

**B333**  
**K.64**

Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

**КОНКУРС МОЛОДЫХ СПЕЦИАЛИСТОВ**

**СЕКЦИЯ**  
**“ФИЗИКА ПЛАЗМЫ”**

**ДОКЛАДЫ**

**НОВОСИБИРСК**  
**2000**

## Конкурс молодых специалистов

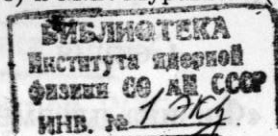
### Секция «Физика плазмы»

#### Доклады

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера  
630090, Новосибирск, Россия

#### Аннотация

Настоящий сборник составлен из работ, представленных на конкурсе молодых ученых ИЯФ по секции физики плазмы, который проходил 25 апреля 2000 года. Лучшими признаны работы В.Н. Корнилова (1 место), С.Л. Строгаловой (2 место) и М.В. Муравьева (3 место).



Young Scientists Conference

Section of Plasma Physics

#### Reports

Budker Institute of Nuclear Physics  
630090, Novosibirsk, Russia

#### Abstract

Collected in this volume are the papers presented at the Conference of Young Scientists (section of plasma physics), which was held in Budker Institute of Nuclear Physics in April 25, 2000. Presentations of V.N. Kornilov (1st premium), S.L. Strogalova (2nd premium) and M.V. Murav'ev (3rd premium) were selected as the best ones.

© Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера

## Эксперименты с инжекцией дейтерия на Газодинамической ловушке

В.Н. Корнилов\*

#### Аннотация

На установке Газодинамическая ловушка проводятся эксперименты с инжекцией атомов дейтерия и исследованием продольного распределения интенсивности протекания  $dd$ -реакции в горячей плазме ловушки. В работе описан разработанный для таких экспериментов сцинтилляционный детектор 3.02 МэВ протонов и 2.45 МэВ нейтронов. Обсуждается методика обработки экспериментальных данных. Приведены результаты численных оценок потоков отраженных (вторичных) нейтронов. Представлены результаты экспериментов в режимах с водородной и с дейтериевой мишенной плазмой, проведено их сравнение. На основании сопоставления экспериментальных данных и результатов расчетов сделаны выводы о параметрах функции распределения быстрых ионов.

### 1 Введение

Газодинамическая ловушка (ГДЛ) является одной из наиболее перспективных схем плазменного нейтронного генератора, необходимого для проведения исследований поведения материалов под воздействием мегаваттных потоков 14 МэВ нейтронов, а также для подбора слабо активируемых материалов [1]. Решение этих задач существенно для будущего изготовления первой стенки, бланкета и других элементов конструкции термоядерного реактора.

Исследования физических основ нейтронного генератора на основе ГДЛ ведутся на экспериментальной модели газодинамической ловушки [2] в ИЯФ им. Будкера.

\*Магистрант 1-го года обучения Новосибирского государственного университета, научные руководители к.ф.-м.н. Карпушов А.Н. и Максимов В.В.

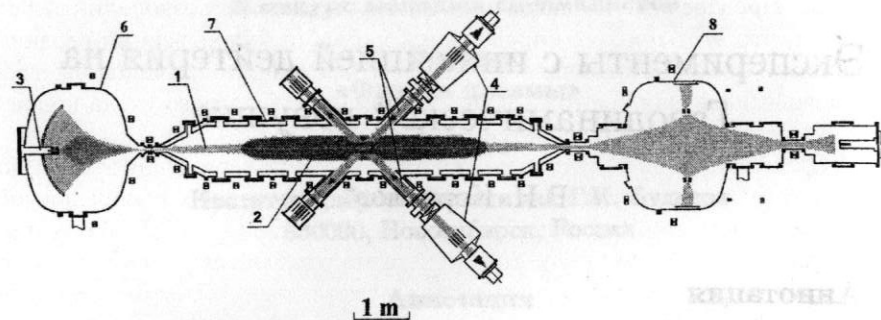


Рис. 1: Схема установки Газодинамическая ловушка: 1-мишенная плазма; 2-быстрые ионы; 3-плазменная пушка; 4-атомарные инжекторы; 5-пучки атомов; 6-расширитель; 7-центральная вакуумная камера; 8-касп.

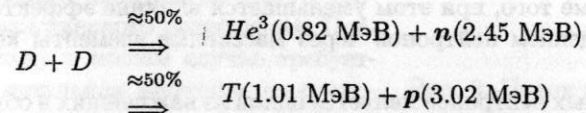
Газодинамическая ловушка представляет собой длинный осесимметричный пробкотрон с пробочным отношением  $R \gg 1$  (рис. 1). Для нейтронного генератора наиболее приемлема схема двухкомпонентной плазмы: сравнительно холодной и плотной "фоновой" плазмы, удерживаемой в газодинамическом режиме, и популяции быстрых ионов, совершающих адиабатические колебания между точками остановки. Быстрые ионы образуются при наклонной инжекции атомов и захвате их холодной плазмой, играющей роль плазменной мишени. Пучки атомов с энергией 13-17 кэВ создаются шестью инжекторами, средняя энергия быстрых ионов 5-10 кэВ, плотность — до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Время инжекции пучков атомов составляет 1 мс, время жизни быстрых ионов не превышает  $\sim 0.8$  мс.

Поскольку быстрые ионы интенсивнее тормозятся на электронах холодной мишенной плазмы, чем рассеиваются на холодных ионах, их угловое распределение может сохраняться достаточно узким, что влечет за собой увеличение плотности высокотемпературной плазмы в областях точек остановки. Это позволяет добиться значительного потока нейтронов в ограниченной области, что является одним из преимуществ нейтронного генератора на основе ГДЛ. Дополнительным достоинством является удаление зоны максимального потока от инжекторов и от пробочных магнитных катушек.

Ширина углового распределения быстрых ионов определяется начальным угловым разбросом в инжектируемых пучках и рассеянием быстрых ионов. Проведенные исследования быстрых ионов [3] позволили сделать вывод, что этот процесс определяется парными кулоновскими столкновениями. Микронеустойчивости, которые могут быть причиной быстрой угловой диффузии быстрых ионов и аномально быстрого ухода ионов в конус потерь, не наблюдались.

Однако полезно получить дополнительные подтверждения этих выводов путем экспериментального исследования продольного распределения интенсивности термоядерных реакций в горячей плазме ГДЛ. Измерения абсолютных потоков продуктов синтеза могут позволить сравнить имеющиеся представления о плотности, распределении быстрых ионов по энергии, по pitch-углу, с реальными параметрами плазмы.

Для решения этих задач на установке ГДЛ проводятся эксперименты с инжекцией атомов дейтерия и исследованием продольного распределения потоков 2.45 МэВ нейтронов и 3.02 МэВ протонов. Эти частицы рождаются в плазме в результате столкновений между быстрыми дейтонами в двух ветвях реакции:



Регистрация продуктов синтеза проводится с помощью детектора, специально разработанного для экспериментов на ГДЛ.

Изложение построено следующим образом. В части 2 описана методика регистрации частиц, а также обсуждаются эффекты вторичных нейтронов в дейтериевых экспериментах на ГДЛ. В следующем разделе описан детектор и процедура обработки экспериментальных данных. В части 4 приведены результаты экспериментов и их обсуждение, в заключении сформулированы основные выводы.

## 2 Обоснование метода регистрации продуктов $dd$ -реакции

Малое время существования горячей плазмы (1 мс), другие особенности работы ГДЛ побудили нас выбрать режим счета отдельных частиц. Такой принцип регистрации позволяет:

- во многих случаях не проводить калибровку датчика;
- анализировать амплитудный спектр получаемых сигналов;
- получать временную зависимость интенсивности потока частиц с приемлемым ( $\sim 50$  мкс) разрешением.

Данный режим работы накладывает жесткие рамки на временное разрешение диагностики.

Наличие сравнительно слабых потоков частиц (полное количество нейтронов за рабочий импульс  $\sim 10^7$ ) требует достаточно большого размера приемной части датчика и высокой эффективности регистрации.

В результате выбор был остановлен на органическом сцинтилляционном счетчике на основе метилметакрилата, обладающего целым рядом необходимых свойств: высокая эффективность, малое время световой вспышки ( $\sim 5$  нс), широкие возможности обеспечения нужной геометрической формы. Пробег 2.5 МэВ нейтронов, которые регистрируются по протонам отдачи, около 5.5 см, пробег 3 МэВ протонов не превышает 100 мкм.

Для обеспечения возможности регистрации заряженных продуктов  $dd$ -реакции был выбран вариант расположения датчика внутри камеры ГДЛ, в вакууме. Кроме того, при этом уменьшается влияние эффектов, связанных с прохождением нейтронов через массивные элементы конструкции установки.

Проблема вторичных нейтронов является одной из важнейших в области нейтронных диагностик термоядерной плазмы [4]. Часто значительный, фон отраженных нейтронов понижает точность измерений. При регистрации 2.5 МэВ нейтронов из  $dt$  плазмы поток вторичных нейтронов сравним с прямым потоком из плазмы. В каждом конкретном случае интенсивность и пространственное распределение потоков рассеянных нейтронов зависит от конструкции установки и от источника первичных нейтронов, т.е. горячей плазмы.

Для оценки интенсивности потоков вторичных нейтронов в дейтериевых экспериментах на ГДЛ были проведены вычисления с помощью кода MCNP [5], основанного на методе Монте-Карло и базе данных сечений взаимодействий нейтронов с материалами. При расчетах учитывались наиболее массивные элементы конструкции установки: стальная цилиндрическая камера, медные катушки. Для задания пространственно-распределенного источника 2.45 МэВ нейтронов использовались результаты расчетов кодом FIT [6] с поправкой на данные измерений потоков протонов на ГДЛ. На рис. 2 представлены результаты оценочных расчетов потока вторичных нейтронов на расстоянии 34 см от оси установки,

нормированного на интенсивность первичного потока нейтронов из плазмы. Характерный поток отраженных нейтронов в центральной плоскости ( $Z=0$ ) составляет около 40% от прямого. На рисунке также показано распределение потока родившихся при взаимодействиях нейтронов с веществом фотонов, со средней энергией  $\sim 1$  МэВ. В нашем случае их влияние не играет большой роли, поскольку эффективность регистрации таких гамма-квантов в тонкой пластмассовой пластине мала.

Основным результатом проведенных оценок является то, что нельзя пренебрегать влиянием вторичных нейтронов при разработке и использовании нейтронных диагностик для дейтериевых экспериментов на ГДЛ.

Описываемой методикой можно регистрировать как протоны, так и нейтроны, однако потоки протонов гораздо проще заколлимировать и добиться хорошего пространственного разрешения. Поскольку в нашем случае требуется детальная информация о пространственном распределении потока частиц, был сделан упор на регистрацию протонов, и толщина пластины в датчике составляла 5.5 мм.

### 3 Описание датчика

#### 3.1 Конструкция датчика

На рис. 3 изображена схема детектора в установленном на вакуумную камеру ГДЛ положении. Для сцинтиллятора (1) использовалась пластмасса СПМ-5, параметры пластины:  $37 \times 100 \times 5.5$  мм. Протоны и нейтроны из плазмы при попадании в сцинтиллятор производят вспышки. Свет регистрируется ФЭУ (3), сигнал после усиления идет на АЦП, из которого затем заносится в архив. Приемное окно закрыто двойным слоем тонкой ( $\sim 10$  мкм) алюминиевой фольги (5), который пропускает протоны

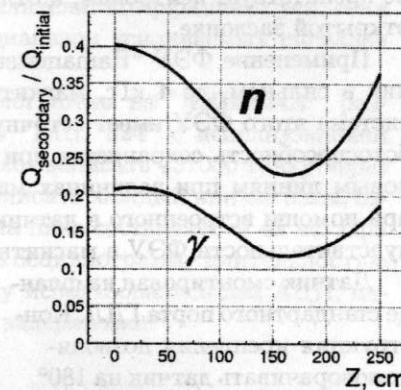


Рис. 2: Поток вторичных нейтронов и фотонов на расстоянии 34 см от оси с нормировкой на прямой поток частиц, был сделан упор на регистрацию протонов, и толщина пластины в датчике составляла 5.5 мм.

(для 3 МэВ пробег протона в алюминии  $\sim 80$  мкм), но задерживает ядра Т (при энергии 1 МэВ пробег  $\sim 10$  мкм) и ядра  $He^3$  (энергия 0.82 МэВ и пробег  $\sim 3$  мкм) [7], а также защищает сцинтиллятор от излучения плазмы оптического диапазона. Использование управляемой снаружи камеры заслонки (4), изготовленной из нержавеющей стали, позволяет сепарировать потоки протонов и нейтронов. Для этого проводится серия выстрелов в условиях закрытой заслонки, которая отсекает поток протонов, но не препятствует нейтронам, и отдельно проводится серия выстрелов при открытой заслонке.

