

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Мельник Андрей Дмитриевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННОГО КОМПОНЕНТА ПЛАЗМЫ  
В ТОКАМАКАХ ПРИ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ  
МЕТОДОМ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
старший научный сотрудник,  
доктор физ.-мат. наук

Чернышев Федор Всеволодович

Санкт-Петербург

2017

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	10
1.1 Описание и особенности токамаков Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS.....	18
1.2 Дополнительный нагрев ионов методом нейтральной инжекции.....	20
1.2.1 Основные особенности дополнительного нагрева методом нейтральной инжекции.....	21
1.2.2 Взаимодействие нейтрального пучка с плазмой.....	25
1.2.3 Взаимодействие быстрых ионов с плазмой.....	27
1.2.4 Потери быстрых частиц при нейтральной инжекции.....	29
1.2.5 Функция распределения быстрых частиц.....	32
1.2.6 Заключение к разделу 1.2.....	37
1.3 Диагностические методы исследования поведения ионного компонента плазмы.....	38
1.3.1 Спектроскопическая диагностика.....	40
1.3.2 Нейтронная спектрометрия.....	45
1.3.3 Корпускулярная диагностика.....	48
1.3.4 Измерения ионной температуры при помощи корпускулярной диагностики.....	52
1.3.5 Измерения функции распределения быстрых частиц методом корпускулярной диагностики.....	57
1.3.6 Анализаторы потоков атомов перезарядки, используемые в корпускулярной диагностике.....	58
1.3.7 Заключение к разделу 1.3.....	59
ГЛАВА 2. АНАЛИЗАТОРЫ ПОТОКОВ АТОМОВ НА УСТАНОВКАХ ГЛОБУС-М, ТУМАН-3М, COMPASS.....	60
2.1 Применимость анализатора АКОРД-12 для измерений быстрых частиц на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS.....	65
2.2 Анализатор АКОРД-24.....	71
2.3 Анализатор АКОРД-24М.....	72
2.4 Заключение к главе 2.....	80
ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М.....	81
3.1 Комплекс КД на установке Глобус-М.....	81
3.2 Изучение поведения ионов при максимальной энергии нейтральной инжекции.....	83
3.2.1 Задачи.....	83
3.2.2 Условия эксперимента и диагностическая аппаратура.....	83
3.2.3 Особенности формы спектров быстрых частиц при максимальной энергии инжекции на установке Глобус-М.....	84
3.2.4 Анализ и интерпретация формы спектров.....	86
3.2.5 Компонентный состав инжектируемого пучка.....	94
3.2.6 Воздействие пилообразных колебаний на распределения быстрых ионов.....	96
3.2.7 Влияние смещения плазмы на спектры быстрых частиц при максимальной энергии инжекции.....	101
3.2.8 Прямые потери инжектируемых частиц.....	106
3.3 Заключение к главе 3.....	108
ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М.....	110
4.1 Задачи.....	113
4.2 Обеспечение регистрации быстрых ионов.....	113
4.2.1 Применение металлического отражателя.....	114
4.2.2 Модернизация порта корпускулярной диагностики.....	116
4.3 Поведение ионов плазмы при различной мощности нейтральной инжекции.....	117
4.3.1 Измерения ионной температуры при различной мощности инжекции.....	118
4.3.2 Измерения спектров быстрых ионов при различной мощности инжекции.....	119
4.3.3 Моделирование поведения быстрых ионов при изменении мощности инжекции.....	121

