

1. Введение

Изучение поведения плазмы и ее параметров является основной задачей физики термоядерного синтеза. В мире сегодня существует множество различных установок, предназначенных для получения и удержания плазмы. Традиционным способом удержания является удержание магнитным полем различных конфигураций. Тороидальная конфигурация поля, силовые линии которого замкнуты, реализуется в токамаках, пробкотронная конфигурация, представляющая собой длинную область однородного магнитного поля с максимумами на краях, – в ловушках открытого типа. Одна из них – это установка Газодинамическая Ловушка (ГДЛ).

С инженерной точки зрения аксиально-симметричные пробкотроны – одни из самых простых установок и потенциально подходят для реализации на их основе реакторов термоядерного синтеза. Но на данный момент препятствиями на пути создания реактора на основе пробкотрона являются два существенных недостатка: конвективная неустойчивость и плохое продольное удержание горячих электронов. Конечно, пути решения этих проблем существуют, но они обычно приводят к потере симметрии, а, следовательно, и простоты. Однако, не все.

В процессе работы командой ГДЛ был предложен новый способ достижения эффективного удержания плазмы, так называемое «вихревое удержание» (теоретическое описание сравнивает его с удержанием в центре вихревого потока). На ГДЛ оно реализуется путем приложения разности потенциалов между электродами (лимитером и плазмодриемником), таким образом создавая на периферии плазмы радиальное электрическое поле. В результате, всплывающий из плазмы желобок как бы «размазывается» за счет дрейфа в скрещенных полях (радиальном электрическом и продольном магнитном) и подавляется рост неустойчивости. Другими словами, создается широчайший поток, который окружает ядро плазменного столба и при этом препятствует развитию конвективных неустойчивостей, т.е. попаданию плазмы на стенку вакуумной камеры.

Используя метод вихревого удержания, в результате можно добиться времен удержания плазмы, обусловленных только продольными потерями в стабильных газодинамических режимах. Цена вихревого удержания – потребление энергии, требуемое для поддержания прикладываемого потенциала. В настоящий момент эта энергия составляет порядка 1% от энергии, требуемой для нагрева. И в соответствии с теоретическими скейленгами, она будет достаточно маленькой даже при температурах, соответствующих зажиганию реакции синтеза.^[1]

Целью данной работы является изучение режима вихревого удержания на установке ГДЛ, и в частности определение качественных зависимостей характеристик данного вида удержания от параметров эксперимента. Результаты осуществляемой деятельности могут быть весьма полезны как для проверки и развития теории вихревого удержания, так и для практических приложений, таких как оптимизация режима работы ГДЛ или даже проектирование более масштабных и мощных установок подобного типа.

Заметим, что и при всплывании из плазмы, и в результате дрейфа в скрещенных полях, желобок искажает вакуумное магнитное поле. Другими словами, за динамикой плазменных образований можно наблюдать по динамике изменения магнитного поля, что и планировалось использовать для достижения поставленных задач. В результате был намечен следующий план работ:

- 1) проектирование, изготовление и установка в вакуумную камеру ГДЛ двух сборок зондов Мирнова, позволяющих изучать как спектральные характеристики вращательных колебаний плазмы, так и наблюдать за динамикой продольных смещений плазменного столба;
- 2) калибровка полученной диагностики;
- 3) сбор и анализ экспериментальных данных.

2. Экспериментальная установка

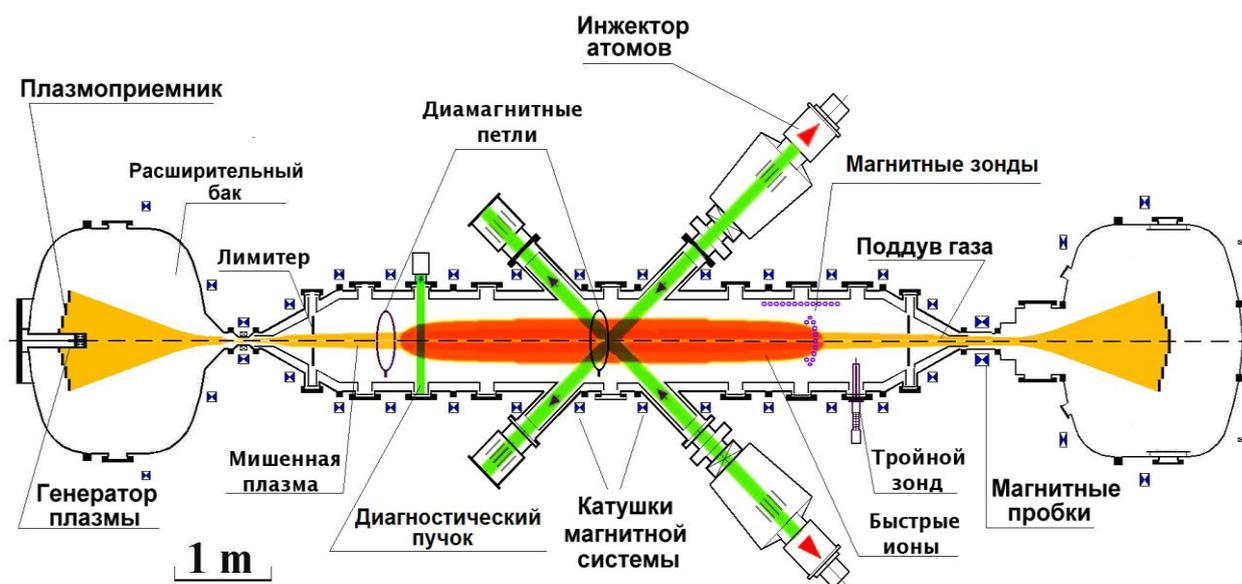


Рисунок 1. Схема установки ГДЛ

Установка ГДЛ представляет собой аксиально-симметричный пробкотрон длиной 7 м, с полем в центре до 3,5 кГс и максимальным пробочным отношением $R = 35$ (пробочное отношение – это отношение величины магнитного поля в пробочных катушках к магнитному полю в центре ловушки). Плазма в ГДЛ представлена двумя компонентами. Теплая (мишенная) компонента, удерживаемая в столкновительном режиме и имеющая изотропное максвелловское распределение скоростей, создается генератором плазмы. Её температура до включения атомарных инжекторов составляет порядка 10 эВ. Горячая компонента, представленная популяцией высокоэнергетичных ионов (средняя энергия - 10 кэВ), формируется путём захвата мощных атомарных пучков (мощность инъекции составляет до 5 МВт) на мишенной плазме. Горячие ионы удерживаются в бесстолкновительном квазиклассическом режиме. В результате торможения ионов с высокой энергией (начальная энергия инжектируемых атомов 25 кэВ) теплая компонента разогревается до температуры $T_e \approx 200$ эВ.

Как видно из временной диаграммы (Рисунок 2), эксперимент на установке начинается с включения магнитного поля. Магнитные поля, создаваемые пробочными катушками, достигают максимума одновременно с максимумом основного магнитного поля. До достижения максимума магнитного поля производится запуск генератора плазмы. После того, как объём камеры заполняется теплой плазмой, незадолго до окончания цикла работы источника плазмы, включается система атомарной инъекции. Во время работы инжекторов также производится инъекция газа на периферии плазмы

для поддержания материального баланса мишенной плазмы и борьбы с микронеустойчивостями, и подается напряжение на лимитер, как говорилось ранее, для стабилизации желобковой неустойчивости.