Применение ФЭУ "Hamamatsu H2611" позволило проводить измерения в сильном, до 4 кГс, магнитном поле ловушки. Так как диодная система этого ФЭУ имеет сеточную конструкцию ("fine mesh"), его работоспособность сохраняется при расположении под углом до  $30^\circ$  к силовым линиям при величинах магнитного поля до 20 кГс. Измеренное при помощи встроенного в датчик светодиода (поз. 7 на рис. 3) падение чувствительности ФЭУ в магнитном поле составляло не более 50%.

Датчик смонтирован на фланце стандартного порта ГДЛ. Конструкция крепления позволяет поворачивать датчик на  $180^\circ$  вместе с узлом управления заслонкой без нарушения герметичности камеры и проводить таким образом измерения в двух точках по продольной координате.

Для защиты от электромагнитных наводок ФЭУ помещен в проводящий корпус вместе с предварительным усилителем, а кабель, передающий сигнал на считывающую аппаратуру, проходит внутри медного экрана. Мощность предварительного усилителя была выбрана для длительной стабильной работы в вакуумных условиях. Пластмассовые детали усилителя практически не оказывают влияния на вакуумные условия в камере.

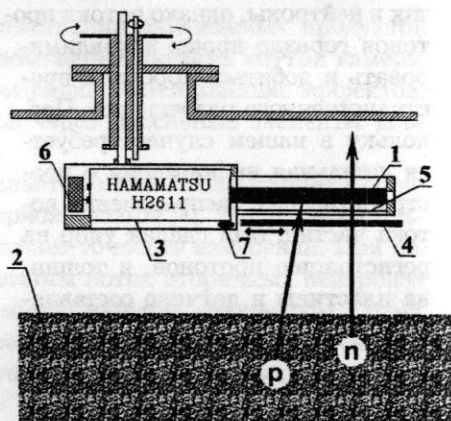


Рис. 3: Схема датчика: 1-сцинтиллятор, 2-плазма, 3-ФЭУ, 4-управляемая заслонка, 5-Al фольга 20 мкм, 6-предусилитель, 7-светодиод.

### 3.2 Регистрация электрического сигнала

При изготовлении усилителя сигналов с ФЭУ определяющими служили следующие факторы: постоянная времени системы не должна превышать  $\sim 20$  нс для нормального разрешения пиков; необходимо было скорректировать сравнительно высокую паразитную емкость ФЭУ (около 50 пФ), и обеспечить достаточное усиление входного токового сигнала. Усилитель состоит из двух ступеней, первая ступень помещена в корпус датчика. Параметры двухкаскадного усилителя: коэффициент усиления 2400 В/А, постоянная времени 14 нс, диапазон усиливаемых сигналов (0.4 - 1300) мкА.

Сигнал регистрируется в виде осциллограммы на "АЦП 824А", разработанных в ИЯФ СО РАН на основе "АЦП 824" с использованием линий задержки [8]. "АЦП 824А" позволяет записать 131000 точку через 5 нс, что дает возможность подробно прописать каждый пик сигнала, соответствующего частице; средняя ширина пика составляет  $\sim 45$  нс. При этом один АЦП позволяет зафиксировать осциллограмму длительностью 0.65 мс, что было недостаточно. Поэтому использовались два АЦП, которые запускались с соответствующими задержками.

### 3.3 Обработка сигнала

После каждого эксперимента осциллограммы с датчиков считывались с АЦП и сохранялись в архиве. Обработка сигналов и визуализация результатов выполнялась при помощи программы PAW (Physics Analysis Workstation) пакета "CernLib" [9]. На рис. 4 представлена характерная осциллограмма и два ее фрагмента по временной координате.

При обработке осциллограммы производятся следующие операции: дискриминация пиков по амплитуде для отделения малых шумовых сигналов; построение амплитудного спектра пиков; а также поиск и отделение паразитных наведенных сигналов. Основанием для выбора уровня дискриминации служил амплитудный спектр сигнала. На средней осциллограмме рис. 4 каждая звездочка соответствует зарегистрированной частице и располагается на вершине отдельного пика.

Для получения достаточной статистики проводилась серия выстрелов в условиях потока на сцинтиллятор всех частиц, т.е. при открытой заслонке; и серия при закрытой заслонке, когда поток протонов перекрыт. Усредненные амплитудные распределения и их разность приведены на рис. 5.

В амплитудном спектре сигнала при полном потоке частиц (рис. 5(а)) отчетливо отделен по амплитуде протонный сигнал, имеющий близкую к гауссовой форму. Максимум в кривой спектра соответствует  $\sim 2.6$  МэВ протонам, поскольку 3 МэВ протоны теряют энергию при прохождении через  $\sim 20$  мкм алюминиевую фольгу.

Распределение для серии с закрытой заслонкой (рис. 5(б)) является характерным для сцинтилляционных датчиков при регистрации нейтронов. Спектр соответствует протонам отдачи и имеет форму "размытого" статистическими эффектами равномерного распределения с верхней границей 2.45 МэВ. Однако в этом случае следует учитывать импульсы с малыми амплитудами. Для надежного измерения абсолютного потока нейтронов, по-видимому, следует проводить дополнительную калибровку по источнику нейтронов с близкой энергией и сходным распределением нейтронов по энергии.

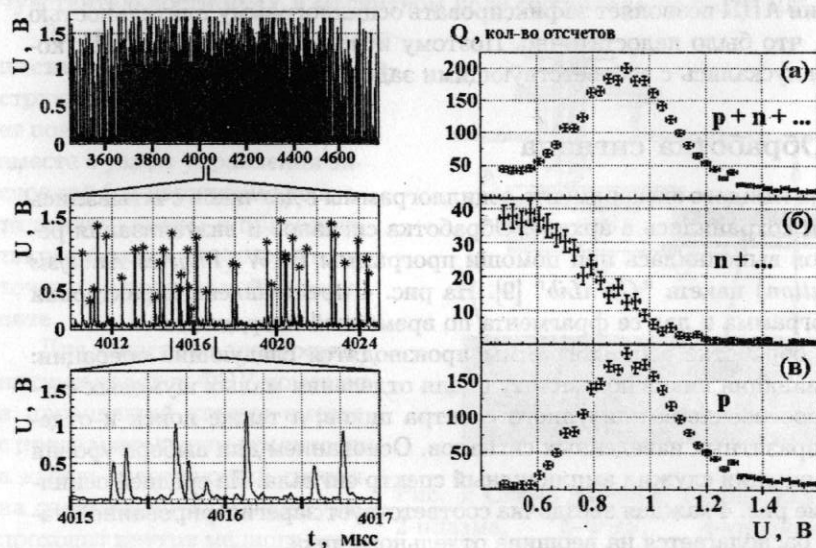


Рис. 4: Рабочий сигнал в разных масштабах, звездочки на среднем рисунке соответствуют подсчитанным частицам.

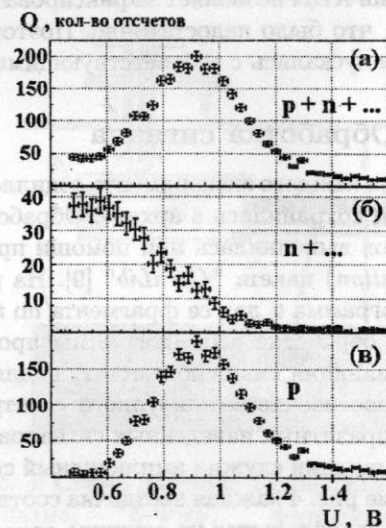


Рис. 5: Амплитудное распределение сигналов: а) при открытой заслонке; б) при закрытой заслонке; в) протонный.

Видно, что разностное распределение (рис. 5(в)) соответствует ожидаемому для протонов со средней энергией 2.6 МэВ, поэтому для подсчета числа протонов можно не учитывать импульсы с малыми амплитудами.

#### 4 Измерение продольного распределения потока протонов

С использованием описываемых датчиков на установке ГДЛ была проведена серия экспериментов по измерению продольного распределения интенсивности  $dd$ -реакции. Эксперименты с инъекцией дейтерия проводились в двух режимах:

- (1) Мишенная плазма состоит из ионов водорода.
- (2) Мишенная плазма состоит из ионов дейтерия.

Два датчика устанавливались в различные положения по длине установки, проводилась серия выстрелов, и после вскрытия вакуумной камеры датчики переставлялись в следующие позиции. На рис. 6 положения

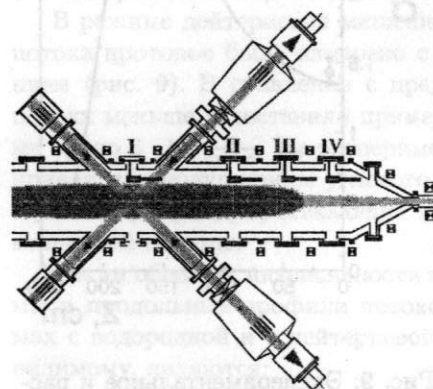


Рис. 6: Схема центральной части ГДЛ. I, II, III, IV - порты для установки датчиков.

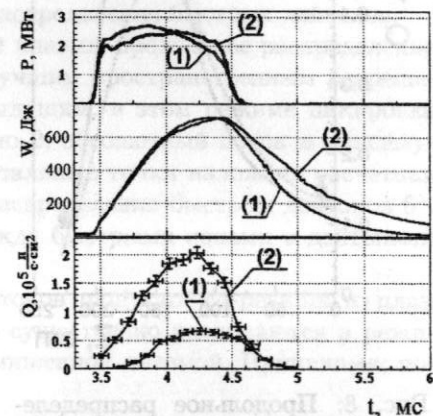


Рис. 7: Временные зависимости в двух режимах: P-инжектируемая мощность; W-энергосодержание; Q-поток протонов.

портов для установки датчиков обозначены I, II, III, и IV. Поскольку датчик компактен, его перестановка осуществляется весьма оперативно. Несмотря на отличия условий в различных позициях (разное магнитное поле, близость некоторых систем установки), благодаря принципу счета отдельных частиц датчик работал без калибровки везде одинаково успешно.

Количество регистрируемых частиц за один выстрел довольно велико: 1000-3000, что позволяет строить зависимость интенсивности потока протонов от времени. Такая зависимость для режимов (1) и (2) в позиции датчика на расстоянии 34 см от оси в области  $Z=170$  см представлена на рис. 7. Для сравнения с временными зависимостями некоторых глобальных характеристик плазмы приведены захваченная из пучков мишенной плазмой мощность ( $P$ ) и полное энергосодержание плазмы ( $W$ ). В то вре-

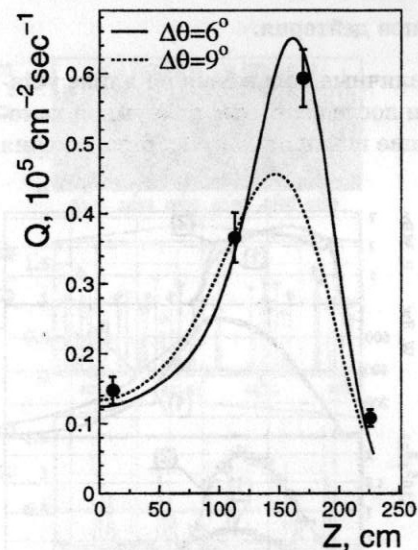


Рис. 8: Продольное распределение протонного потока на детектор, режим (1), экспериментальные точки и расчетные кривые.

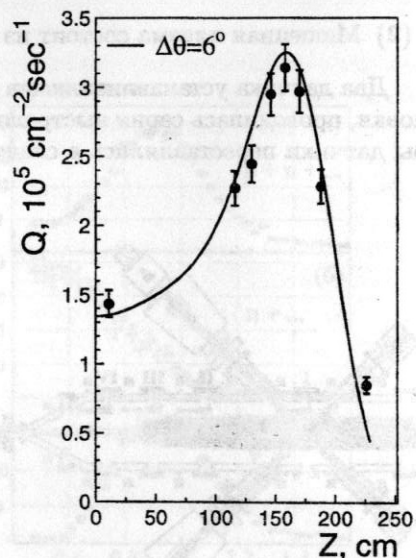


Рис. 9: Экспериментальное и расчетное распределения протонного потока на детектор, режим (2). В расчетах учтено влияние дейтонов фоновой плазмы.

мя, как захваченные мощности в ситуациях (1) и (2) не отличаются, временные зависимости энергосодержания показывают, что время удержания двухкомпонентной плазмы в режиме дейтериевой мишенной плазмы несколько больше, чем при водородной. Поток протонов нормирован на квадратный сантиметр за секунду, и в режиме (2) поток в несколько раз больше.

Были измерены продольные профили потока протонов на датчик в обоих режимах.

