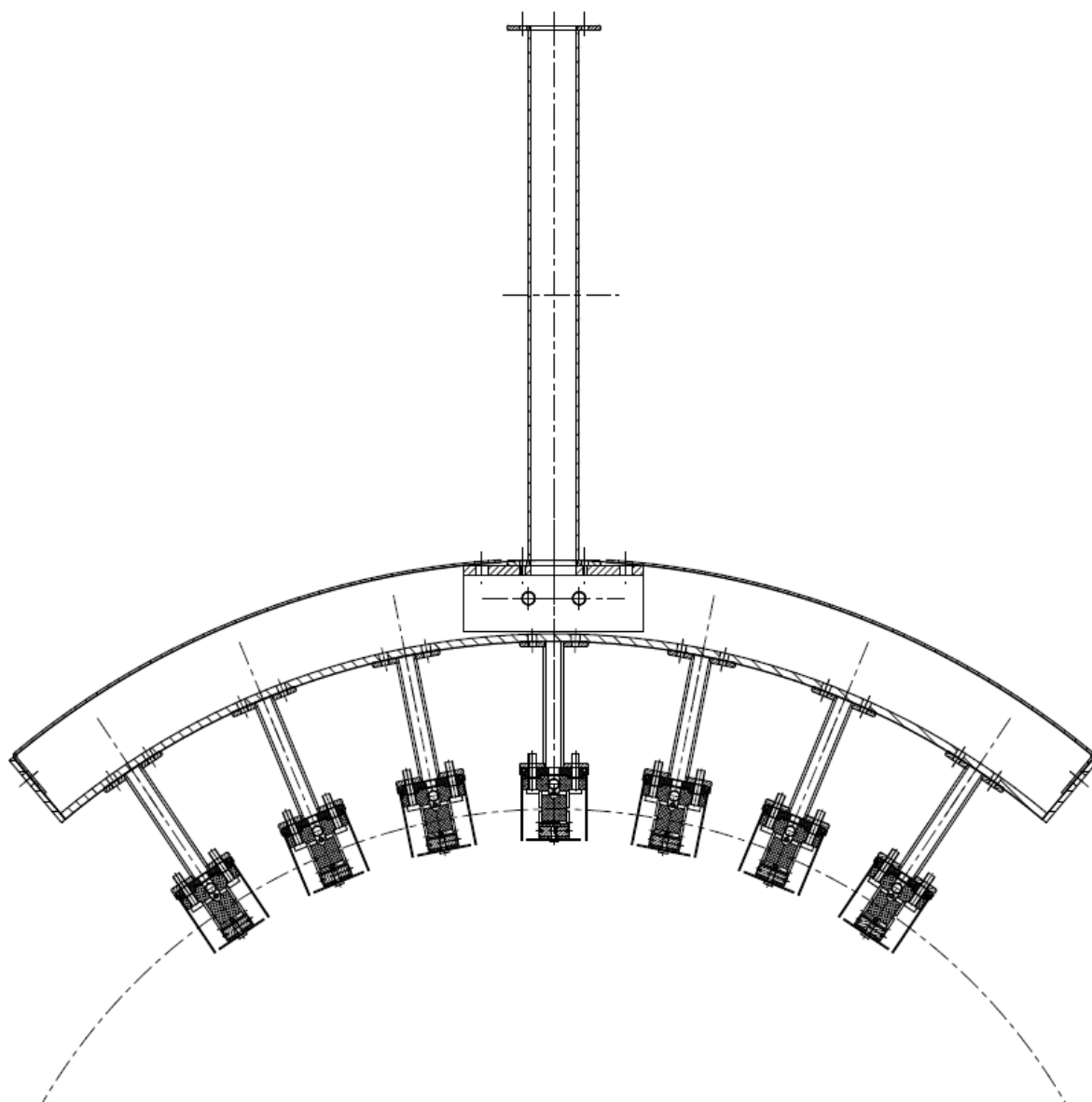


Рисунок 33. Сборочный чертеж новой магнитной диагностики для ГДЛ

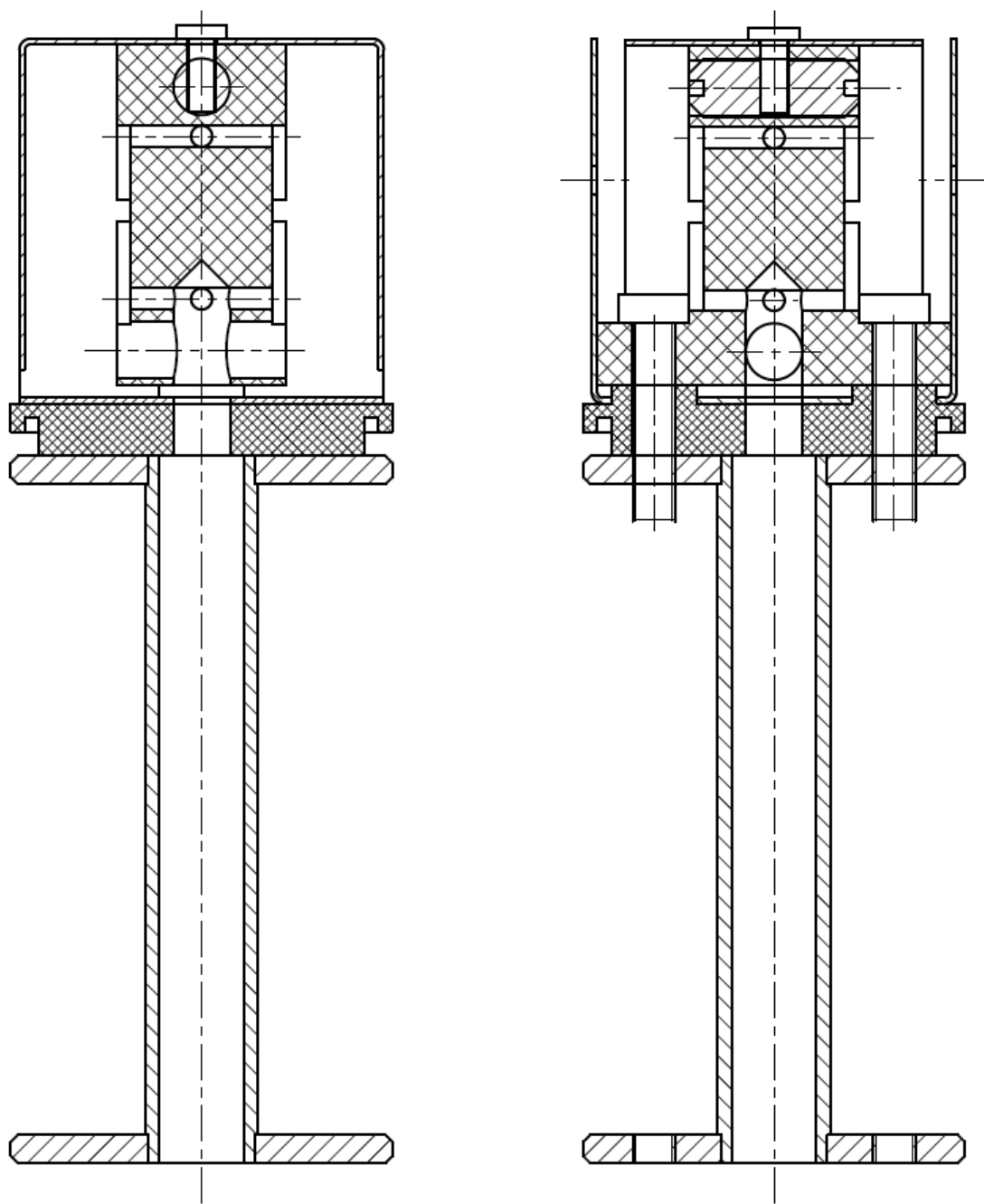


Рисунок 34. Сборочный чертеж датчика новой магнитной диагностики
для ГДЛ

6.2 Калибровка новой диагностики

Для проверки проницаемости электростатического экрана и выявления особенностей в передаточной функции новых высокочастотных датчиков необходимо исследовать их ответ на сигнал на различных частотах. С этой целью был изготовлен пробный датчик с статическим экраном и ножкой для крепления к основной конструкции. На интересных для эксперимента частотах (от 10 до 100 МГц) технически сложно создать постоянный калибровочный сигнал достаточной мощности. По этой причине датчики старой диагностики не калибровались на высоких частотах. Доступным решением было использование генератора прямоугольных сигналов с быстрым фронтом и усилительной схемы. Прямоугольный сигнал подавался на калибровочную катушку Гельмгольца, ток в которой измерялся с помощью шунта и осциллографа. С помощью осциллографа также измерялась ЭДС датчика. С помощью разложения сигнала в Фурье можно посмотреть функцию передачи датчика на высоких частотах. Катушка Гельмгольца была сделана так, чтобы минимизировать индуктивность и емкость, чтобы не увеличивать длину импульса, но при этом получить регистрируемый сигнал. Скорость нарастания импульса в такой схеме будет определять максимальную частоту, на которой сигнал будет отличим от шумов в Фурье-пространстве. Кабели экранировались фольгой, так как без нее наводки превосходили полезный сигнал. Фотография всей измерительной схемы приведена на рисунке 35