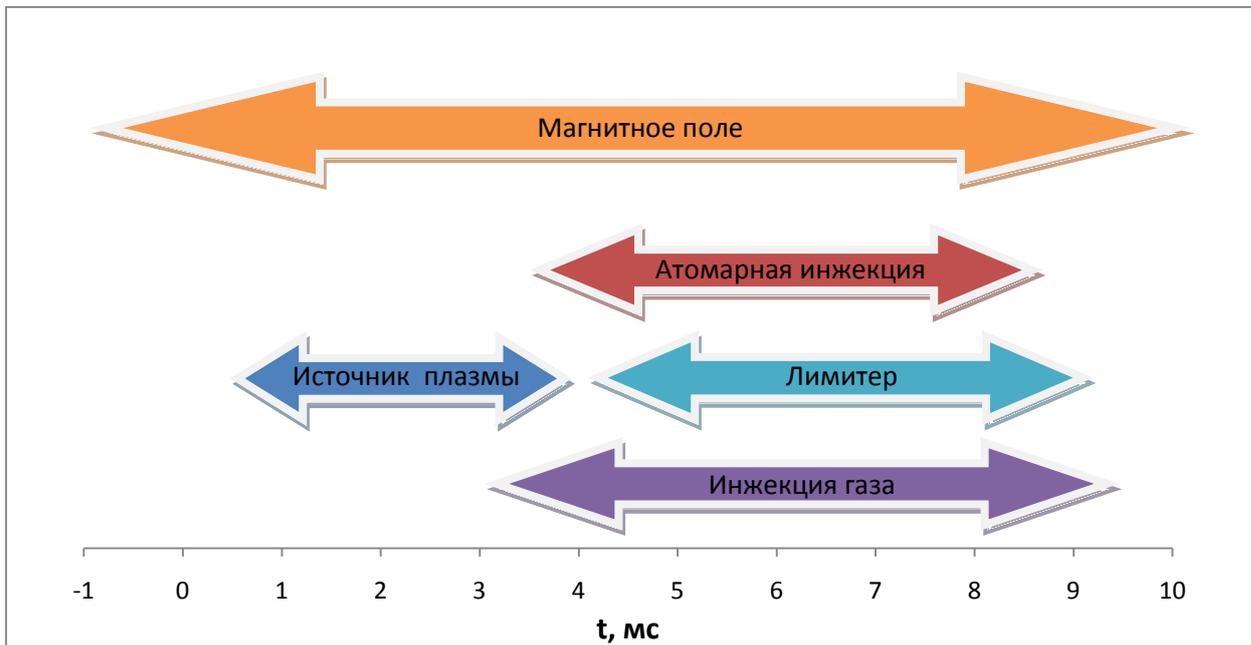


Рисунок 2. Временная диаграмма эксперимента

3. Теория вихревого удержания

Вихревое удержание осуществляется путём приложения к периферии плазменного столба радиального электрического поля, в результате чего, формируются дрейфовые уровни, часть из которых замкнута, а часть опирается на стенку. То есть создается так называемый шировый поток, который препятствует развитию неустойчивости, а так же проводит к вращению плазменного столба как целого. Наиболее полно теория по данному вопросу изложена в статье [1]. Ниже приведены простые оценки и рассуждения, сделанные на основании этой статьи, которые достаточно легко проверить на практике.

Исходя из аналитических выкладок, приведенных в статье [1], следует, что ширина ширового слоя (или слоя, с большим значением радиального электрического поля) ξ_d и смещение границы плазменного столба ξ_r соотносятся следующим образом:

$$\xi_r \approx \frac{\xi_d}{3}$$

Причем $\xi_d \propto m_{eff}$, где m_{eff} – доминирующая мода нелинейно насыщенных желобковых колебаний, наличие которых предсказывается теорией. Так же отмечается, что в плазме с достаточно горячими ионами, с учётом эффекта конечности ларморовского радиуса, всегда $m_{eff} = 1$, т.е. подавлены все моды, кроме смещения плазменного столба как целого, или кроме колебаний с $m = 1$.

Исходя из того, что $\xi_d \propto m$, получаем, что радиальное электрическое поле на периферии плазмы в районе точки остановки

$$E_r \propto \frac{1}{m}.$$

Скорость вращения плазмы как целого определяется скоростью дрейфа всплывающего желобка в скрещенных электрическом и магнитном полях:

$$\vec{v}_d \propto \frac{[\vec{E}_r \times \vec{B}]}{B^2}.$$

Значит, частота вращения плазмы

$$\omega \propto v_d \propto \frac{U}{\xi_d} \propto \frac{1}{m}.$$

Теперь рассмотрим пространственную структуру желобковых колебаний двух первых мод. В соответствии с теорией, первой моде отвечает смещение плазменного столба на ξ_r и прецессирование его вокруг оси установки. При переходе от первой моды ко второй, форма границы плазменного столба деформируется из круга радиуса R в эллипс, с главными осями $L_1 = 2(R + \xi_r)$ и $L_2 = 2(R - \xi_r)$. Таким образом, вторая

мода соответствует вращению плазменного столба эллиптического сечения вокруг его оси.

При наличии желобковых колебаний малой амплитуды, возмущение радиального магнитного поля пропорционально смещению плазмы: $\delta B_0 \propto \xi_r \propto m$. Допустим, что плазма вращается с частотой ω , тогда возмущение радиального магнитного поля на поверхности плазмы носит периодический характер: $\delta B \propto \delta B_0 \sin(m\omega t)$. Значит, амплитуда сигнала A с зонда Мирнова, расположенного в этой точке, будет пропорциональна $\delta \dot{B} \propto \delta B_0 m \omega \propto m$, т.е. $A \propto m$. Грубо оценить амплитуду сигнала на зонде Мирнова, отнесённого на большое расстояние l от оси установки можно используя мультипольное приближение:

$$A \propto m \left(\frac{R_{\text{пл}}}{l} \right)^m \text{ при } R_{\text{пл}} \ll l,$$

где $R_{\text{пл}}$ – радиус плазмы.

Заметим, что приведенные выше рассуждения не учитывают влияния на скорость вращения плазмы таких параметров, как, например, амбиполярный потенциал, и прочих неучтённых видов дрейфов, присутствующих в плазме.

4. Описание диагностики

Для исследования режима вихревого удержания на установке ГДЛ была спроектирована, изготовлена и установлена система зондов Мирнова (в общей сложности 29 штук) для регистрации динамики изменения радиального магнитного поля в районе точки остановки горячих ионов. Линейная сборка (рисунок 3) расположена вдоль оси установки на расстоянии около 15 см от стенки, круговая сборка (рисунок 4) диаметром 40 см расположена по азимуту центрального соленоида.

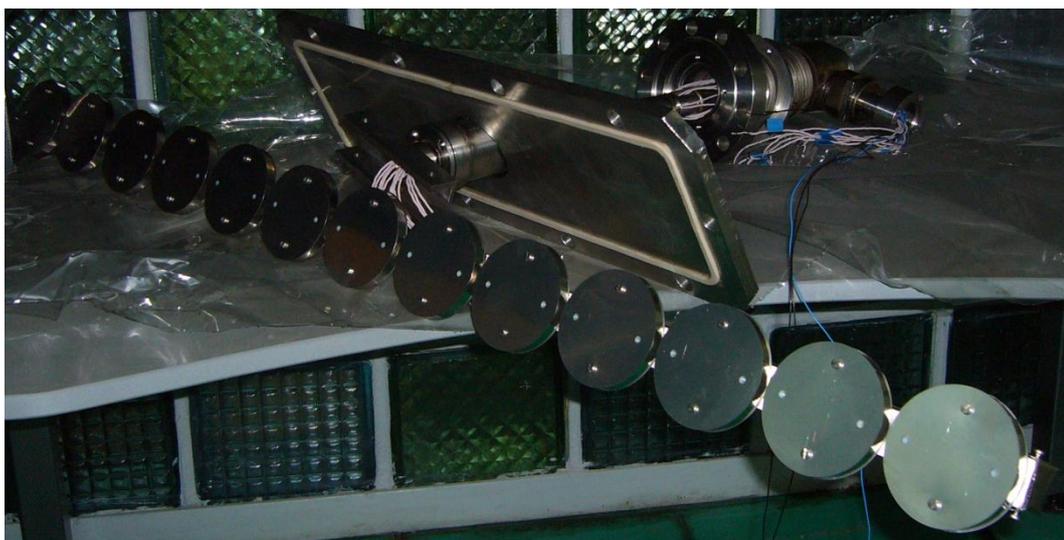


Рисунок 3. Фотография линейной сборки



Рисунок 4. Фотография круговой сборки

Все катушки экранированы пластинами из нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. Это сделано в целях минимизации влияния на получаемый с зондов сигнал электростатических наводок, обусловленных колебаниями плазмы. Конечно, наличие экранов накладывает ограничения на рабочий частотный диапазон диагностики,

связанные со скин-эффектом. Напомним, что в случае полупространства, заполненного проводником, скин-слой для электромагнитной волны вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \nu \sigma \mu \mu_0}},$$

где ν – частота падающей волны, σ – проводимость материала, μ – относительная магнитная проницаемость и $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma_{\text{Н}}}{\text{М}}$ – магнитная постоянная.