В режиме водородной мишенной плазмы соотношение потоков в максимуме и в центральной плоскости ("пикировка") на расстоянии 34 см от оси составила около 4 (рис. 8), поток в максимуме около  $6 \cdot 10^4 \frac{n}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ . На экспериментальные точки наложены нормированные кривые, рассчитанные [10] из модельной функции распределения быстрых ионов при полуширинах углового распределения  $6^\circ$  и  $9^\circ$  для энергосодержания быстрых ионов 350 Дж. Соответствие в экспериментальном и расчетном для  $6^\circ$  профилях означает, что быстрые ионы, вносящие основной вклад в генерацию продуктов синтеза, имеют полуширину распределения по пич-углам не выше  $6^\circ$ . Это ненамного превышает разброс по углам в инжектируемых пучках, подтверждая отсутствие аномально быстрого рассеяния. Рис. 8 явно демонстрирует чувствительность профиля потока, его пикировки, к ширине углового распределения быстрых дейтонов.

В режиме дейтериевой мишенной плазмы продольное распределение потока протонов было измерено с лучшим пространственным разрешением (рис. 9). В сравнении с предыдущим, в этом режиме пикировка потока меньше и составила примерно 2, абсолютный поток в максимуме около  $3 \cdot 10^5 \frac{n}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ . На экспериментальные точки наложена расчетная кривая для полуширины углового распределения быстрых дейтонов  $6^\circ$ , с учетом реакций, протекающих между быстрыми ионами и дейтонами мишенной плазмы.

Таким образом, интенсивности потоков продуктов  $dd$ -реакции из плазмы и продольные профили потоков существенно различаются в режимах с водородной и с дейтериевой мишенной плазмой. Причинами, по видимому, являются:

- существенное влияние фоновых дейтонов;
- эффект более быстрого рассеяния дейтонов, чем протонов, на ионах мишенной плазмы. С другой стороны, дейтоны медленнее протонов тормозятся на электронах.

Кроме того, была измерена зависимость потока протонов на датчик от магнитного поля, рис. 10. Поток измерялся в положении вблизи точки остановки, магнитное поле варьировалось в центральной области вакуумной камеры ГДЛ.

На экспериментальные точки наложена степенная функция для некой интерпретации полученных данных. В предположении неизменной мишенной плазмы и больших ларморовских радиусов, плотность горячей плазмы пропорциональна квадрату поля, поэтому, грубо, можно ожидать четвертую степень в зависимости потока продуктов реакции от поля. Приведенная кривая имеет показатель выше четырех в пределах ошибки ( $5.7 \pm 1$ ), что можно прокомментировать как улучшение удержания двухкомпонентной плазмы при повышении магнитного поля. Данный эффект имеет большое значение с точки зрения развития технологий нейтронного источника.

## 5 Заключение

Основные результаты работы:

- Разработанный детектор позволяет измерять абсолютные потоки быстрых протонов в режиме счета отдельных частиц, временное разрешение датчика  $\sim 20$  нс; может быть использован для измерения абсолютных потоков нейтронов.
- Датчик не нуждается в калибровке, работает в условиях сильного продольного магнитного поля и значительных электромагнитных помех, а также позволяет достаточно оперативно менять положение измерения потоков частиц.
- Данная диагностика обладает высокой чувствительностью к изменениям глобальных характеристик плазмы ГДЛ и является инструментом контроля за горячей дейтериевой плазмой.

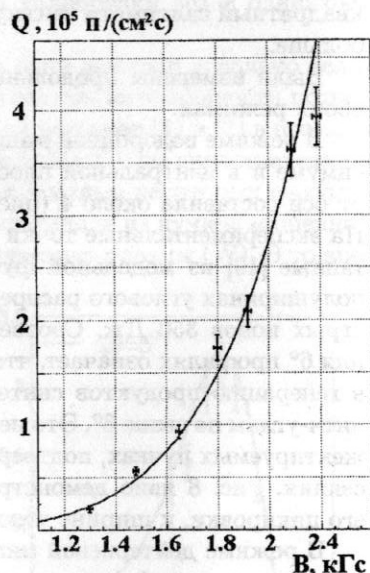


Рис. 10: Зависимость потока протонов на датчик от магнитного поля.

- Измерены продольные профили потоков протонов в двух режимах. Пикировка потока протонов на расстоянии 34 см от оси установки в режиме водородной мишенной плазмы составляет около 4, в режиме дейтериевой мишенной плазмы около 2.
- Сравнение первых экспериментальных данных с результатами модельных расчетов показало, что ширина углового распределения быстрых ионов дейтерия с энергией 10-16 кэВ не превышает  $6^\circ$ . Это подтверждает кулоновский механизм углового рассеяния быстрых ионов, а также отсутствие существенных микронеустойчивостей в популяции быстрых ионов.

Автор выражает признательность Карпушову А.Н. и Максимову В.В. за постоянную поддержку и помощь, Багрянскому П.А. за внимание к работе, Зуеву А.А. за разработку и настройку усилителей.

Работа была выполнена при частичной поддержке МНТЦ, проект N492.

## Список литературы

- [1] Иванов А.А., Рютков Д.Д., - О плазменных нейтронных генераторах для испытаний материалов. - Новосибирск: ИЯФ, 1989. - (Препринт/Ин-т ядер. физики СО РАН; 89-80).
- [2] Давыденко В.И., Иванов А.А., и др. - Экспериментальная модель газодинамической ловушки. - Новосибирск: ИЯФ, 1986. - (Препринт/Ин-т ядер. физики СО РАН; 86-104).
- [3] A.N.Karpushov, et. al., "Energy Confinement Of The High  $\beta$  Two-Component Plasma In The Gas-Dynamic Trap"// Proc. of the International Conference on Open Magnetic System for Plasma Confinement, July 27-31, 1998, Novosibirsk, Russia, p.190-194.
- [4] P.Antozzi, G.Gorini, J.Källne, N.Olsson, E.Ramström, M.Campanella// Rev. Sci. Instrum. 66(1), Jan. 1995, p. 939.
- [5] MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4B, (1997), edited by Judith F. Briesmeister (Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM).



## РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ СТЕНКИ ДЛЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ДУГОВОГО ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

В. П. Петроченко<sup>1</sup>

### Аннотация

В настоящее время очень актуальной является задача создания однородного квазистационарного плазменного эмиттера с высокой эффективностью использования потока плазмы. Такие эмиттеры используются, например, в многоамперных диагностических и нагревных атомарных инжекторах, а также находят применение в различных плазменных технологиях.

Одним из радикальных способов решения этой задачи является применение в плазменных источниках периферийного мультипольного магнитного поля, так называемой магнитной стенки. Настоящая работа посвящена разработке и оптимизации магнитной стенки на основе постоянных магнитов для мощного атомарного инжектора.

В экспериментах, а также при помощи численного компьютерного моделирования были получены и проанализированы ряд важных и практически полезных результатов. Выработаны общие рекомендации по созданию и оптимизации магнитных стенок.

### 1. Введение

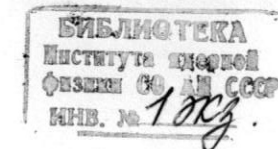
Распределение плотности потока в плоскости эмиттера, создаваемое плазменной струей, вытекающей из анодного отверстия плазменного источника, имеет вид, показанный на рис. 1 и аппроксимируется с хорошей точностью формулой (1) для изотропного разлета частиц из малого отверстия [1], где  $z$  – расстояние от анодного отверстия до измерительной плоскости,  $r$  – радиальное расстояние от оси системы в измерительной плоскости,

$$j(r, z) = \frac{I_0}{\pi \cdot z^2} \cdot \frac{1}{(1 + r^2/z^2)^2} \quad (1)$$

$I_0$  – полный поток ионов из источника. Оценка длины свободного пробега для протонов из дугового генератора при  $n \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \approx 5 \text{ эВ}$  дает

<sup>1</sup> Студент 4-го курса ФФ НГУ, научный руководитель Ступишин Н. В.

- [6] A.V. Anikeev, K.Noack, G.Otto, "Numerical Studies of Neutron Distributions in GDT Experiment" // Proc. of the 26<sup>th</sup> EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Maastricht, 14-18 June, 1999.
- [7] Пучеров Н.Н., Романовский С.В., Чеснокова Т.Д. Таблицы тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1-100 МэВ. // Киев, "Наукова думка", 1975.
- [8] Квашнин А.Н., Моисеев Д.В., Хильченко А.Д. // ПТЭ, 1999, №.3, С.81.
- [9] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/cernlib/>
- [10] Корнилов В.Н., Исследование распределения нейтронного потока на установке Газодинамическая ловушка при инжекции атомов дейтерия: Дипломная работа. – НГУ, Новосибирск, 1999, С. 6.



$\lambda_{\text{кин}} = 3 \cdot 10^{12} \cdot \frac{T^2}{n} \approx 75 \text{ см}$ , что существенно превышает размеры расширительного объема, то есть движение ионов можно считать бесстолкновительным.

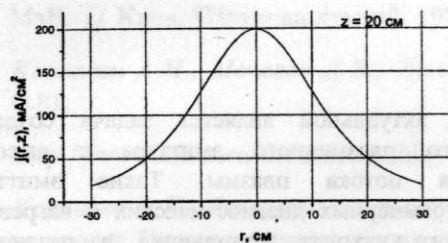


Рис. 1. Модельный профиль плотности потока плазмы.

Исходный поток имеет существенный спад от оси источника к периферии. Видно, что на расстоянии  $r \sim z$  плотность потока падает в 4 раза по отношению к максимуму и относительно высокую однородность эмиссии на поверхности плазменного эмиттера можно получить лишь вблизи центра. Таким образом, можно использовать только приосевую часть плазменной струи, в которой неоднородность потока плазмы составляет несколько процентов. Однако это не эффективно, так как используется лишь малая часть полного потока плазмы.

Для улучшения эффективности использования потока плазмы и повышения однородности в плоскости эмиттера можно поместить на периферию эмиттера магнитное поле, быстро спадающее по направлению к центру системы, которое будет играть для заряженных частиц роль стенки, и отражать заряженные частицы обратно к оси системы. Идея применения периферийного поля впервые была выдвинута Муром [2], развита затем Мак-Кензи [3] и применена в источнике дуопигатрон [4].

Идеальной была бы конфигурация магнитного поля, которая содержала бы только азимутальную компоненту (рис. 2). Такое решение используется, например, в инжекторах «Старт» [5], где периферийное магнитное поле создается «прозрачной» тороидальной системой витков с током порядка 1 кА. Эта система обладает высокой эффективностью, и хорошо зарекомендовала себя в импульсном режиме работы — порядка 1 мс. Однако, в квазистационарном режиме осуществление

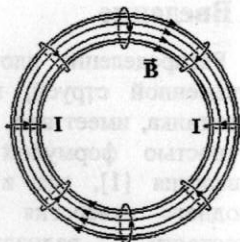


Рис. 2. Идеальная конфигурация магнитного поля.

такой схемы влечет за собой определенные трудности, так как требует мощной системы питания порядка 1 МВт и системы охлаждения. Поэтому для квазистационарных источников более предпочтительно использовать постоянные магниты для создания периферийного магнитного поля. В этом случае отпадает необходимость в электрическом питании и охлаждении, поэтому система оказывается исключительно надежной. Как показывают расчеты и эксперименты, способ получения магнитной стенки путем использования различныхборок из постоянных магнитов проявил свою эффективность и пригодность. Тем более, что в последнее время был достигнут прогресс в создании магнитных материалов с величиной остаточной намагниченности до 1.23 Тл [6].

На рис. 3 представлено поперечное сечение камеры с такой магнитной стенкой на основе постоянных магнитов. Ряды линейных магнитов расположены таким образом, что линии магнитной индукции замыкаются на соседних магнитах, а в соседних рядах направление намагниченности противоположное. Также на рис. 3 представлен график характерного магнитного поля в такой стенке, которое достигает максимума на периферии и очень быстро спадает к центру.

Недостаток конфигурации магнитного поля такого типа состоит в существовании областей (вблизи максимумов поля), где преобладают нормальные компоненты магнитного поля. Это приводит к тому, что часть плазмы будет теряться на стенке, а также становится причиной азимутальных неоднородностей в распределении плотности потока.

## 2. Схема эксперимента

В экспериментах по исследованию и оптимизации магнитной стенки использовался квазистационарный дуговой генератор водородной плазмы с эквивалентным потоком плазмы несколько десятков ампер [8]. Такой источник особенно привлекателен для использования в атомарном инжекторе для диагностики высокотемпературной плазмы на крупных

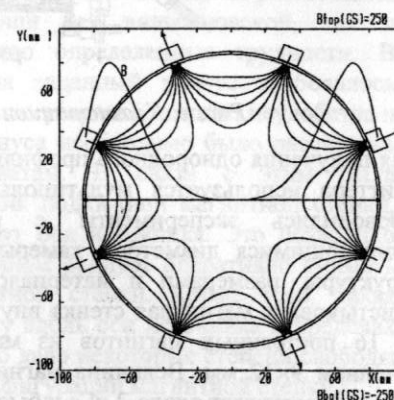


Рис. 3. Структура мультипольного магнитного поля на основе постоянных магнитов.