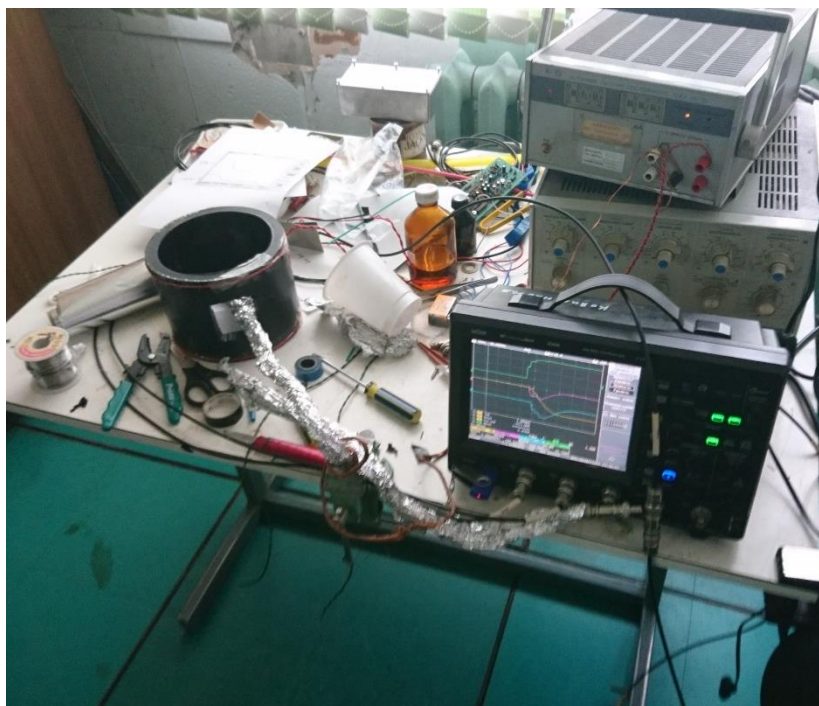


Рисунок 35. Фотография стенда для калибровки датчиков. Черный цилиндр – основание катушки Гельмгольца

Для генерации прямоугольного сигнала использовался генератор Г5-78. Фронт был установлен на значение 5 нс (эквивалент частоты 200 МГц). Электрическая схема измерений изображена на рисунке 36.