4.3.4 Влияние концентрации остаточных атомов плазмы на уровень спектров быстрых частиц.....	124
4.3.5 Регистрация взаимодействия нейтрального пучка с переходным патрубком. ....	126
4.3.6 Проверка ослабления нейтрального пучка по сигналу $D_{\alpha}$ . ....	129
4.3.7 Заключение к разделу 4.3. ....	133
4.4 Поведение быстрых ионов при смещении плазмы по большому радиусу. ....	134
4.4.1 Условия эксперимента по смещению плазмы.....	135
4.4.2 Результаты измерений спектров быстрых частиц.....	136
4.4.3 Возможные причины роста числа быстрых ионов при смещении плазмы. ....	138
4.4.4 Заключение к разделу 4.4.....	139
4.5 Заключение к главе 4.....	139
ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ COMPASS.....	141
5.1 Задача.....	142
5.2 Регистрация спектров в тепловой области и оценка ионной температуры. ....	142
5.2.1 Условия эксперимента. ....	142
5.2.2 Измерения потоков атомов в тепловой области энергий. ....	142
5.2.3 Оценка ионной температуры. ....	143
5.3 Регистрация спектров быстрых частиц при нейтральной инжекции. ....	146
5.3.1 Условия эксперимента. ....	147
5.3.2 Спектр быстрых частиц при инжекции нейтрального пучка в плазму. ....	147
5.3.3 Энергетический спектр нейтрального пучка. ....	148
5.4 Измерение ионной температуры при нейтральной инжекции. ....	149
5.5 Заключение к главе 5.....	151
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	153
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	157

## ВВЕДЕНИЕ.

Концепция осуществления управляемой термоядерной реакции, основанная на разогреве разреженного газа до термоядерных температур и удержании его в состоянии плазмы магнитными полями в установках типа токамак (Тороидальная Камера с МАгнитными Катушками), была предложена уже более 60 лет назад. Несмотря на то, что ее основные принципы остаются неизменными и в настоящее время, сама схема реализации термоядерного реактора на основе токамака постепенно претерпела изменения.

Первые токамаки, запущенные преимущественно в 60-х годах прошлого века, имели круглое сечение, большое аспектное отношение  $A$  (отношение большого радиуса тора  $R$  к малому радиусу  $a$ ), нагрев плазмы осуществлялся только за счет тепла, выделяемого протекающим по плазме током, то есть исключительно в результате, так называемого, омического нагрева. Кроме того, в конструкции первых токамаков отсутствовал такой важный элемент, как дивертор, не использовались технологии сверхпроводников и т.п.

В процессе экспериментов по нагреву и удержанию плазмы в токамаках было выяснено, что достижение термоядерных температур за счет омического нагрева трудно осуществимо на практике из-за того, что проводимость плазмы быстро падает с ростом ее температуры.

Идеи дополнительного нагрева для зажигания термоядерной реакции начали появляться в 70-ых годах. Концепция токамака-реактора с тех пор заключается в следующем – нагрев плазмы, удерживаемой магнитным полем токамака, помимо омического тепла, происходит за счет дополнительных источников. Для достижения термоядерных температур были предложены и исследованы разнообразные методы дополнительного нагрева плазмы. Наиболее эффективными оказались: нагрев в результате инжекции пучка атомов высокой энергии (нейтральная инжекция или сокращенно НИ) и нагрев за счет поглощения плазмой электромагнитных волн высокой частоты. В частности, получил развитие метод нагрева на ионно-циклотронной частоте (ионно-циклотронный нагрев).



Конструкция самих токамаков также со временем претерпевала изменения. Эти изменения диктовались различными факторами, в частности, требованиями снижения затрат на сооружение и эксплуатацию установки. В результате наметилась тенденция к уменьшению аспектного отношения. Типичные значения аспектного отношения у современных машин составляют 2 – 3, тогда как у первых токамаков эта величина могла достигать 10.

Накопленный к середине 80-х годов опыт реализовался в проекте ИТЭР. Это токамак с большим радиусом  $R \approx 6$  м, который будет обладать аспектным отношением  $A \approx 3$ . В качестве дополнительного нагрева на ИТЭРе предполагается использовать НИ, ионно-циклотронный и электронно-циклотронный нагревы. Инженерное проектирование этой термоядерной установки уже завершено, ведется строительство. Первые плазменные эксперименты намечены в данный момент на 2025 г. После завершения стадии предварительных экспериментов ИТЭР должен будет продемонстрировать работу на смеси дейтерия и трития с положительным выходом энергии на уровне 500 МВт [1].