термоядерных установках, где характерно время эксперимента исчисляется секундами и десятками секунд. Устройство источника представлено на рис. 4

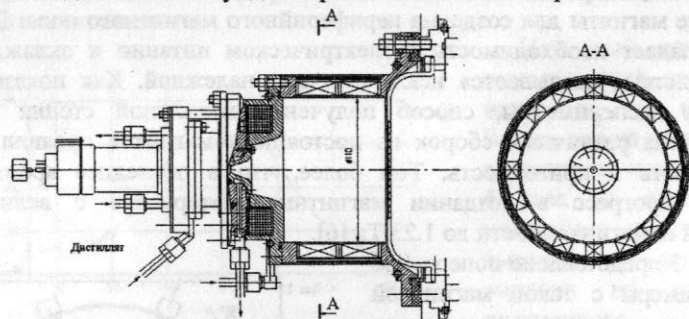


Рис. 4. Квазистационарный источник плазмы.

Для получения однородного профиля плотности потока плазмы в плоскости эмиттера используется мультиполярная периферийная магнитная стенка. Проводились эксперименты с различными магнитными стенками, отличающимися диаметром камеры плазмопровода, периодом магнитной структуры, размерами и материалом магнитов. На рис. 4 к источнику пристыкована магнитная стенка внутренним диаметром 110 мм, состоящая из 16 постоянных магнитов из материала  $Nd_{15}Fe_{77}B_8$  длиной 80 мм и сечением  $9 \times 12$  мм. Величина магнитного поля у внутренней поверхности камеры составляет около 2 кГс и быстро затухает к оси, падая до 0.1 кГс при удалении на 2 см от стенки камеры.

Для измерения профилей потока плазмы в плоскости эмиттера использовался сеточный зонд, состоящий из двух сеток и коллектора. Первая сетка, равно как и корпус зонда, заземлена, с целью не вносить возмущения электрическим полем в окружающую плазму. На вторую сетку подан отрицательный потенциал около  $-2$  кВ, который служит для отсекаания электронов плазмы. Ионный ток измеряется коллектором. Коллектор находится под потенциалом несколько выше потенциала второй сетки ( $-1.8$  кВ). Это сделано для подавления вторичной электронной эмиссии с коллектора.

Экспериментальная установка представляет собой вакуумную камеру, к одному из торцов которой пристыкован генератор плазмы. С противоположного торца, соосно генератору, в камеру введена подвижка, на которую устанавливается сеточный зонд. Ввод подвижки в вакуум осуществлен через уплотнение Вильсона, что позволяет перемещать ее вдоль оси источника ( $Z$ ), а также поворачивать по азимуту. Положение зонда

фиксируется на выбранном расстоянии от оси системы. Таким образом, с помощью вильсоновской подвижки удобно измерять азимутальные зависимости плотности потока плазмы из источника, а также зависимости от координаты  $z$  вдоль оси источника. Кроме того, внутри вакуумной камеры имеется двухкоординатная система смещения зонда, которая при фиксированном выбранном расстоянии до источника плазмы  $Z_{PR}$  позволяет перемещать зонд в плоскости ( $XY$ ), перпендикулярной оси системы. Такая подвижка оказывается весьма полезной при измерении радиальных профилей плотности потока плазмы.

Следует отметить также, что измерение серии азимутальных зависимостей плотности потока плазмы из источника на разных расстояниях от зонда до оси системы при помощи как вильсоновской, так и двухкоординатной подвижки представляло определенные трудности. В первом случае для установки зонда на заданный радиус требовалось развакуумировать рабочий объем камеры, во втором – помимо неудобства в управлении подвижкой, для каждого радиуса необходимо было рассчитать таблицы смещений по двум координатам. В связи с этим была спроектирована и изготовлена конструкция подвижной магнитной стенки, допускающая вращение по азимуту вокруг оси источника. Это позволило при неизменном положении зонда на данном радиусе оперативно снимать угловые зависимости поворотом магнитной стенки. Кроме того, такая конструкция позволяет перемещать стенку вдоль оси источника в пределах 60 мм, а также менять число магнитов, что дало некоторые степени свободы в исследовании и поиске оптимальной конфигурации магнитной стенки.

### 3. Экспериментальные результаты

#### 3.1. Измерение распределений плотности потока плазмы без магнитной стенки

Зависимости плотности потока плазмы от радиального расстояния до оси источника, измеренные без использования в плоскости эмиттера периферийной магнитной стенки, с хорошей точностью аппроксимируются формулой (1) и позволяют получить оценки полного потока плазмы из источника. Также, используя формулу (1) можно вычислить расстояние до анода, с которого начинается изотропный бесстолкновительный разлет частиц ( $\Delta z = 4 - 5$  см).

Оценка полного потока плазмы из источника дает значения порядка 60 А. Ток в полезном сечении эмиттера ( $r < 55$  мм, плоскость эмиттера отстоит от анода на  $z = 160$  мм) вычисляется интегрированием экспериментального

профиля и равен  $I \approx 12$  А. Таким образом, абсолютная эффективность использования потока плазмы без магнитной стенки составляет около 20%.

### 3.2. Исследование влияния магнитной стенки

На рис. 5 представлены радиальные профили плотности потока плазмы в плоскости эмиттера измеренные с использованием магнитной стенки и без нее на расстоянии 160 мм от анода источника. Приведено значение полного тока и однородность плотности потока плазмы на размере эмиттера.

При установке магнитной стенки, на периферии, вблизи стенки плазменного источника, профиль становится неоднородным по азимуту. Светлыми символами обозначен радиальный профиль, измеренный в сечении, где наблюдается минимум, темные символы соответствуют азимуту, при котором наблюдается максимум. На графике помечена также область эмиттера радиусом 55 мм. Установка магнитной стенки дает увеличение тока в полезном сечении на 46%. Кроме того, уменьшается неоднородность с  $\pm 20\%$  в случае, когда магнитная стенка не используется до  $\pm 8\%$  при использовании магнитной стенки из 16 магнитов.

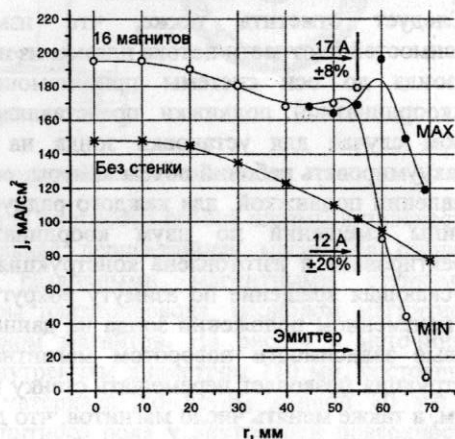


Рис. 5. Плотность потока плазмы из источника с магнитной стенкой и без нее.

### 3.3. Влияние периода магнитной структуры на профиль плотности потока плазмы

На рис. 6 представлены радиальные профили плотности потока плазмы, измеренные на расстоянии 160 мм от анода при использовании разных магнитных стенок. Как и на предыдущем рисунке, светлые символы соответствуют направлению на минимум, а темные — на максимум неоднородности.

Видно, что радиус однородной части профиля для 22 магнитов, больше, чем в экспериментах с 16 магнитами. Это связано с тем, что при увеличении степени мультиполярности магнитной стенки, при неизменном размере камеры источника, кроме увеличения абсолютной величины магнитного поля, его затухание с уменьшением радиуса происходит быстрее. Область сильного магнитного поля отодвигается к периферии камеры, тем самым, расширяя эффективный объем, занимаемый плазмой.

Резкий спад плотности потока на графиках в  $R = 55$  мм и  $R = 62$  мм соответствует магнитному полю  $B = 50 - 80$  Гс. А в магнитном поле  $B \approx 200$  Гс происходит спад плотности потока в  $e$  раз.

### 3.4. Поиск оптимального расстояния от магнитной стенки до эмиттера

Подвижная магнитная стенка позволяет легко получить азимутальный профиль плотности потока плазмы. Для этого достаточно установить сеточный зонд на некотором радиусе в предполагаемой плоскости эмиттера, и, вращая магнитную стенку, измерить зависимость  $j(L)$ , где  $L$  — азимутальная координата на радиусе 173 мм. Этот радиус соответствует радиусу камеры источника и является легко измеряемой величиной. На рис. 7 приведены азимутальные профили плотности потока плазмы на различных радиусах на расстоянии 145 мм от анода. Пунктирная линия соответствует точке на оси системы. Для измерения азимутальных неоднородностей сеточный зонд был введен внутрь магнитной стенки на  $\Delta z = 5$  мм. Видно, что азимутальные неоднородности сосредоточены на периферии при  $R > 55$  мм. При меньших радиусах магнитное поле сильно уменьшается, и профиль плотности становится почти полностью аксиально-симметричным.

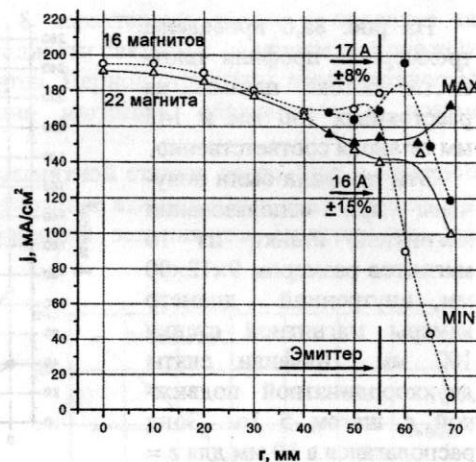


Рис. 6. Плотность потока плазмы для разной степени мультиполярности магнитной стенки.

На рис. 8а,б приведены трехмерные профили плотности потока плазмы на расстояниях 130 мм и 145 мм от анода соответственно.

Эти профили были получены при использовании магнитной стенки из 16 магнитов размером 9×12×80 мм, внутренний диаметр камеры магнитной стенки 102 мм. Профили сняты двухкоординатной подвижкой с шагом 5 мм. Зонд располагался в 10 мм для  $z = 130$  мм и в 25 мм для  $z = 145$  мм от среза магнитной стенки. Плотность тока в плоскости эмиттера составляла 100 мА/см<sup>2</sup>. Полный выход плазмы из источника равнялся 11 экв. А. Эффективность использования потока плазмы с магнитной стенкой составляла около 40%,

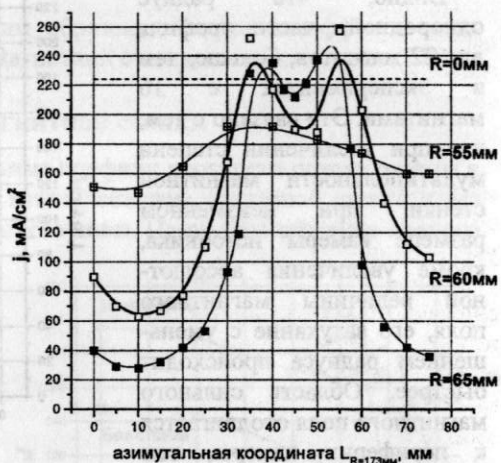


Рис. 7. Азимутальные профили плотности потока плазмы на разных расстояниях от оси источника.

На рис. 8а хорошо заметны 8 характерных пиков и провалов на периферии эмиттера. Эти неоднородности связаны с наличием радиального магнитного поля у полюсов магнитов. Период структуры неоднородностей соответствует периоду следования магнитов, обращенных к плазме одноименными полюсами.

При удалении зонда от среза магнитной стенки, вследствие ослабления магнитного поля, наблюдается сглаживание азимутальных неоднородностей: амплитуда максимумов падает, а провалы заполняются. Вместе с тем, при увеличении  $z$ , происходит уширение профиля плотности, снижающее общую плотность потока. Очевидно, что существует оптимальное расстояние от среза магнитной стенки до эмиттера, когда азимутальные неоднородности существенно уменьшились, а абсолютная величина плотности потока не успела существенно снизиться. На рис. 9 приведены зависимости плотности потока в  $R = 0$  мм (центр) и в  $R = 55$  мм (граница эмиттера) от расстояния между зондом и срезом магнитной стенки  $Z$  для азимутальных углов, на которых наблюдаются минимум и максимум плотности соответственно.

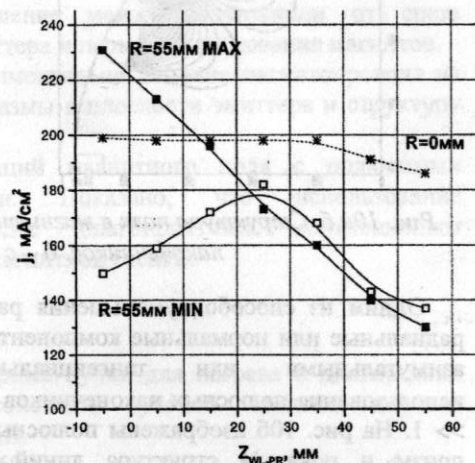


Рис. 9. Зависимость плотности потока от расстояния между магнитной стенкой и эмиссионной поверхностью.