Тогда, подставляя проводимость стали 12Х18Н10Т $\sigma = 1,39 \cdot 10^6 \frac{\text{СМ}}{\text{М}}$, и, считая, что при высоких частотах абсолютная магнитная проницаемость μ нержавеющей стали стремится к единице, для частоты $\nu = 1$ МГц получаем величину скин-слоя $\delta \sim 0,4$ мм, что можно считать нулевым приближением для нашего случая. Реально же, для геометрии наших экранов (полый цилиндр, закрытый с торцов) скин-слой на данной частоте оказывается еще больше.

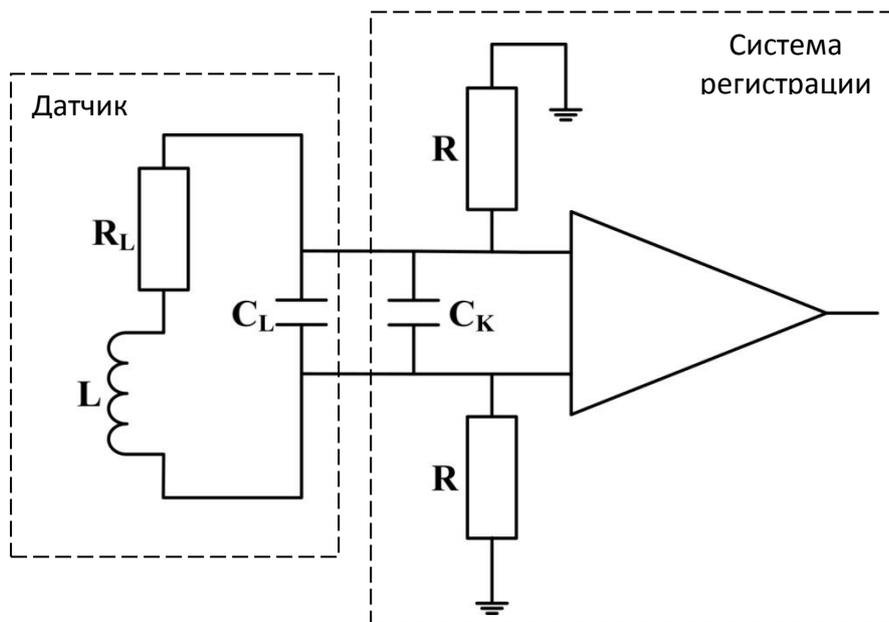


Рисунок 5. Эквивалентная схема датчика и системы регистрации

Помимо ограничений, накладываемых скин-эффектом, присутствуют ограничения, связанные с параметрами системы регистрации, а так же самой катушки, и, как будет показано ниже, они более существенны и являются определяющими. Сигнал с зондов Мирнова пропорционален производной поля. Поэтому минимальная частота, которую можно зарегистрировать, определяется разрядностью АЦП. Кроме того, своё ограничение на минимальную частоту накладывают шумы в цепи регистрации.

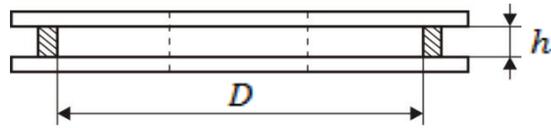


Рисунок 6. Эскиз зонда Мирнова (вид сбоку)

Основные параметры датчиков и системы регистрации (рисунки 5 и 6):

- внутренний диаметр обмотки катушки $D = 64$ мм
- высота обмотки катушки $h = 4$ мм
- входное сопротивление регистратора $R_{вх} = 2R = 95$ кОм
- диаметр медной проволоки обмотки $d = 0,1$ мм
- число витков $N = 100$
- длина подводящего кабеля $l \approx 5$ м
- погонная емкость подводящего кабеля $C_{КП} = 100 \frac{\text{пФ}}{\text{м}}$
- частота дискретизации АЦП $g = 500$ кГц

Согласно закону индукции Фарадея, приведенные выше параметры датчика позволяют получать ЭДС $\varepsilon \sim 1$ В при $\frac{dB}{dt} \sim 3 \frac{\text{Тл}}{\text{с}}$.

Исходя из геометрических параметров и материала обмотки, можем вычислить активное сопротивление катушки. Удельное сопротивление меди $\rho = 1,72 \cdot 10^{-8}$ Ом · м. Тогда расчетное сопротивление датчика

$$R_L = \frac{\rho l}{S} = 44,2 \text{ Ом.}$$

Оценим индуктивность наших датчиков. Применяя закон Био-Савара-Лапласа, получаем, что магнитное поле в плоскости витка радиуса ζ с током I , на его оси равно

$$B_z = \mu_0 \frac{I}{2\zeta}.$$

Считая, что магнитное поле в плоскости витка с током однородно, в случае катушки состоящей из N таких витков, в нулевом приближении получаем

$$L = \mu_0 \pi N^2 \frac{\zeta}{2} \approx 6,3 \cdot 10^{-4} \text{ Гн.}$$

Посчитаем индуктивность наших датчиков более точно, используя формулу для расчета индуктивности катушки прямоугольного сечения (рисунок 7) приведенную в [2]

$$L = \frac{\pi}{4} \mu_0 N^2 \frac{d^2}{a} (K_\alpha - k),$$

где K_α - поправочный множитель, зависящий от отношения $\frac{a}{d}$, k - величина, учитывающая уменьшение индуктивности, обусловленное конечностью радиальной толщины r обмотки. Получаем, что $L = 0,0015$ Гн.

Также были проведены калибровки датчиков, результаты которых представлены на рисунке 8. Помимо приведенных результатов, была выявлена резонансная частота калибровочного контура $\nu_{рез} \sim 250$ кГц, откуда можно оценить емкость используемых зондов: $C_L \approx 150$ пФ.

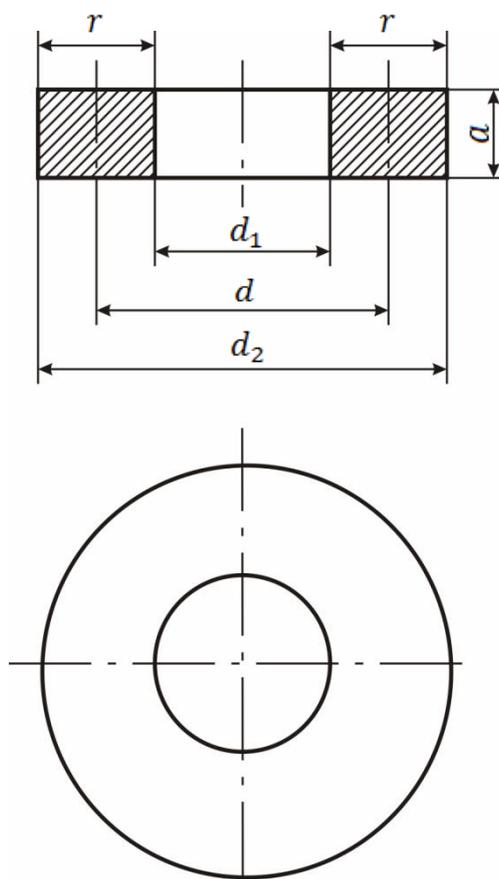


Рисунок 7. Катушка прямоугольного сечения

Для проведения калибровок были изготовлены катушки Гельмгольца, которые обеспечили достаточно высокую степень однородности магнитного поля по площади калибруемой катушки, установленной на равных расстояниях от них (исходя из численных расчетов, степень неоднородности создаваемого поля меньше 5%). Зонд Мирнова, помещенный в экран, подключался к осциллографу. Напряжение на катушки Гельмгольца подавалось с низкочастотного генератора синусоидального сигнала. Исходя из тока, протекающего по катушкам, определялась амплитуда магнитного поля в месте расположения зонда.