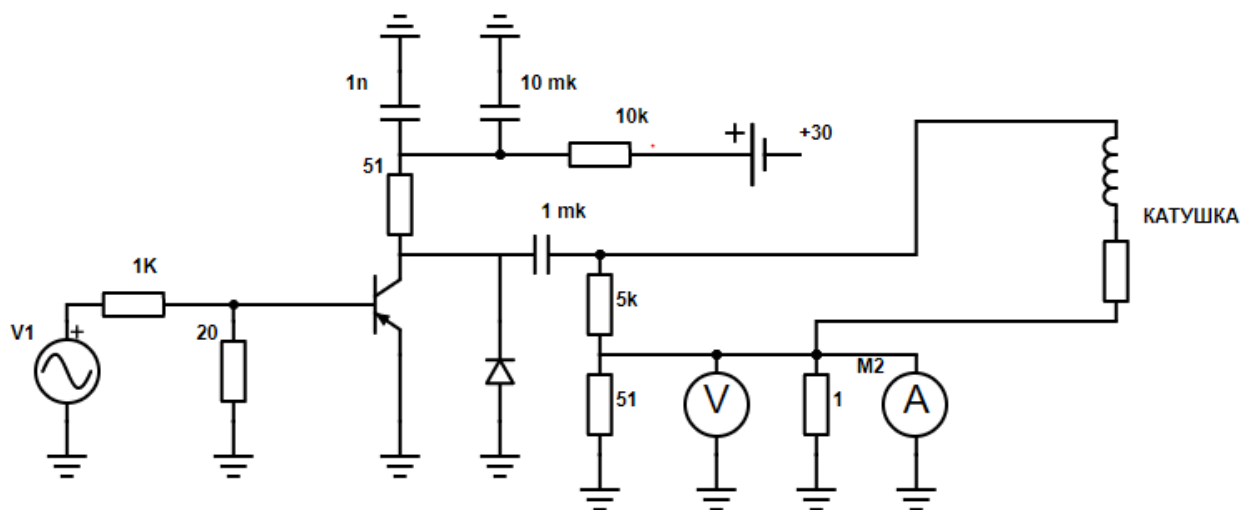


Рисунок 36. Электрическая схема для калибровки датчиков.

Результаты измерений чувствительности датчиков для трех разных ориентаций представлены на рисунках 37-39. Видно, что для всех ориентаций переданный сигнал одинаков по форме и по порядку величины. Видно, что передаточная функция остается постоянной для частот до 60 МГц. Около 70 МГц присутствует резонанс. После 100 МГц полезный сигнал терялся в шумах. Стоит отметить, что калибровка проводилась в цепи не идентичной будущей измерительной цепи на ГДЛ. По этой причине после установки на место датчики необходимо будет прокалибровать еще раз. Эти же данные подтверждают работоспособность экрана и датчика на частотах до 60 МГц.

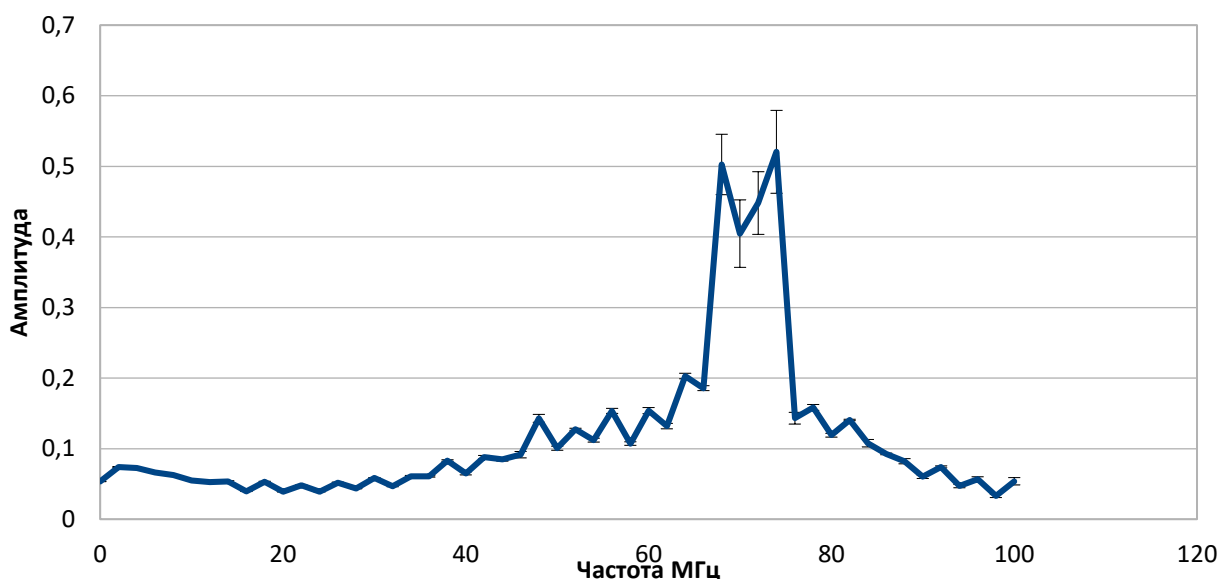


Рисунок 37. Чувствительность датчика в ориентации, соответствующей φ компоненте магнитного поля в установке