Видно, что при  $Z = 25$  мм кривые почти совпадают, что означает полную диссипацию азимутальных неоднородностей. Именно  $Z = 25$  мм соответствует оптимальному положению эмиттера, так как при больших  $Z$ , однородность начинает снова уменьшаться вместе с общим падением плотности.

### 3.5. Полюсные наконечники

Как уже отмечалось выше, недостатком всех схем магнитных стенок на основе постоянных магнитов является то, что всегда присутствуют компоненты магнитного поля перпендикулярные стенке вакуумной камеры. В результате этого, частицы могут вдоль силовых линий уходить на стенку.

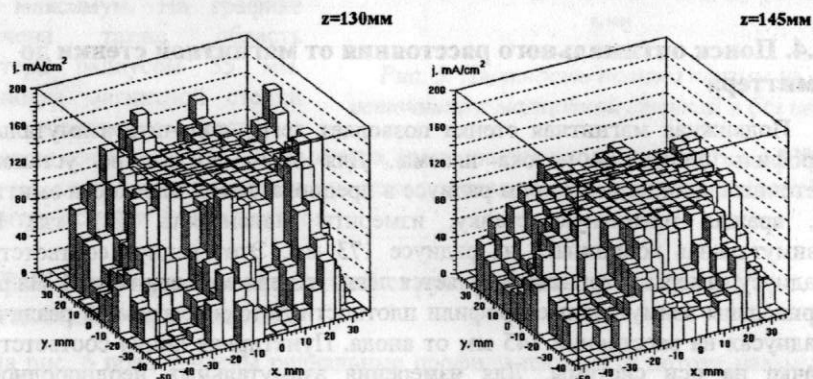


Рис. 8.а,б. Профили плотности потока плазмы,  $D_{\text{камеры}} = 102$  мм.

без стенки – менее 20%. Установка магнитной стенки приводит к тому, что полезный ток эмиттера в круге диаметром 70 мм увеличивался более чем в 2 раза и составлял 4 А, при однородности по сечению ±8%.

Кроме того, возникают неоднородности плотности потока плазмы вдоль стенки вакуумной камеры.

На рис. 10а приведена структура поля магнитной стенки из 16 постоянных магнитов.

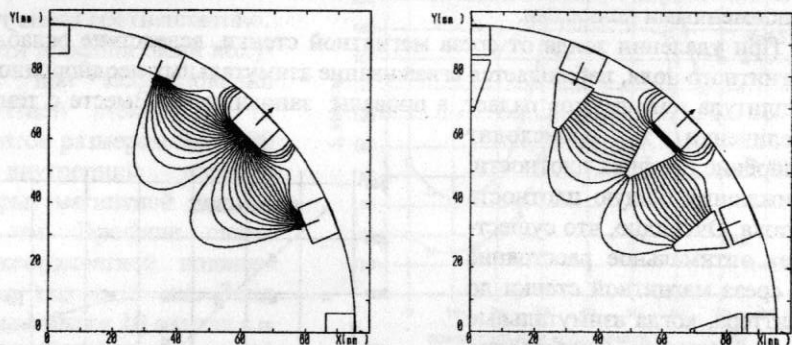


Рис. 10а,б. Структура поля в магнитных стенках. а – без использования наконечников, б – с наконечниками.

Одним из способов уменьшения размеров областей, где преобладают радиальные или нормальные компоненты магнитного поля по сравнению с азимутальными или тангенциальными компонентами является использование полюсных наконечников из ферромагнитных материалов с  $\mu \gg 1$ . На рис. 10б изображены полюсные наконечники в виде треугольных призм и показана структура линий магнитного поля. Данная форма наконечников приводит к тому, что уже на поверхности ферромагнетика вектор индукции магнитного поля имеет очень небольшую радиальную компоненту по сравнению с азимутальной.

Все расчеты магнитных наконечников, представленные на рис. 10 были получены при помощи пакета программ SAM.

Первые эксперименты с полюсными наконечниками, которые, по-видимому, имеют не самую оптимальную форму, не выявили значительных преимуществ такой конфигурации. Достаточно деликатным является вопрос о корректном сравнении результатов экспериментов с наконечниками и без них, поскольку сильно меняется эффективный объем камеры, занимаемый плазмой. Область поля эффективно отражающего частицы приближается к оси системы на размер наконечников.

Сейчас планируется изготовить и испытать наконечники более оптимальной формы и выработать критерии для корректного сравнения этих конфигураций.

#### 4. Заключение

В результате данной работы была найдена оптимальная конфигурация магнитной стенки из 16 постоянных магнитов для диагностического инжектора, разрабатываемого по контракту для установки RFX (Падуя, Италия).

Плотность потока плазмы в эмиттер диаметром 110 мм составила 200  $\text{мА/см}^2$  на оси, при однородности по сечению  $\pm 8\%$ .

Достигнута относительная эффективность магнитной стенки 46%.

Найдено оптимальное соотношение между расстоянием от среза магнитной стенки до плоскости эмиттера и периодом следования магнитов.

Исследовано численно и экспериментально влияние магнитопровода на распределение плотности потока плазмы в плоскости эмиттера и структуру магнитного поля стенки.

Проведены расчеты конфигураций магнитного поля с полюсными ферромагнитными наконечниками. Показано, что использование наконечников приводит к более благоприятным соотношениям азимутального и радиального поля магнитной стенки.

#### 5. Литература

1. Росляков Г.В. Ионные и атомарные пучки для нагрева и диагностики плазмы. Диссертация на соискание ученой степени д.ф.м.н. Новосибирск, 1987, ИЯФ СО РАН.
2. Moore D. AIAA Paper 69-260, 1969.
3. Limpaecher R., MacKenzie K.R. – Rev. Sci. Instr., 1973, v.44, p.726.
4. Stirling W.L., Tsai C.C., Ryan P.M. – Ibid., 1977, v.48, p.533.
5. Давыденко В.И., Димов Г.И., Морозов И.И., Росляков Г.В. Многоамперный импульсный источник протонов. – ЖТФ, 1983, т.53, с.258-263.
6. Физические величины. Под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Москва, Энергоатомиздат, 1991, с.644.
7. Форрестер А. Т. Интенсивные ионные пучки. Москва, Мир, 1991.
8. Н.В. Ступинин и др., Квазистационарный дуговой генератор водородной плазмы. Тезисы докладов XXV Звенигородской конференции по физике плазмы и УТС 1998г.

## Изучение структуры ВЧ колебаний в плазме при ИЦР нагреве на установке АМБАЛ-М

М.В. Муравьев<sup>1</sup>

### Аннотация

В работе проведено экспериментальное исследование структуры высокочастотных колебаний потенциала в установке АМБАЛ-М, возникающих при распространении ВЧ волн генерируемых ИЦР нагревом плазмы. Для этих целей на установке АМБАЛ-М были проведены локальные измерения спектров и радиальных профилей ВЧ поля.

### Введение

Первые эксперименты по ионно-циклотронному резонансному (ИЦР) нагреву были поставлены ещё в конце 60-х – начале 70-х годов на стеллараторах С в Принстоне и "Ураган" в ХФТИ. Первоначально идея нагрева плазмы с использованием так называемого параллельного магнитного "берега" заключалась в следующем: медленные магнитозвуковые (по другому ионно-циклотронные ИЦ) волны, возбуждаемые антенной в области сильного магнитного поля, распространяются вдоль силовых линий, и поглощаются в области циклотронного резонанса. В этих экспериментах были получены значения ионной температуры до 1 кэВ при плотности плазмы порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  [1].

В связи с этим с начала 70-х годов, начались эксперименты по ИЦР нагреву на других установках, но они уже были в основном ориентированы на использование быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн. В ходе экспериментов выяснилось, что эффективный нагрев плазмы в установках со сложной конфигурацией магнитного поля встречает большие трудности при использовании ИЦ волн. Нагрев БМЗ волной возможен, например, на второй

<sup>1</sup> Магистрант ФФ НГУ 2-го года обучения, научные руководители: Рева В.Б., к.ф.-м.н. Соколов В.Г.

гармонике ионной циклотронной частоты или с использованием малой добавки ионов другого сорта. Для этих механизмов оптическая толщина плазмы довольно большая и волны эффективно поглощаются при условии, что плазма имеет большие поперечные размеры. Также при больших поперечных размерах плазмы можно осуществлять нагрев с помощью ИЦ волны, запуская её перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Наибольших успехов удалось достигнуть на установках TFR и PLT, уровень вводимой в плазму мощности ИЦР нагрева составил 2-4 МВт. При этом получен нагрев  $\Delta T_i \approx 0.5$  кэВ при  $n_e \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  (на TFR) и  $\Delta T_i \approx 3-4$  кэВ при  $n_e \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (на PLT) [1].

Для установок с малыми поперечными размерами плазмы оптическая толщина мала, и поэтому эффективный нагрев плазмы требует многократного прохождения волны через область поглощения, что возможно при использовании установок с замкнутой конфигурацией магнитного поля. На установках с открытой конфигурацией магнитного поля, типа открытых ловушек, такой подход мало эффективен, и поэтому для нагрева плазмы требуется найти другие механизмы, дающие возможность получить большую оптическую толщину даже для малых поперечных размеров плазмы и реализовать в них режим однопроходного поглощения.

На открытой ловушке АМБАЛ-М с симметричной конфигурацией магнитного поля ведутся эксперименты по изучению ИЦР нагрева плазмы с помощью антенны типа Нагоя-III, установленной в переходной области между пробкотроном и полукаспом (см. рис. 1). Волны, возбуждаемые антенной в области сильного магнитного поля, распространяются в пробкотрон и поглощаются в области циклотронного резонанса.

В первой серии проведённых экспериментов с включением ИЦР нагрева плазмы выяснилась недостаточная эффективность данного метода нагрева, энергосодержание плазмы, измеренное с помощью диамагнитной петли, возрастало по сравнению с обычными выстрелами на 10-15%. Поэтому, для выяснения эффективности передачи энергии от антенны к плазме важно знать пространственную структуру, а так же законы дисперсии для ВЧ волн.

В связи с этим на установке АМБАЛ-М (рис. 1) были проведены локальные измерения спектров и радиальных профилей ВЧ поля с помощью набора электростатических зондов, установленных на выделенную силовую линию магнитного поля вдоль оси установки. С помощью данного набора зондов был так же определён сдвиг фаз колебаний потенциала вдоль магнитного поля. Изучалось влияние изменения магнитного поля в установке на структуру колебаний ВЧ поля в плазме установки.

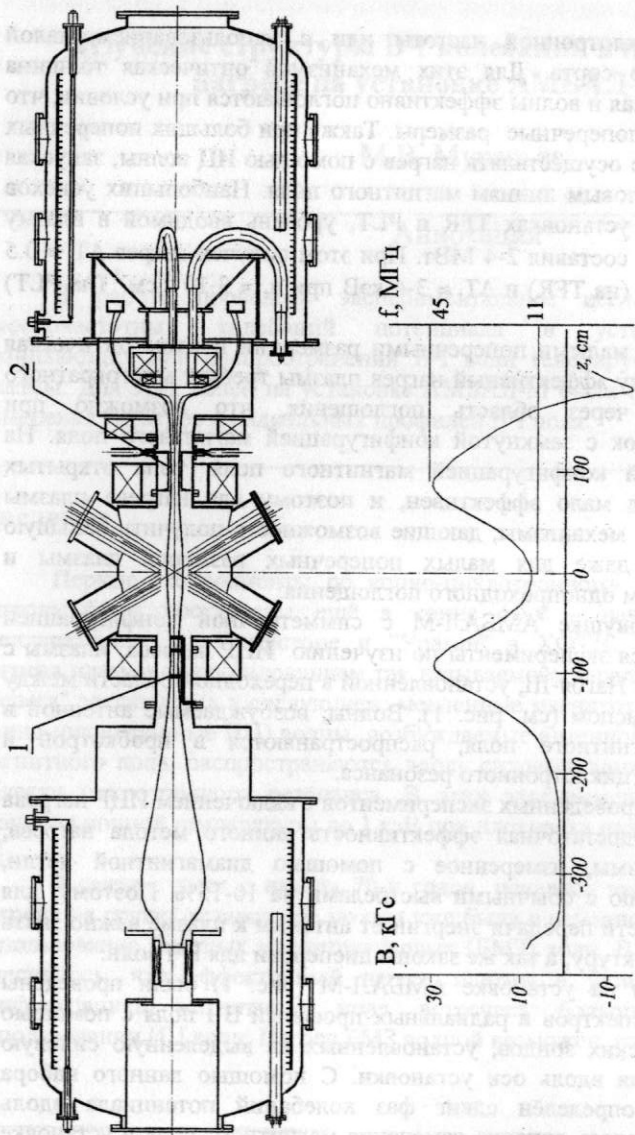


Рис. 1. Схема установки АМБАЛ-М. Внизу показано магнитное поле и ионная циклотронная частота на оси установки. 1 - ленточные зонды расположены во входной пробке:  $Z = -106, -66$  и  $-46$  см. 2 - ИЦР антенна расположена в  $Z = +95$  см.