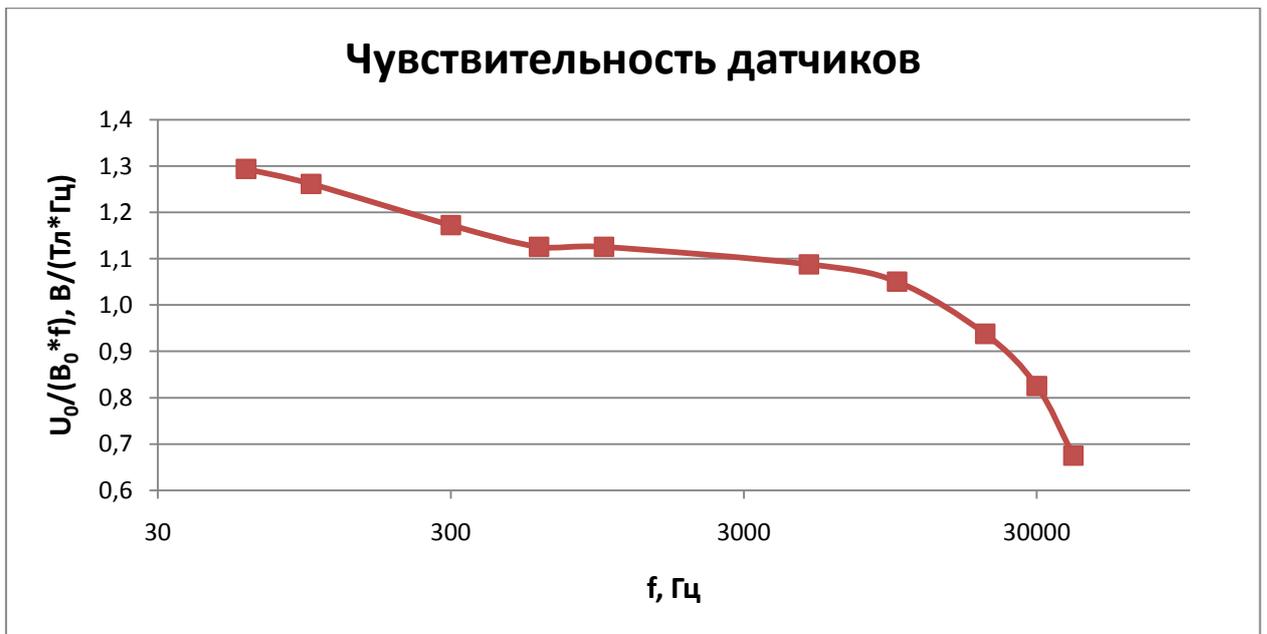


Рисунок 8. Результаты калибровки

Датчик, соединительный кабель и входное сопротивление системы регистрации образуют параллельный колебательный контур с резонансной частотой

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C_K + C_L)}} \approx 160 \text{ кГц}$$

и добротностью

$$Q = R_{\text{ВХ}} \sqrt{\frac{C_K + C_L}{L}} \approx 62.$$

Откуда получаем, что ширина $\Delta f = \frac{f}{Q}$ амплитудной резонансной кривой по уровню $\frac{1}{\sqrt{2}}$ примерно равна 2,6 кГц. Как будет показано ниже, интересующий нас диапазон не превышает 100 кГц, что позволяет нам не учитывать влияние резонанса.

5. Экспериментальные результаты

В результате проделанной работы впервые были зарегистрированы и изучены спектральные характеристики желобковых колебаний плазмы, удерживающейся в ГДЛ в режиме вихревого удержания.

5.1 Режим с вихревым удержанием

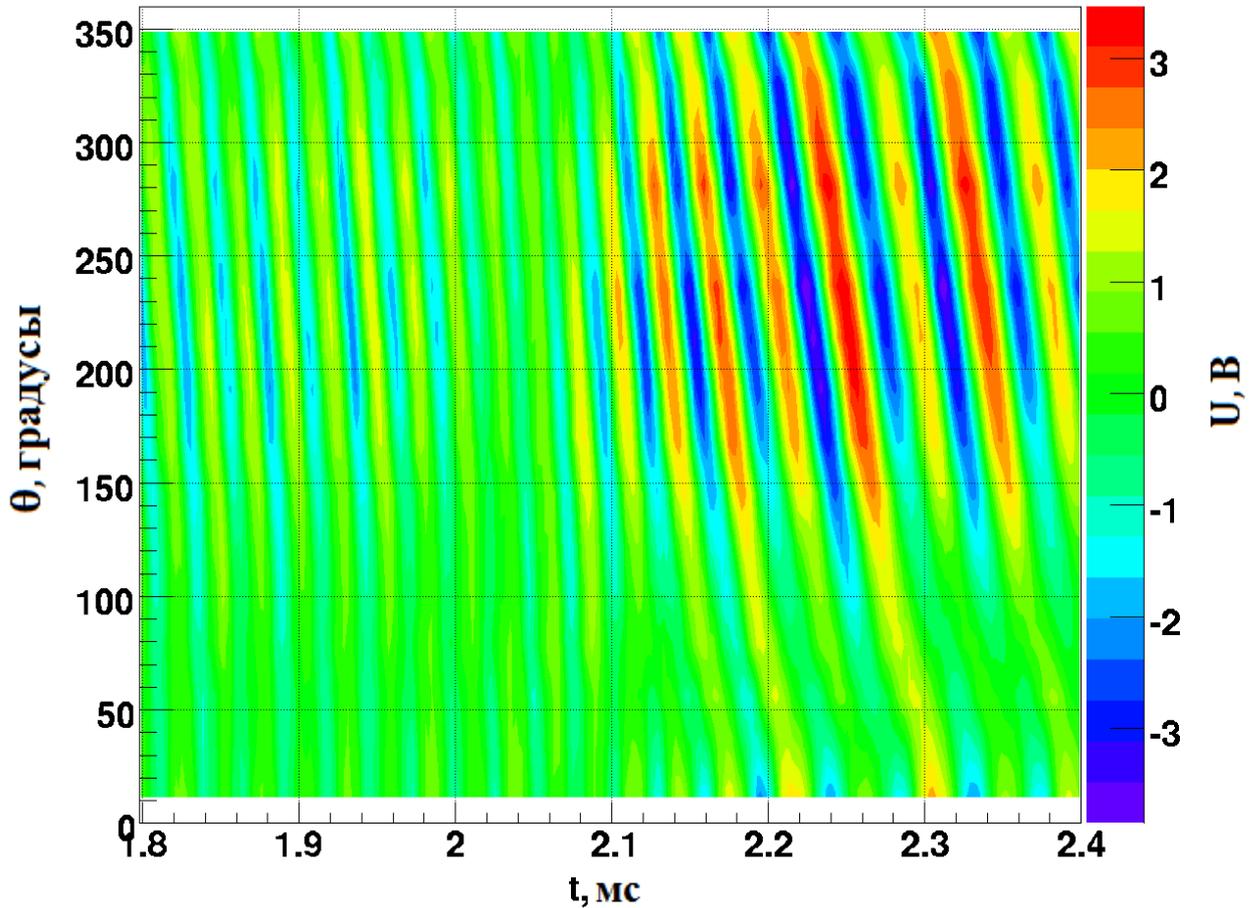


Рисунок 9. Сигнал с круговой сборки

На рисунке 9 приведен сигнал с круговой сборки зондов. Время по оси абсцисс отсчитывается от начала инъекции пучков нейтральных атомов, по оси ординат отложены координаты в градусах, а цветом показан непосредственно сам сигнал. Данный график был получен в устойчивом и стационарном по захвату мощности режиме работы установки с дейтериевой плазмой. Температура электронов составляла $T_e \approx 200$ эВ. Стандартный сценарий развития эксперимента в таком режиме можно описать следующим образом:

- период 1-2 мс: колебания с азимутальным числом $m = 1$
- период 2-4 мс: колебания с азимутальным числом $m = 2$

Визуально на графике первая и вторая моды колебаний различаются следующим образом. Когда доминирует первая мода колебаний (что соответствует вращению

плазменного столба кругового сечения, как целого), соседние «линии максимумов» переходят друг в друга. Когда же определяющей становится вторая мода (что соответствует вращению плазменного столба в форме эллипса, как целого), меняется угол наклона «линий максимумов» и они начинают переходить не в соседние, а перескакивают через одну. Ниже представлены спектры данного сигнала в разные моменты времени.