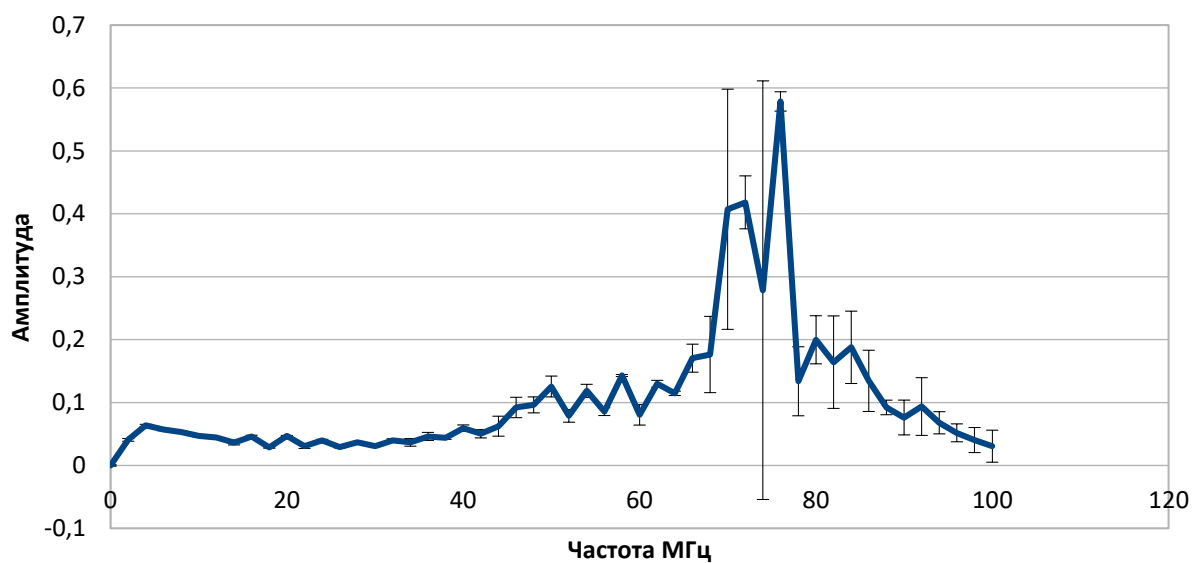


Рисунок 38. Чувствительность датчика в ориентации, соответствующей r компоненте магнитного поля в установке

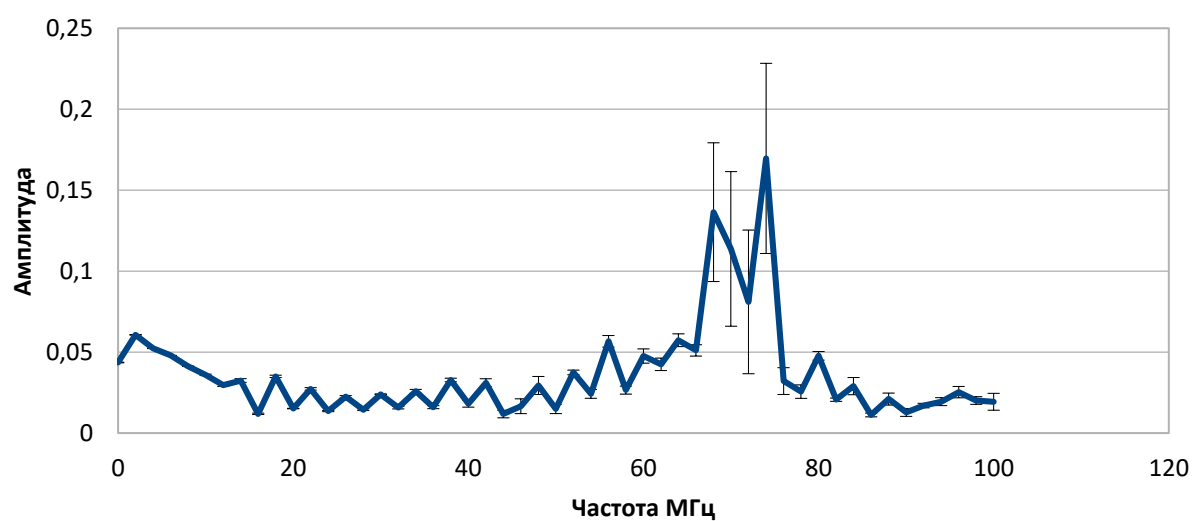


Рисунок 39. Чувствительность датчика в ориентации, соответствующей z компоненте магнитного поля в установке

7 Выводы

В данной работе проведено исследование колебаний на частотах 20-80 МГц на установке ГДЛ. Колебания предварительно идентифицированы как дрейфово-циклотронная конусная неустойчивость. Измерена поляризация различных мод колебаний.