В измерениях были зарегистрированы колебания ВЧ потенциала на частоте генератора  $f_0 = 10$  МГц, а также на кратных частотах, вплоть до частоты 70 МГц. Измерения показали, что амплитуда ВЧ колебаний потенциала в пробкотроне имеет трубчатый профиль и максимальна на радиусе  $R = 3$  см. Характерная амплитуда колебаний потенциала имеет величину около 100 В. По измеренному сдвигу фаз между колебаниями потенциала ВЧ поля на двух зондах был определен радиальный профиль эффективного продольного волнового вектора колебаний. Характерное значение  $k_{\parallel}^{\text{эфф}} \approx 10^{-2}$  см $^{-1}$ . Обнаружено, что значение эффективного продольного волнового вектора ВЧ колебаний уменьшается при увеличении величины магнитного поля в установке как  $k_{\parallel}^{\text{эфф}} \propto 1/B$ . Полученные экспериментальные данные могут быть использованы при построении численной модели распространения и поглощения ВЧ волн в плазме.

## 1. Схема измерений

Общая схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Параметры стартовой плазмы без ИЦР нагрева приведены в таблице 1 [2].

Параметры стартовой плазмы	
В пробкотроне	В области пробки
$n \approx 10^{13}$ см.	$n \approx 10^{12}$ см.
Радиус плазмы $\approx 7-8$ см.	Радиус плазмы $\approx 5$ см.
$T_i \approx 160 - 250$ эВ.	
$T_e \approx 40 - 60$ эВ.	
Время жизни плазмы $\approx 2$ мс.	
Давление остаточного газа $p \approx 10^{-6}$ Па.	

Табл. 1

Ввод ИЦР мощности осуществлялся с помощью двухполосной антенны типа Нагоя-III (рис. 2), установленной в переходной области между пробкотроном и полукаспом. Волны, возбуждаемые антенной в области сильного магнитного поля, распространяются в пробкотрон и поглощаются в области циклотронного резонанса.



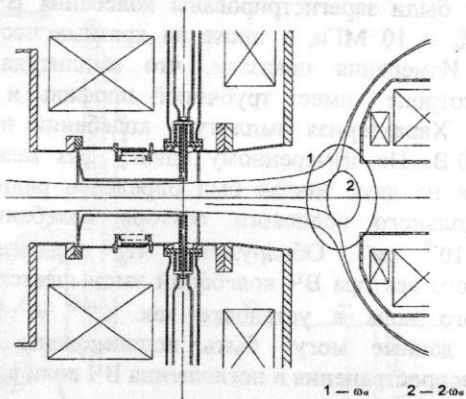


Рис. 2. Антенна для ИЦР нагрева. Линиями 1 и 2 показаны резонансные поверхности для основной и первой частот ИЦ волн в полукрасе.

Выполненные эксперименты осуществлялись с использованием одной полосы антенны. Параметры ИЦР антенны, ВЧ генератора и плазмы в области антенны представлены в табл. 2.

Параметры ИЦР антенны	Параметры плазмы в области ИЦР антенны
$f_0 = 10$ МГц.	$n \approx 6 \cdot 10^{12}$ см
Uгенератора $\approx 6$ кВ	$T_i \approx 160 - 250$ эВ
Ток антенны $\approx 100$ А	$T_e \approx 40 - 60$ эВ
$P \approx 300$ кВт	Радиус плазмы $\approx 5$ см
Длина антенны = 40 см	Магнитное поле = 28,5 кГс

Табл. 2

Регистрация ВЧ колебаний в плазме проводилась тремя одиночными зондами для измерения плавающего потенциала. Зонд представляет собой проволочку из вольфрама диаметром  $\varnothing 0.4$  мм и длиной  $l = 5$  мм. Зонды расположены во входной пробке, в сечениях  $z_1 = -106$  см,  $z_2 = -66$  см,  $z_3 = -46$  см. Координата входной пробки  $z_{пр} = -86$  см (см. рис. 1). Зонды жёстко скреплены между собой, и могут перемещаться координатным устройством по радиусу от 0 до 6 см. Перемещение происходит таким образом, что 1-й и 2-й зонды всегда расположены на одной силовой линии. Координата "z" отсчитывается от центра концевой пробкотрона.

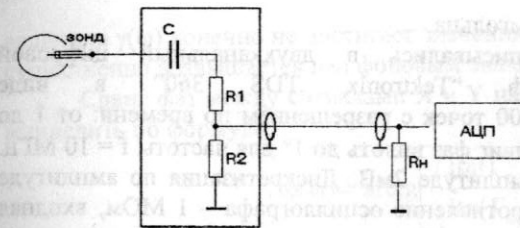


Рис. 3 Схема измерительной линии.

С целью избавления от нежелательных помех, связанных с регистрацией низкочастотных колебаний потенциала, в измерительную линию был встроены пассивный RC-фильтр высоких частот с "частотой отсечки"  $f_{\phi} = 100$  кГц. В мишенной установке АМБАЛ-М, благодаря наличию неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, присутствуют низкочастотные колебания плазмы с большой амплитудой, составляющие основной вклад в спектр на частотах до 200кГц. Эти колебания обусловлены дрейфом заряженных частиц в скрещенных  $E_r \times B_{||}$  полях. Здесь радиальное электрическое поле  $E_r \approx 100$ В/см возникает из-за особенностей конструкции источника плазмы [3].

Коэффициент ослабления сигнала напряжения в системе: зонд, кабель, компенсированный делитель в зависимости от частоты подаваемого сигнала представлен на рис. 4. [4]. Конкретные значения резисторов и конденсаторов для фильтра выбирались с

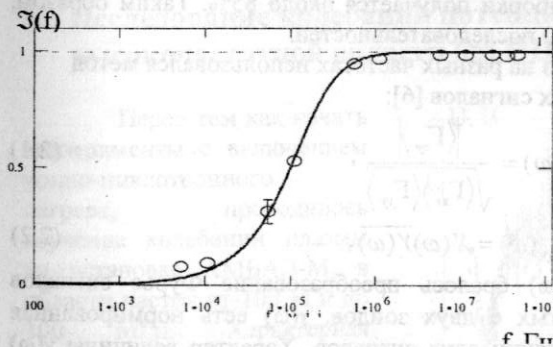


Рис. 4. Сплошной линией представлен теоретич. коэффициент ослабления сигнала в измерительной линии  $Z(f)$ , кружками показаны значения  $Z(f)$ , измеренные в модельных экспериментах.

учётом характерных значений плавающего потенциала и тока на одиночный, ленгмюровский зонд [5]. Преследовалась цель минимально исказить форму сигнала в области частот от 1 МГц до 100 МГц.

Измерения проводились через 1.5 мс после включения источника плазмы, что соответствует максимальной плотности плазмы в пробкотроне, кроме того к этому

времени затихают высшие гармоники колебаний, связанных с

неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца.

Сигналы с зондов записывались в двухканальный цифровой высокочастотный осциллограф "Tektronix TDS 360" в виде последовательности с длиной 1000 точек с разрешением по времени: от 1 до 100 нс, что позволяет измерять сдвиг фаз вплоть до  $1^\circ$  для частоты  $f = 10$  МГц. Максимальное разрешение по амплитуде 2мВ. Дискретизация по амплитуде сигнала равна 256. Входное сопротивление осциллографа – 1 МОм, входная ёмкость осциллографа - 20 пФ.

## 2. Обработка данных

Быстрое преобразование Фурье делалось при временном разрешении  $\Delta t = 2$  нс в окне 128 точек. То есть максимальная частота регистрируемая в экспериментах  $\nu_{\max} = 2/\Delta t$ ;  $\nu_{\max} = 100$  МГц, а минимальная  $\nu_{\min} = 0.7$  МГц соответственно. Для того, чтобы с большей вероятностью избавиться от случайной ошибки, полученная спектральная зависимость  $V(\omega)$  усреднялась по ансамблю идентичных выстрелов. Так же с целью увеличения выборки сигнал длительностью в 1000 точек разбивался на несколько сигналов длиной 128 точек с частичным перекрытием. Известно что при перекрытии сигналов равном 50%, независимость выборки получается около 85%. Таким образом, достигался объём выборки до 30 последовательностей.

Для измерения сдвига фаз на разных частотах использовался метод фазо-частотной корреляции двух сигналов [6]:

$$\gamma(\omega) = \frac{\langle \Gamma_{xy} \rangle}{\sqrt{\langle \Gamma_{xx} \rangle \langle \Gamma_{yy} \rangle}}, \quad (2.1)$$

$$\Gamma_{xy}(\omega) = X(\omega) \overline{Y(\omega)}, \quad (2.2)$$

в качестве  $X(\omega)$  и  $Y(\omega)$  бралось преобразование Фурье сигналов флуктуации потенциалов, снятых с двух зондов.  $\gamma(\omega)$  есть нормированная спектральная плотность корреляции двух сигналов. Характер величины  $\gamma(\omega)$  можно понять на примере двух сигналов представляющих собой чистые синусоиды с различным значением частот и фаз. Если оба сигнала будут иметь одинаковую частоту  $\omega_0$ , то соответственно посчитанная спектральная плотность корреляции будет равна единице ( $\gamma(\omega) = 1$ ), на всех остальных частотах  $\gamma(\omega)$  будет равна нулю. Если сигналы имеют разные частоты, то  $\gamma(\omega)$  всюду будет равна нулю. При рассмотрении корреляции реальных сигналов

величина  $\gamma(\omega)$  конечно не достигает значения 1, но при совпадении частот  $\gamma(\omega)$  существенно возвышается над фоновым значением.

Сдвиг фаз между сигналами X и Y на соответствующей частоте можно вычислить по формуле:

$$\Delta\phi(\omega) = \arctg \left[ \frac{\langle \text{Im}(\Gamma_{xy}) \rangle}{\langle \text{Re}(\Gamma_{xy}) \rangle} \right]. \quad (2.3)$$

Скобки  $\langle \rangle$  - означают усреднение по ансамблю.

Так же, для основной фурье-гармоники сдвиг фаз вычислялся с помощью корреляционной функции  $R(\tau)$ :

$$R(\tau) = \frac{\langle V(z_1, t) \cdot V(z_2, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle V^2(z_1, t) \rangle \langle V^2(z_2, t) \rangle}}, \quad (2.4)$$

где  $\tau$  - временной сдвиг между сигналами с двух зондов,  $z_1$  и  $z_2$  – продольная координата положения каждого зонда, здесь скобки  $\langle \rangle$  - означают усреднение по времени. Зная временной сдвиг, можно вычислить сдвиг фазы между двумя сигналами:  $\Delta\phi = \tau \cdot \omega_0$ .

## 3. Исследование колебаний потенциала плазмы в высокочастотной области без ИЦР нагрева.

Перед тем как начать эксперименты с включением ионно-циклотронного нагрева, проводилось изучение колебаний плазмы на установке АМБАЛ-М, в области частот от 100 кГц до 100 МГц. Характерная осциллограмма колебаний потенциала в установке АМБАЛ-М представлена на рис. 5. В плазме АМБАЛА обнаруживаются колебания потенциала в

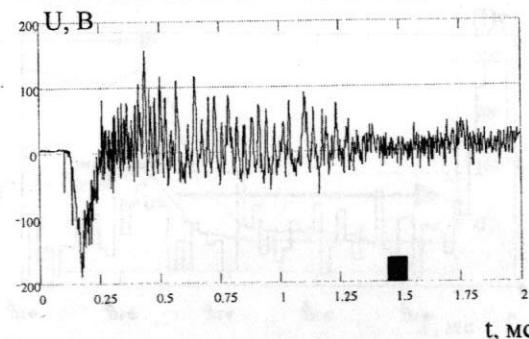


рис. 5. Осциллограмма колебаний потенциала в установке АМБАЛ-М. Чёрным квадратом выделена временная область ВЧ-измерений.

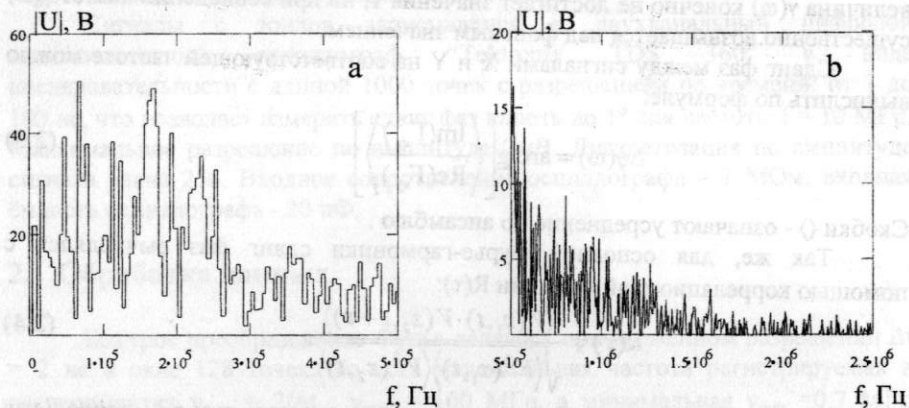


Рис. 6. Спектр электростатических флуктуаций плазмы в пробкотроне АМБАЛ-М через 1.5 мс после включения плазменной пушки.