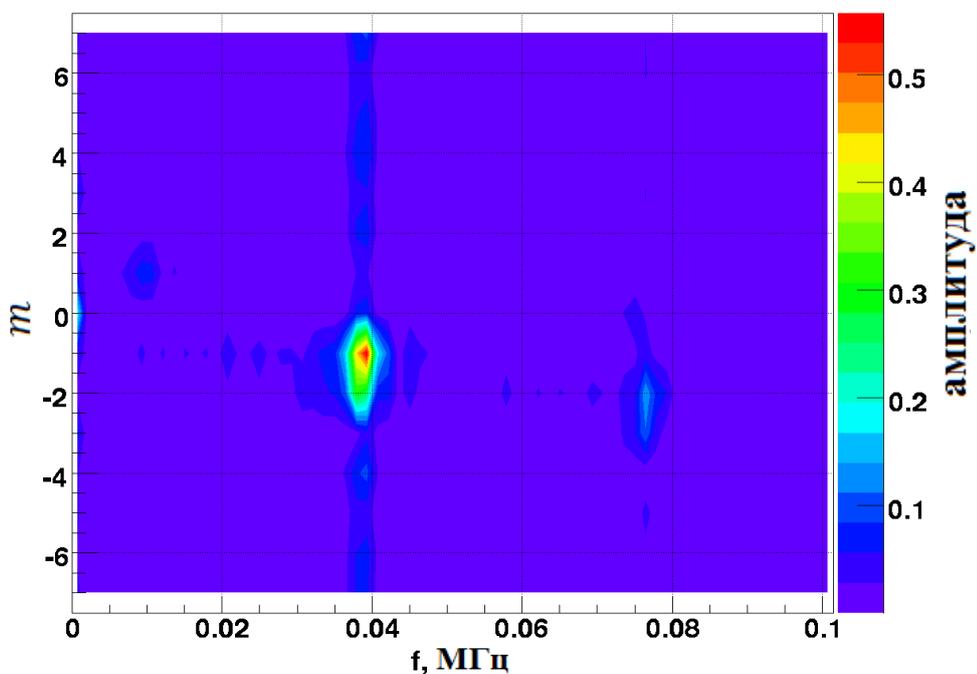


Рисунок 10. Спектр сигнала с круговой сборки в период с 1 до 2 мс

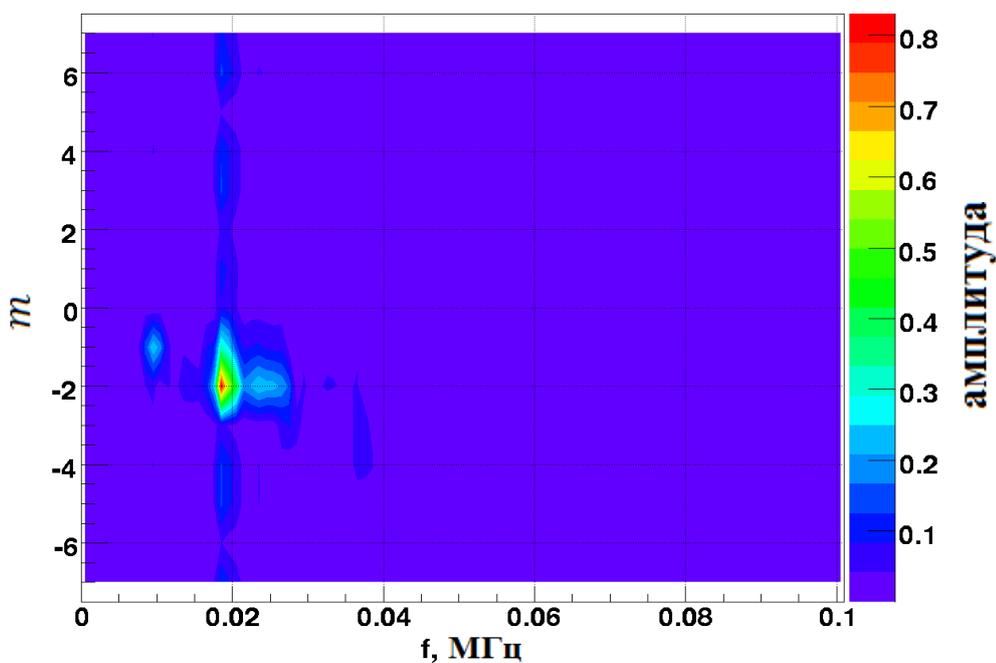


Рисунок 11. Спектр сигнала с круговой сборки в период с 2 до 4 мс

На представленных спектрах видно, что в период 1-2 мс, доминируют колебания первой моды, с частотой около 40 кГц, а в период 2-4 мс, главную роль играют колебания второй моды, частота которых составляет порядка 20 кГц.

На рисунке 12 приведен сигнал с линейной сборки зондов из того же выстрела, что и сигнал с круговой сборки. По оси ординат отложена координата от центрального сечения установки. По этому сигналу видно, что при переходе от первой моды колебаний ко второй, амплитуда становится примерно в два раза больше. Такое поведение качественно не соответствует оценкам, приведенным в теоретической части.

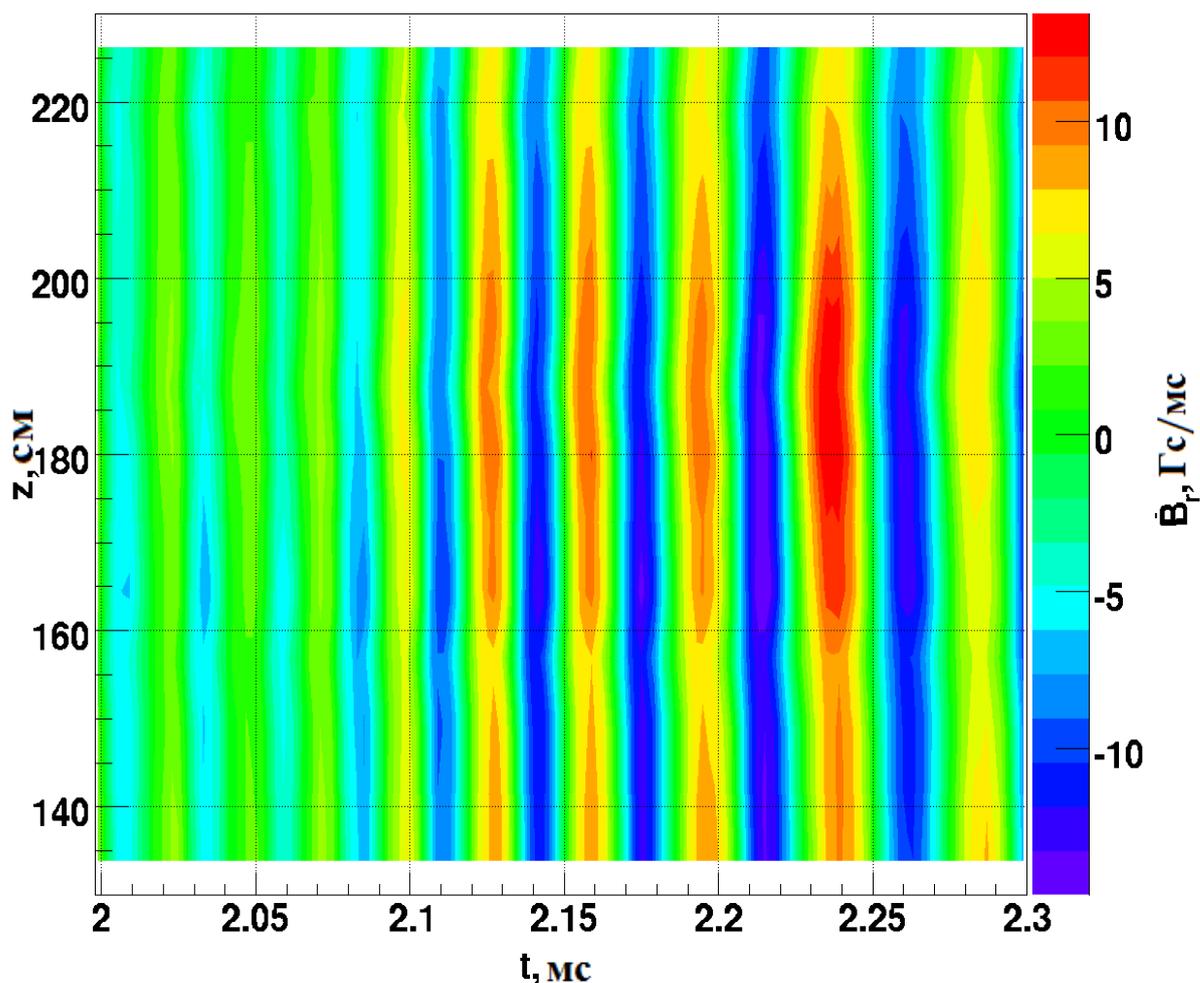


Рисунок 12. Нормированный сигнал с линейной сборки

В нашем же случае частота f уменьшается вдвое. Это соответствует уменьшению частоты вращения ω плазменного столба в 4 раза, хотя в соответствии с теорией $\omega \propto \frac{1}{m}$, т.е. частота вращения должна была уменьшиться в 2 раза, при условии, что все остальные параметры эксперимента остаются неизменными. Такое различие качественно можно объяснить влиянием на скорость вращения плазмы амбиполярного потенциала, направление вращения под действием которого противоположно вращению плазмы, обусловленному вихревым удержанием. Допустим, что скорость

амбиполярного вращения V_a при переходе от первой моды желобковых колебаний ко второй остаётся постоянной. Отношение скоростей вращения обусловленных только вихревым удержанием составляет $V_1/V_2 = 2$. Тогда отношение результирующих скоростей вращения $\frac{V_1 - V_a}{V_2 - V_a}$, а соответственно и частот, при доминировании первой и второй мод должно быть больше 2, чему и отвечает наблюдаемое нами поведение. Для рассматриваемого случая $\frac{V_a}{V_2} \approx \frac{2}{3}$.