Проанализирована временная структура колебаний. Двумя способами показано, что неустойчивость развивается в виде вспышек, длительностью менее 100 мкс множество раз в течение выстрела. Такое поведение хорошо соотносится с теоретическим предсказанием поведения DCLC.

Проанализирована частотная структура колебаний. Показано, что вспышки колебаний блуждают по частоте в течение выстрела. Показано, что низкие по частоте линии более узкие в частотном пространстве, тогда как высокие моды зачастую разбиваются на несколько линий.

Проанализирована продольная структура колебаний. Показано, что колебания хорошо совпадают по фазе в зоне остановки быстрых ионов. Это может означать, что колебания возникают в зоне остановки быстрых ионов. Показано, что $k_{\parallel} \neq 0$.

Проанализировано поведение ВЧ колебаний в экспериментах с разными изотопами водорода в поддуваемом газе. Показано возникновение новых колебаний на частоте около 2,5 МГц при поддуве водорода в установку. Измеренная азимутальная мода новых колебаний равна 1. Проанализирована продольная структура новых колебаний. Предположительно, новая линия – это другая мода альфвеновских колебаний. Показано, что в одном выстреле присутствовали высокочастотные колебания. Разница частот линий в этом режиме в два раза меньше обычного. Это может свидетельствовать о том, что колебания в таком режиме возникают в центре установки.

Проанализированы колебания в выстрелах с уменьшенным магнитным полем в центре. Показано, что частота и разница частот между линиями меняется в соответствии с изменением ионной циклотронной частоты.

Разработана новая магнитная диагностика с большим азимутальным разрешением. После монтажа новой диагностики на установку будет возможно измерение азимутальной моды новых колебаний.

Протестирован метод калибровки высокочастотных зондов с помощью сигнала с быстрым фронтом. Показана работоспособность тестового зонда новой магнитной диагностики на частотах до 60 МГц.

8 Благодарности

Автор выражает благодарность Приходько Вадиму Вадимовичу за руководство процессом и помощь в осуществлении исследований. Автор также благодарит Черноштанова Ивана Сергеевича и Котельникова Игоря Александровича за помощь в понимании дрейфово-циклотронной конусной неустойчивости и помощь в интерпретации данных. Автор благодарит коллектив лаборатории 9-1 за помощь при работе на установке ГДЛ.

9 Список литературы

1. P.A. Bagryansky, A.G. Shalashov, E.D. Gospodchikov, et al., *Physical Review Letters*, 114, 205001 (2015).
2. P.A. Bagryansky, A.V. Anikeev, G.G. Denisov, et al., *Nuclear Fusion*, 55 (2015) 053009
3. Котельников И. А. Лекции по физике плазмы М.: Бином 2013
4. A.V. Anikeev, P.A. Bagryansky, U. Fisher, K. Noack, Yu.A. Tsidulko. The GDT based neutron source as a driver in a sub-critical burner of radioactive wastes. *Transactions of Fusion Science and Technology*, v. 59, No. 1T, p. 220-222 (January 2011)
5. R. F. Post, M. N. Rosenbluth. Electrostatic Instabilities in Finite Mirror-Confined Plasmas. *The Physics of Fluids* 9, 730 (1966); doi: 10.1063/1.1761740
6. I.S. Chernoshtanov, Yu.A. Tsidulko *Fusion Science and Technology* v. 63, N. 1T, May 2013, pp. 319-321
7. I. A. Kotelnikov, I. S. Chernoshtanov, V V. Prikhodko. Electrostatic instabilities in a mirror trap revisited. *Physics of Plasmas* 24, 122512 (2017)
8. M. Коерке, M. J. McCarrick, R. P. Majeski, R. F. Ellis. Three - dimensional mode structure of the drift cyclotron loss - cone instability in a mirror trap. *Physics of Fluids* 29, 3439 (1986); doi: 10.1063/1.865860
9. W.C. TURNER, J.F. CLAUSER, et al. Field-reversal experiments in a neutral-beam-injected mirror machine. 1979 *Nucl. Fusion* 19 1011
10. B. I. Kanaev and E. E. Yushmanov. Investigation of instability of a collision plasma in a mirror trap. *Soviet Physics JETP* 40, 290 (1975)
11. V. V. Piperskii, E. E. Yushmanov, and A. N. Yakovets, Stabilization of the drift-cone instability by flow-shear. *JETP Lett.* 62, 303 (1995).