низкочастотной области 10 – 200 кГц (рис. 6а). Из предыдущих работ известно, что эти колебания вызваны неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца (НКГ), и частоты колебаний потенциала, регистрируемые в экспериментах, кратны частоте дрейфового азимутального вращения заряженных частиц плазмы в скрещенных  $E_r \times B_{||}$  полях - радиальном электрическом и продольном магнитном [7].

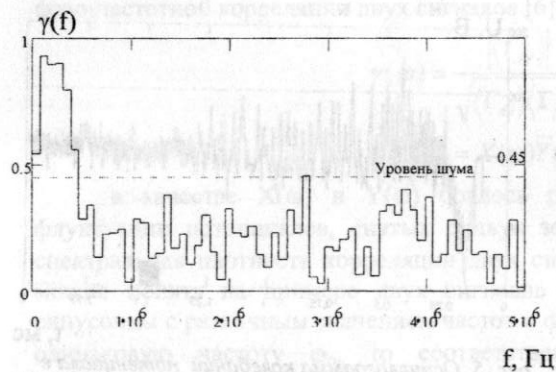


Рис. 7. Спектральная плотность корреляции сигналов потенциала, снятых с двух зондов, расположенных на одной силовой линии в установке.

Проведенные исследования по отысканию волн в плазме установки МАЛ показали, что в плазме имеются интенсивные колебания потенциала в области частот до 100 кГц, соответствующее измерение сдвига фаз на гармониках НКГ дало оценку для величины продольной составляющей эффективного волнового вектора  $k_{||}^{эксп} \leq 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ . Эта величина

обуславливается существующим пределом измерений  $\Delta\phi$ , и говорит о том, что в плазме установки МАЛ либо вовсе отсутствуют волны на данных частотах, либо волны обладают  $k_{||}$  меньше, чем измеренный. В области частот выше 200 кГц обнаружить корреляцию сигналов на гребёнке зондов не удалось. Эти измерения, согласуются с выводами теории НКГ о том, что продольная составляющая длины волны должна быть больше, либо равна длине установки.[8]

На рис. 7 представлен график спектральной плотности корреляции потенциалов  $\gamma(f)$ , снятых с двух зондов расположенных на одной силовой линии магнитного поля, вычисленной по формуле (3.1). В области частот до 200 кГц виден пик соответствующий колебаниям, вызванным неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Эти колебания имеют желобковый характер, то есть потенциал плазмы измеренный вдоль одной силовой линии магнитного поля имеет идентичные частотные спектры.

#### 4. Измерение ВЧ колебаний потенциала в концевом пробкотроне установки АМБАЛ-М при ИЦР нагреве,

В экспериментах для получения высокочастотного напряжения использовался двухламповый генератор ВЧ мощности. [9] На рис. 8 изображены типичные осциллограммы напряжения на генераторе и тока ВЧ

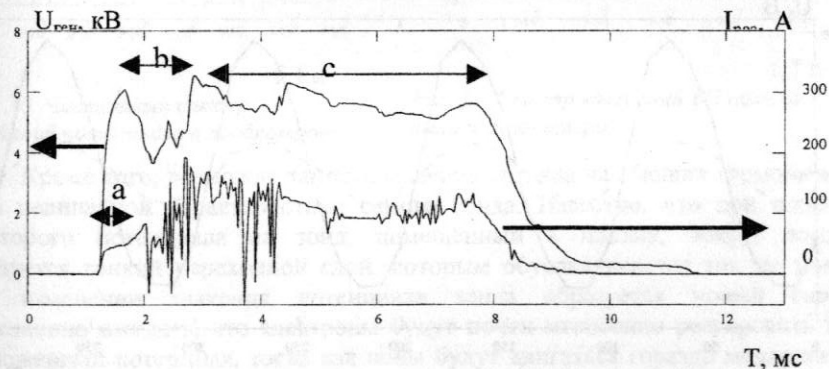


Рис. 8. Осциллограммы напряжения на генераторе ВЧ-мощности, а так же ток разряда. а – время работы ВЧ генератора без напуска газа. б – время работы источника плазмы. с - время работы ВЧ генератора после выключения источника плазмы.

разряда. На участке "а" (рис. 8) ВЧ генератор работает без нагрузки, так как источник плазмы ещё не включён, однако виден небольшой ток разряда, отличный от нуля. Это объясняется ВЧ разрядом на остаточном газе в установке. На участке "b" включается источник плазмы. По графику видно, что в момент появления плазмы напряжение на генераторе несколько уменьшается, что объясняется интенсивной передачей энергии от ВЧ антенны к плазме. Горение разряда в плазме после выключения источника плазмы (участок "с") обуславливается наличием ВЧ разряда на газе напущенном источником плазмы.

В экспериментах с использованием ИЦР-нагрева ввод ВЧ-мощности осуществлялся с помощью антенны типа Нагойя-III, расположенной в выходной пробке  $Z = 95$  см в направлении оси установки (см. рис. 1). Волны, возбуждаемые антенной, распространяются вдоль силовых линий магнитного поля в плазме. После прохождения через пробкотрон до входной пробки, волны регистрируются по колебаниям потенциала плазмы с помощью системы зондов (см. Гл. 2). На рис.9 представлены типичные осциллограммы ВЧ-флуктуаций потенциала, снятые двумя зондами, расположенными на одной силовой линии магнитного поля на расстоянии 40 см друг от друга. Видно, что сигналы представляют собой практически чистую синусоиду. На рис. 10 представлен характерный спектр ВЧ-колебаний потенциала. Видно, что кроме сигнала на основной частоте 10 МГц присутствуют так же сигналы на высших

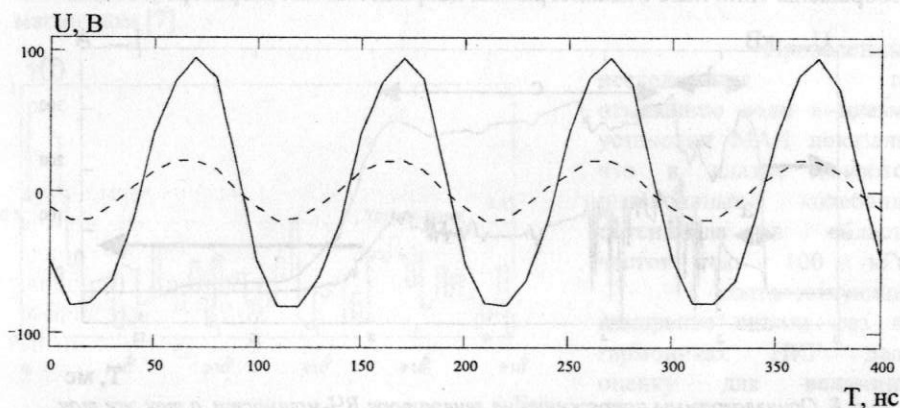


Рис. 9. Характерный вид колебаний потенциала с двух зондов, расположенных во входной пробке. Сплошная линия – зонд со стороны пробкотрона, пунктирная линия – зонд со стороны транспортной области.

гармониках вплоть до 70 МГц. Кроме того, видно, что сигнал на основной частоте почти на порядок выше остальных сигналов, что объясняет форму колебаний на рис. 9.

Возможно несколько объяснений возникновения сигналов на высших гармониках. Одним из них является неидеальность генератора ВЧ мощности. Для проверки этой гипотезы были измерены колебания ВЧ поля непосредственно на выходе самого генератора (рис. 11.). По данному графику видно, что форма спектра отличается от представленного выше на рис. 10, кроме того видно, что сигнал гармоники на частоте 20 МГц много меньше основного сигнала и даже меньше сигнала на частоте 30 МГц, это объясняется специальной, симметричной схемой генератора ВЧ мощности.

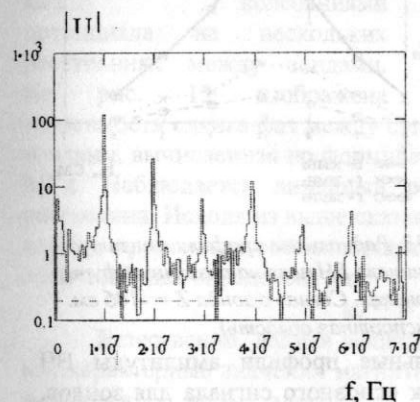


Рис. 10. Частотный спектр колебаний потенциала в пробкотроне.

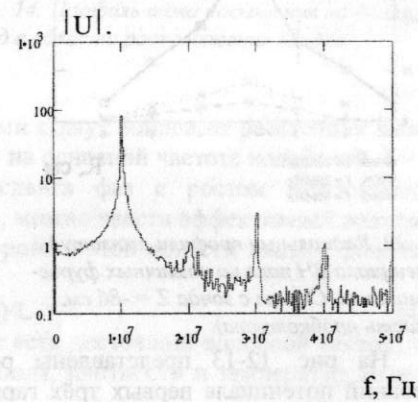


Рис. 11. Спектр колебаний ВЧ поля на выходе генератора.

Кроме того, возможно также появление сигнала на высших гармониках из-за нелинейной характеристики самого зонда. Известно, что при подаче некоторого потенциала на зонд, помещённый в плазму, вокруг зонда образуется тонкий переходной слой, которым обуславливается ток на зонд. При изменении значения потенциала зонда образуется новый слой. Естественно ожидать, что электроны будут почти мгновенно реагировать на приложенный потенциал, тогда как ионы будут двигаться гораздо медленнее.

Максимальная скорость ионов имеет порядок  $v_s = \sqrt{T_e/m_i}$ , и для образования нового слоя они должны пройти расстояние порядка

$$h = \sqrt{T_e/4\pi n_0 e^2};$$

отсюда можно предположить, что верхняя граница

частотной характеристики зонда по порядку величины равна ионной плазменной частоте  $\omega_{pi} = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_i}$ . Это составляет  $f_{pi} = 5 \cdot 10^8$  Гц, что намного больше интересующей нас области частот. По нашему мнению генерация колебаний на этих частотах обусловлена специфическим взаимодействием основной волны с плазмой. Поэтому для более точного выяснения вопроса возникновения высших гармоник сигнала требуется проведение дополнительных исследований.

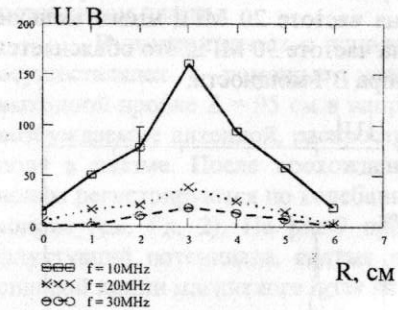


Рис. 12. Радиальные профили амплитуды потенциала ВЧ поля на различных фурье-гармониках. Сигнал с зонда  $Z = -86$  см. (область пробкотрона).

На рис. 12-13 представлены радиальные профили амплитуды ВЧ колебаний потенциала первых трёх гармоник основного сигнала для зондов, расположенных в области входной пробки со стороны пробкотрона и со стороны транспортной области соответственно. Видно, что в профиле амплитуды существует ярко выраженный максимум на радиусе  $R = 3$  см, что соответствует проекции разрядного канала источника плазмы. По представленным графикам видно, что ВЧ волны существуют также и вне пробкотрона, в запробочной области. Кроме того, видно, что амплитуда колебаний потенциала на зонде, расположенном со стороны пробкотрона в несколько раз больше амплитуды колебаний потенциала на зонде, расположенном со стороны транспортной области. Отсюда можно сделать благоприятный вывод о том, что основная доля энергии ВЧ волн содержится внутри пробкотрона. Для выяснения причин такого специфического профиля амплитуды были проведены измерения радиальной зависимости тока насыщения на двойной ленгмювский зонд в области входной пробки,

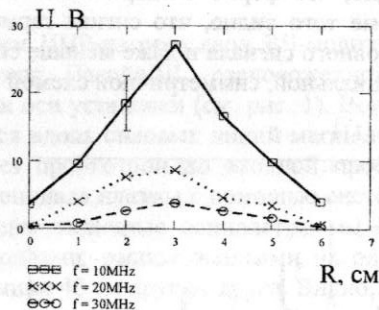


Рис. 13. Радиальные профили амплитуды потенциала ВЧ поля на различных фурье-гармониках. Сигнал с зонда  $Z = -106$  см. (транспортная область).