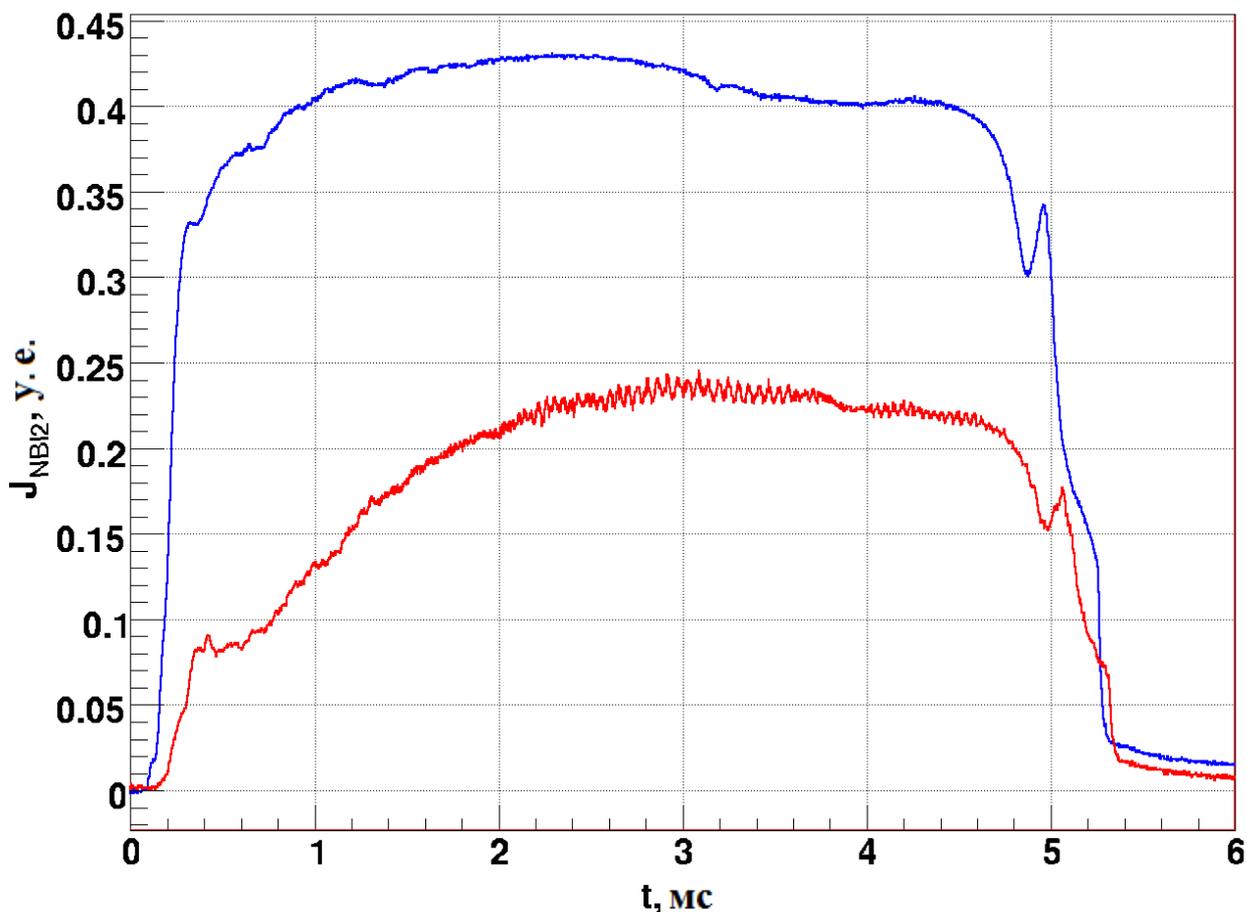


Рисунок 13. Сигналы с приемника пука нейтральных атомов инжектора

В качестве дополнительной диагностики использовались приемники пучков нейтральных атомов нагревных инжекторов. На рисунке 13 представлены сигналы с одного из них. Синий сигнал – калибровочный, без плазмы; красный – с плазмой. На красном графике в период с 2-х до 4-х мс видны колебания, которые по своей частоте совпадают с колебаниями, наблюдаемыми на зондах Мирнова. Исходя из этого, можно сделать вывод, что нелинейно насыщенные колебания действительно носят желобковый характер, т.е. желобок всплывает по всей длине плазменного столба.

Кроме того, по сигналу с приемников пучков, который пропорционален линейной плотности плазмы, можно оценить соотношение осей эллипса, при доминировании второй моды желобковых колебаний.

Поток нейтральных частиц после прохождения через плазменный столб

$$j = j_0 e^{-\int \sigma_{eff} n dl}$$

Считая, что плотность плазмы примерно однородна, а смещение столба плазмы мало, в нулевом приближении для главных осей эллипса получаем (считаем, что $L_1 > L_2$)

$$j_1 = j_0 e^{-\sigma_{eff} n L_1} \approx j_0 (1 - \sigma_{eff} n L_1)$$

$$j_2 \approx j_0 (1 - \sigma_{eff} n L_2)$$

$$\frac{L_1 - L_2}{L_1} = \frac{j_0(j_2 - j_1)}{j_2(j_0 - j_1)} \approx 0,05$$

Отсутствие первой моды колебаний на сигнале с приемников пучков нейтральных атомов в период с 1 до 2 мс можно объяснить следующим образом. Так как диаметр пучка нагревного инжектора достаточно большой (диаметр пучка примерно равен диаметру плазменного столба), а смещение столба невелико, то исходя из грубых оценок, амплитуда сигнала первой моды должна быть примерно в 5-6 раз меньше амплитуды сигнала второй. Поэтому, можно сделать вывод, что сигнал, соответствующий первой моде колебаний, по амплитуде близок к шумам в цепи регистрации.

Кроме того, был проведен корреляционный анализ сигналов с круговой сборки и приемников пучков нейтральных атомов. По его результатам (выборка из 10-ти выстрелов) можно сказать, что угловые координаты желобка в пробке и центральном сечении установки с точностью 10 градусов совпадают. Со временем, при доминировании второй моды желобковых колебаний, модуль их разности не изменяется.

5.2 Скачок димагнетизма

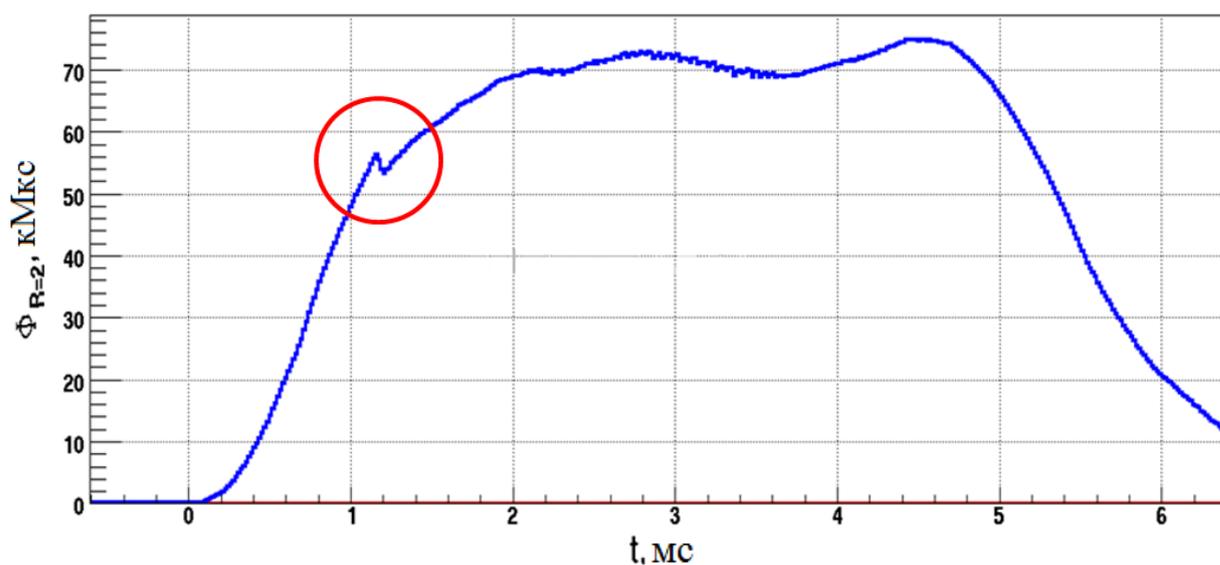


Рисунок 14. Сигнал с димагнитной петли

В режиме с вихревым удержанием, в некоторых выстрелах, на сигнале с димагнитной петли наблюдаются характерные скачки – так называемые «зубья» (в окружности, на рисунке 14). Петля расположена в месте, где отношение вакуумного магнитного поля к полю в центральном сечении установки $R = 2$. При помощи линейной сборки зондов был установлен следующий интересный экспериментальный факт.

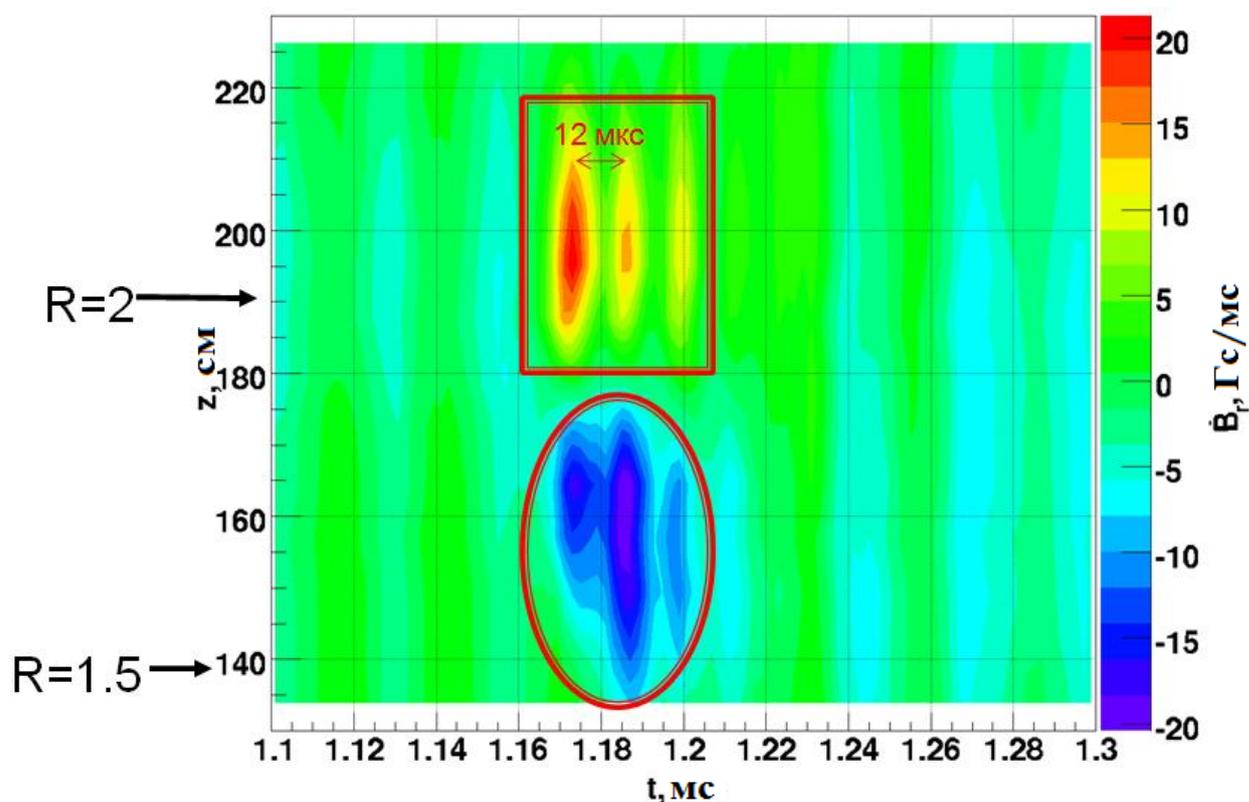


Рисунок 15. Нормированный сигнал с линейной сборки

В момент возникновения «зуба» (период с 1,1 до 1,3 мс) на сигнале с линейной сборки зондов наблюдаются колебания (назовем их «переходными»), период которых составляет порядка 12 мкс. Это время близко к периоду баунс колебаний быстрых ионов. Попытаемся оценить, частицам с какой энергией отвечает данная частота. Для простоты аппроксимируем профиль магнитного поля на оси установки как

$$B = B_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right],$$

где z_0 - характерный размер изменения магнитного, B_0 – магнитное поле в центральном сечении установки. Принимая $z_0 = 1,9$ м и учитывая, что для горячих ионов сохраняется магнитный момент

$$\frac{v_{\perp}^2}{B} = const,$$

можем оценить период баунс колебаний как

$$\tau = 2\sqrt{2}\pi \frac{z_0}{v}.$$

Тогда частота переходных колебаний соответствует баунс колебаниям быстрых ионов с энергией 20 кэВ.

Как видно по рисунку 15, до и сразу после переходных колебаний плазма ведет себя стандартным для вихревого удержания образом, т.е. присутствуют желобковые колебания первой моды и примерно постоянной частоты.

Радиальное магнитное поле в месте расположения линейной сборки отрицательно, поэтому область положительной производной переходных колебаний (отмечена на рисунке 15 прямоугольником) соответствует уменьшению поля, а область отрицательной производной (отмечена на рисунке 15 эллипсом) - увеличению. На рисунке 16 представлена проинтегрированная разность сигналов с плазмой и без неё с линейной сборки зондов. Таким образом, этот график отвечает радиальному магнитному полю, которое создаётся плазмой в месте расположения линейной сборки. На нём тоже видно соответствующее резкое изменение поля в период с 1,16 до 1,2 мс. Таким образом, в момент «зуба», поле ближе к пробке уменьшается, а ближе к центральному сечению установки – увеличивается, что можно интерпретировать как смещение точки останова горячих ионов к центральному сечению установки.