который при определённых условиях пропорционален плотности плазмы (рис. 14). Из представленного графика видно, что предполагаемого максимума на радиусе  $R = 3$  см нет.

Имея сигналы с двух зондов, можно получить сдвиг фаз между данными сигналами. Были измерены сдвиги фаз между колебаниями потенциала на нескольких расстояниях между зондами. На рис. 15 изображена зависимость сдвига фаз между сигналами с двух зондов от расстояния между зондами, вычисленная по формуле (2.3) на основной частоте колебаний  $f = 10$  МГц. Наблюдается линейный рост сдвига фаз с ростом межзондового расстояния. Исходя из выше сказанного, можно ввести эффективный волновой вектор, продольная составляющая которого в этой области плазмы довольно логично будет определена как:

$$k_{||}^{\text{эфф}} = \Delta\phi(\omega)/L \quad (4.1)$$

Естественно, данная величина не есть настоящий волновой вектор, так как характерные значения магнитного поля, плотности и температур заметно меняются на длинах порядка расстояния между зондами. То есть реальный волновой вектор будет иметь разные значения в области плазмы между зондами. Поэтому данный  $k_{||}^{\text{эфф}}$  есть некоторое среднее значение всех истинных  $k_{||}(z)$  на расстоянии от первого до второго зондов. Но по рис. 15 видно, что сдвиг фаз линеен с ростом расстояния между зондами

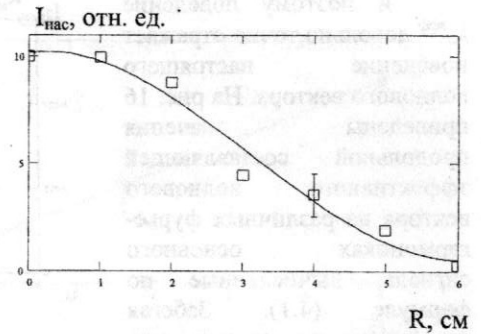


Рис. 14. Профиль тока насыщения на двойной зонд в области расположения зондов.

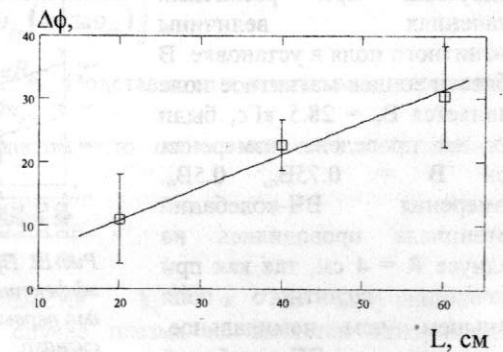


Рис. 15. Зависимость сдвига фаз от расстояния между зондами на основной частоте 10 МГц.

и поэтому поведение  $k_{\parallel}^{\text{эфф}}$  довольно точно отражает поведение настоящего волнового вектора. На рис. 16 приведены значения продольной составляющей эффективного волнового вектора на различных фурье-гармониках основного сигнала, вычисленные по формуле (4.1). Забегая вперёд, можно сказать, что форма  $k_{\parallel}^{\text{эфф}}(f)$  совпадает с выводами приближённой теории (формула (4.4)). На рис. 17 изображены радиальные зависимости продольной составляющей эффективного волнового вектора ВЧ волны для первых трёх фурье-гармоник основного сигнала. Из графика видна нетривиальная структура  $k_{\parallel}^{\text{эфф}}$ , для объяснения которой требуется численное моделирование процесса распространения ВЧ-волн в плазме установки.

На рис. 18 изображены значения продольной составляющей эффективного волнового вектора ВЧ-колебаний при различных значениях величины магнитного поля в установке. В области зондов магнитное поле равняется  $B_0 = 28.5$  кГс, были так же проведены измерения при  $B = 0.75B_0, 0.5B_0$ . Измерения ВЧ-колебаний потенциала проводились на радиусе  $R = 4$  см, так как при значении магнитного поля меньше, чем номинальное, амплитуда ВЧ-колебаний потенциала в приосевой области была близка к нулю. Из графика видно, что

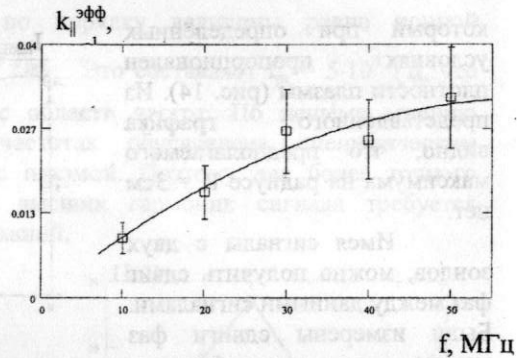


Рис. 16. Зависимость продольной составляющей эффективного волнового вектора от частоты колебаний.

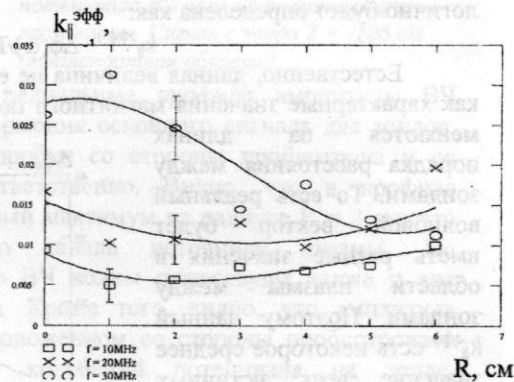


Рис. 17. Профили продольной составляющей эффективного волнового вектора ВЧ колебаний для первых трёх фурье-гармоник основного сигнала.

экспериментальные данные хорошо ложатся на прямую обратной зависимости от магнитного поля, то есть  $k_{\parallel}^{\text{эфф}} \propto 1/B$ .

Из теории распространения волн в холодной замагниченной плазме попробуем оценить значение продольной составляющей волнового вектора ВЧ-колебаний [10]. Закон дисперсии в этом приближении имеет вид:

$$k_{\parallel}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2}{(\omega \pm \omega_{ce})(\omega \pm \omega_{ci})} \right] \quad (4.2)$$

Интересующая нас область:  $\omega \ll \omega_{ce}$  — частоты, много меньшие электронной циклотронной частоты, кроме того:  $\omega_{pe} \gg \omega_{pi}$ ,  $\omega_{pe}^2 / \omega_{ci} \omega_{ce} \gg 1$  то выражение (4.2) можно упростить:

$$k_{\parallel}^2 \approx \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}(\omega \pm \omega_{ci})} \right] \quad (4.3)$$

где  $\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}$  и  $\omega_{ce} = \frac{eB_0}{m_e c}$ . Подставив эти величины в выражение

(4.3) и воспользовавшись тем фактом, что плазма является нейтральной, получим:

$$k_{\parallel} \approx \frac{\omega}{B} \sqrt{\frac{4\pi n_i \omega_{ci}}{\omega_{ci} \pm \omega}} \quad (4.4)$$

что соответствует зависимости  $k_{\parallel}^{\text{эфф}} \propto 1/B$  полученной в экспериментах. Хотя, в нашем случае плазма не является однородной, неограниченной и не находится в однородном магнитном поле, что было допущено при выводе этих формул. Разные знаки в знаменателе формулы (4.4)

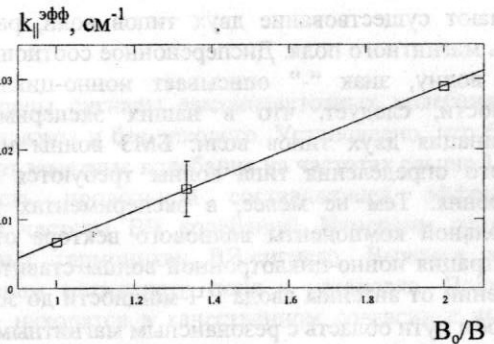


Рис. 18. Значения продольной составляющей эффективного волнового вектора ВЧ-колебаний основной фурье-гармоники при различных значениях магнитного поля в установке.  $B_0 = 28.5$  кГс — в пробке.

означают существование двух типов волн, распространяющихся в плазме, вдоль магнитного поля. Дисперсионное соотношение со знаком "+" описывает БМЗ волну, знак "-" описывает ионно-циклотронную волну. Отсюда, в частности, следует, что в наших экспериментах измеряется некоторая комбинация двух типов волн: БМЗ волны и ионно-циклотронной; и для точного определения типа волны требуются провести более углубленные измерения. Тем не менее, в экспериментах по нахождению зависимости продольной компоненты волнового вектора от величины магнитного поля регистрация ионно-циклотронной волны ставится под вопросом, так как при движении от антенны ввода ВЧ-мощности до зондов, данная волна встречает на своём пути область с резонансным магнитным полем, т.е.  $2\pi f_0 = \omega_{ci}$  (при  $B = 0.75B_0$  и  $0.5B_0$ ), где она испытывает поглощение. Кроме того, эта волна встречает на своём пути область, запрещённую для распространения данного типа волн. Однако, не исключается возможность туннелирования волны сквозь резонансную и запрещённую области плазмы.

Зная значение величины магнитного поля:  $B = 28.5$  кГс и плотности плазмы:  $6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в области зондов, можно оценить теоретическое значение продольной компоненты волнового вектора:  $k_{||}^{теор(+)} \approx 1 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>,  $k_{||}^{теор(-)} \approx 1.4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>, что находится в хорошем качественном согласии с экспериментально полученным значением  $k_{||}^{эксп} \approx 1 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>. То есть  $k_{||}^{эксп}$  совпадает с  $k_{||}$  для БМЗ волны.

Исходя из всего выше сказанного, можно сделать некоторые рекомендации по поводу улучшения эффективности ИЦР нагрева. Так как ВЧ волны возбуждаются, в основном, в периферийной области плазмы, вследствие чего возникает радиальное электрическое поле. Это, в свою очередь, приводит к увеличению поперечной диффузии частиц плазмы. Вполне возможно, что именно по этой причине прирост энергосодержания плазмы незначителен. Для улучшения характеристик ИЦР-нагрева плазмы нужно добиться исключения провала в профиле амплитуды ВЧ-волны, так же желательно иметь большую толщину плазмы в области поглощения ИЦ-волны. Кроме того, существующая антенна Нагойя-III способна генерировать как БМЗ волну, так и ионно-циклотронную волну, и непонятно в какую именно волну вкладывается большая мощность. Поэтому нужно провести дополнительные исследования по вопросу: с помощью какой волны греть плазму эффективнее, и добиться перекачки ВЧ мощности именно в нужную волну.

## 5. заключение

В данной работе измерены сигналы высокочастотных колебаний и их спектры при ИЦР нагреве плазмы и без такового. Установлено, что без ИЦР нагрева в плазме отсутствуют заметные колебания на частотах свыше 1 МГц.

Определена зависимость продольной составляющей эффективного волнового вектора  $k_{||}^{эфф}$  от частоты ВЧ колебаний. Измерены радиальные профили  $k_{||}^{эфф}$  на различных гармониках ВЧ-сигнала. Выяснен характер поведения  $k_{||}^{эфф}$  с изменением магнитного поля в установке. Полученные экспериментальные данные находятся в качественном согласии с выводами приближённой теории.

## Список литературы

- [1] В.Е.Голант, В.И.Фёдоров, Высокочастотные методы нагрева плазмы в тороидальных термоядерных установках, Москва: Энергоатомиздат, 1986.
- [2] Akhmetov T.D., Belkin V.S., Bender E.D., Davydenko V.I., Igoshin V.G. et al., Experiments on ICRH at the end system of AMBAL-M, "Open Systems 98", Int. Conf. On Open Magnetic Systems for Plasma Confinement, Novosibirsk, July 27-31, 1998.
- [3] A.A. Kabantsev, S.Yu. Taskaev, High-temperature plasma flows for use in open traps, "Open Systems 93", Int. Conf. on Open Plasma Confinement Systems for Fusion, BINP, Novosibirsk, June 14-18, 1993.
- [4] У. Тутце, К. Шенк, Полупроводниковая схмотехника, Москва: Мир, 1982.
- [5] Ф. Чен, Электрические зонды, "Диагностика плазмы", Москва: Мир, 1967, стр. 94.
- [6] D.E. Graessle, S.C. Prager, & R.N. Dexter, Q dependence of magnetic turbulence in a tokamak, Phys. Fluids, 1991, V. 3; P. 2626.
- [7] Кабанцев А.А., Таскаев С.Ю., Низкочастотная дрейфовая неустойчивость плазменной струи желобкового типа, Физика плазмы, 1990, Т. 16, С. 700.
- [8] Perkins F.W., Jassby D.L., Phys. Fluids, 1971, V. 14, P. 102.
- [9] V.S. Belkin et al., First phase of AMBAL-M experiment, In Proc. Int. Conf. on Open Plasma Confinement for Fusion, p.37, World Scientific, Singapore, 1994.
- [10] Н.Кролл, А.Трайвелтис, Основы физики плазмы, Москва: Мир, 1975.