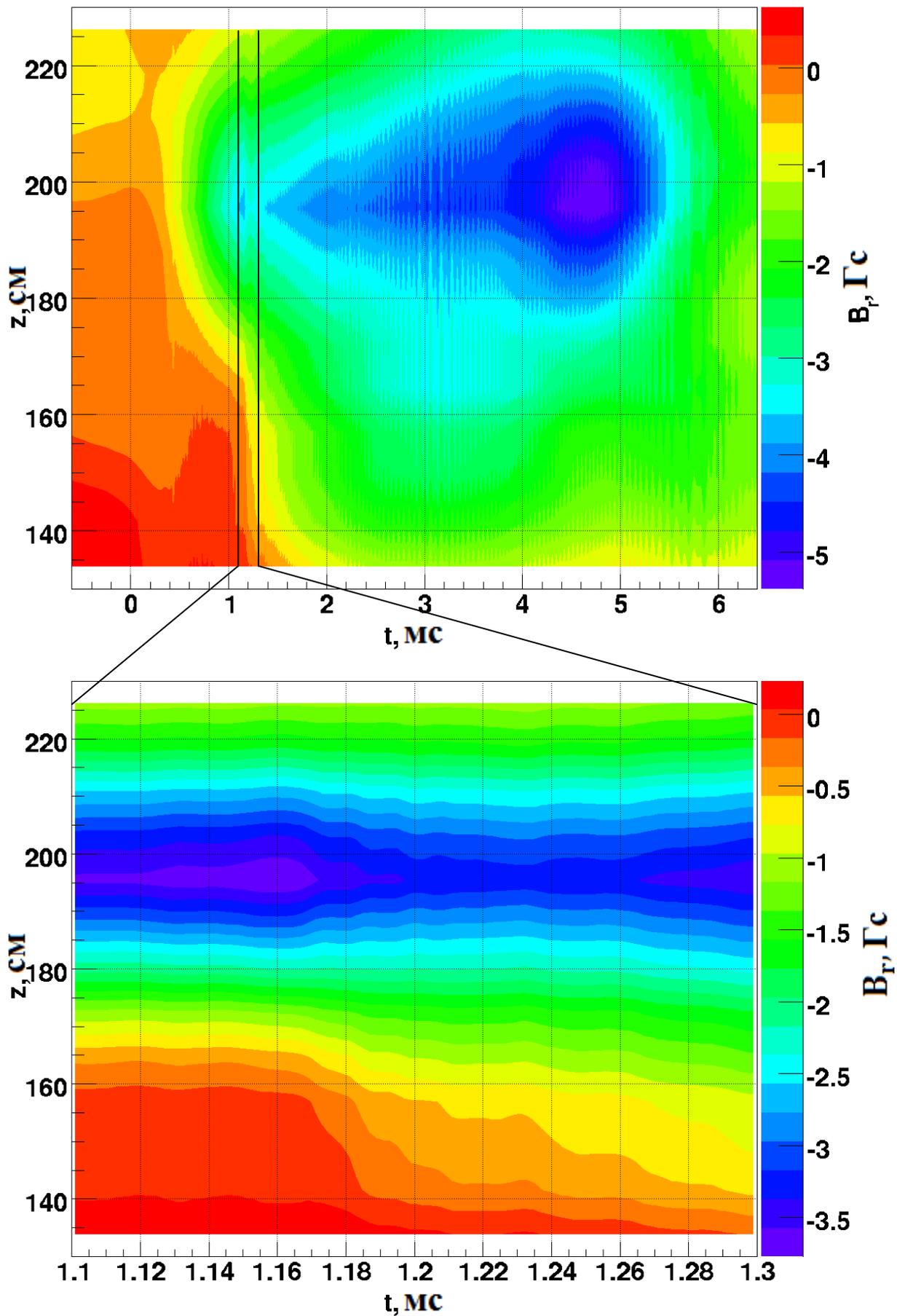


Рисунок 16. Радиальное магнитное поле в месте расположения линейной сборки

5.3 Зависимость частоты вращения плазмы от параметров эксперимента

Так же была проведена большая серия экспериментов, в которой менялись различные параметры, такие как напряжение на лимитере, давление поддува газа на периферии плазмы, мощность инъекции, величина магнитного поля, пробочное отношение. В результате обработки полученных данных планируется выявить зависимость режима вихревого удержания (моды, частоты) от приведенных выше параметров, с целью получения экспериментальных скейленгов и дальнейшего развития теории.

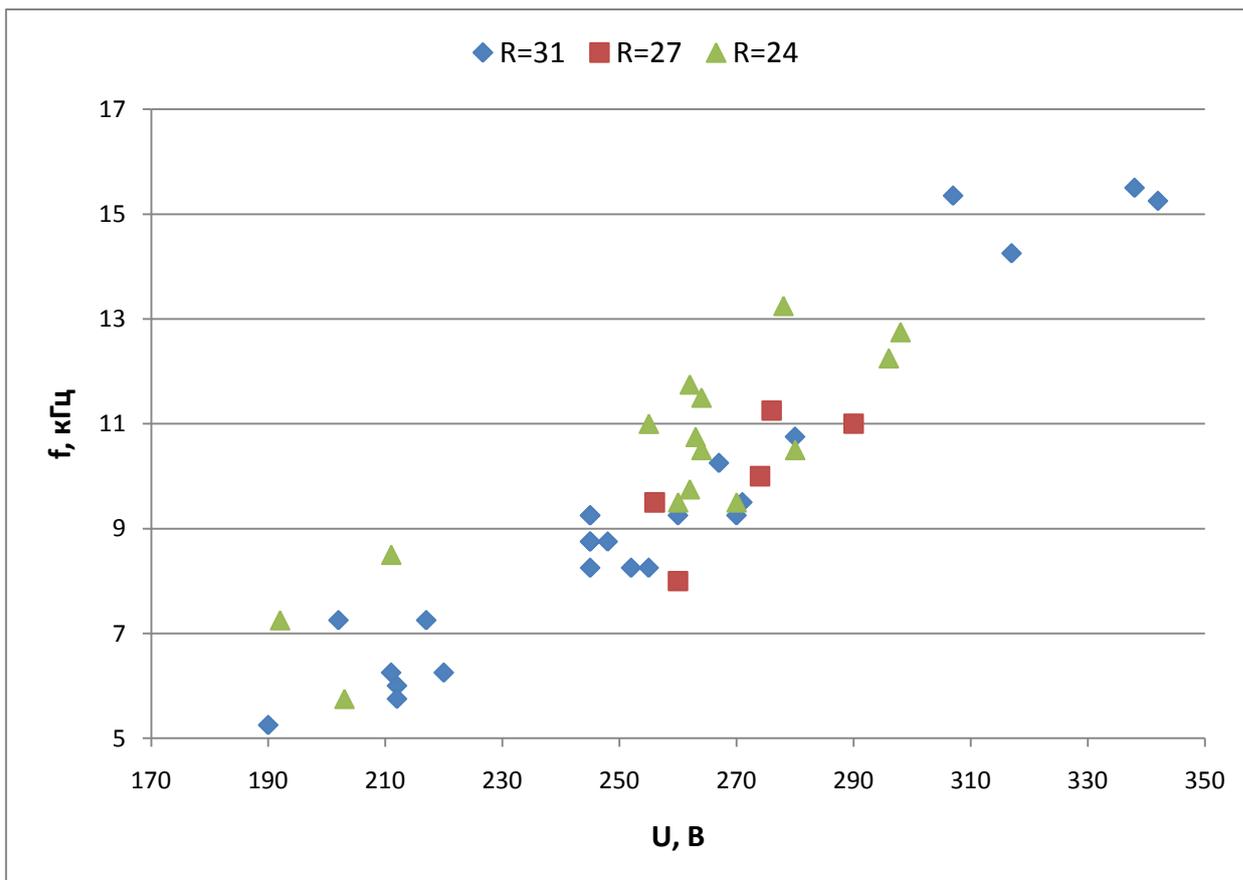


Рисунок 17. Зависимость частоты желобковых колебаний плазмы от напряжения на лимитере при различных R

На данном графике представлены предварительные результаты, отражающие зависимость частоты колебаний от напряжения на лимитере. Магнитное поле в среднем составляло $B = 3$ кГс, мощность инъекции $P = 4$ МВт. Из этого графика видно, что частота зависит от напряжения на лимитере практически линейно, что согласуется с теорией, и не зависит от пробочного отношения R .

Если нарисовать аппроксимирующую линию и продлить её влево, она пересечёт ось ординат в отрицательной области. Это соответствует противоположному направлению вращения плазмы за счёт градиентного дрейфа, вызванного амбиполярным потенциалом.

6. Выводы

В результате проделанной работы:

- Изучена зависимость спектрального состава желобковых колебания от времени в диапазоне до 100 кГц.
- Обнаружены колебания плазмы на баунс частоте горячих ионов, в момент резкого изменения радиального магнитного поля, создаваемого плазмой.
- Набран большой массив данных для изучения режима вихревого удержания при различных параметрах эксперимента. Проведены сравнения с теорией вихревого удержания.

Список литературы.

[1] *Beklemishev A.D., Bagryansky P.A., Chaschin M.S., Soldatkina E.I.* Vortex confinement of plasma in symmetric mirror traps // Fusion science and technology, V. 57 (May 2010), p. 351-360

[2] *Калантаров П. Л., Цейтлин Л. А.* Расчет индуктивностей: Справочная книга. — 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. — С. 244-271

[3] *Мищенко А.М.* Линейные электрические цепи. Новосибирск, 1999. — С. 33-47

Благодарности.

Работа выполнялась в рамках госконтрактов № П1580, № П969 и № П1193 с Федеральным агентством по образованию (ФЦП "Кадры") и проекта № 2.1.1/579 АВЦП "Развитие научного потенциала высшей школы (2009-2010 годы)".