Следует отметить, что на данный момент проект ИТЭР является приоритетным направлением работ по управляемому термоядерному синтезу (УТС) в области токамаков. Однако еще в 80-х годах была сформулирована идея создания компактного токамака с малым аспектным отношением [2]. Высокие значения параметра  $\beta$  (отношение газокинетического давления плазмы  $nT$  к давлению магнитного поля  $B^2/8\pi$ ), достаточно хорошее удержание основной плазмы, работа при и умеренных магнитных полях являются основными преимуществами токамаков с малым аспектным отношением. Осуществление УТС с применением таких машин позволило бы значительно снизить затраты на производство электроэнергии по сравнению с теми затратами, которые ожидаются при реализации УТС в классических токамаках с большим аспектным отношением. Появилось отдельное направление токамаков, характеризующихся очень низким аспектным отношением ( $A < 2$ ), которые, благодаря своему внешнему виду, стали называть сферическими

токамаками (СТ) [3]. Машины, в основу которых заложена схема СТ, стали появляться в 90-х годах.

Необходимо отметить, что общие закономерности поведения и нагрева плазмы в классических токамаках и в токамаках с малым аспектным отношением во многом похожи. Также совпадает и концепция осуществления УТС в установках этого типа, которая предполагает применение дополнительных видов нагрева плазмы для достижения термоядерных температур. Однако, несмотря на это, некоторые аспекты поведения плазмы в этих токамаках существенно отличаются. Одно из таких отличий касается поведения быстрых ионов, которые образуются в плазме результате применения дополнительных методов нагрева. Это отличие обусловлено тем, что токамакам с малым аспектным отношением присущи относительно слабое магнитное поле, а также в некоторых случаях (например в случае СТ) специфическая геометрия. Нужно отметить, что работы по исследованию и оптимизации дополнительного нагрева на токамаках с малым аспектным отношением начаты относительно недавно, поэтому многие особенности поведения ионного компонента плазмы в установках этого типа еще не достаточно изучены. Имеется ряд нерешенных вопросов, касающихся, например, удержания быстрых ионов, влияния на их поведение плазменных неустойчивостей и т.п. Ответы на эти, а также на многие другие вопросы требуется получить для дальнейшего развития направления токамаков с малым аспектным отношением, в том числе и для осуществления УТС на их основе. Причем, необходимая информация в значительной мере может быть получена в ходе экспериментов на имеющихся исследовательских плазменных установках, а затем использована при создании плазменных машин следующего поколения. Отметим, что подобная стратегия применялась на протяжении всей истории развития плазменных установок, линейный размер которых имеет тенденцию к увеличению. Создание больших машин – долгий и дорогостоящий процесс. Как правило, перед строительством крупного даже исследовательского токамака осуществляется проверка всех возможных концепций на малых установках,

создание которых не является столь затратным. Полученные на малых токамаках результаты экстраполируются при помощи скейлингов на большие машины. В настоящее время на многих установках мира ведутся исследования, моделирующие различные режимы и возможные особенности работы будущего токамака ИТЭР. Аналогичная ситуация происходит и с направлением СТ.

В начале 2000-ых годов на малых токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Россия) и COMPASS (Институт Физики Плазмы Академии Наук Чешской Республики) начались эксперименты по дополнительному нагреву методом НИ. Актуальность экспериментов на этих установках обусловлена тем, что две первые из них относятся к токамакам с малым аспектным отношением. Причем установка Глобус-М представляет собой единственный в России СТ и позволяет получать уникальные экспериментальные данные, необходимые для развития этого направления плазменных машин. Работы на токамаке COMPASS обусловлены интересом к изучению плазмы в конфигурации (аспектное отношение, конфигурация крайней замкнутой магнитной поверхности), подобной той, которая ожидается на установке ИТЭР. После запуска инжекторов на этих установках появилась необходимость в изучении, как поведения быстрых частиц, так и нагрева основной плазмы в результате НИ.

Среди ряда диагностических методов, направленных на изучение ионного компонента плазмы и дающих информацию об особенностях ее нагрева, можно выделить корпускулярную диагностику (КД). КД плазмы основана на регистрации и анализе потоков атомов перезарядки, вылетающих из плазмы. С ее помощью можно получать данные об энергетическом распределении, как быстрых ионов, так и ионов основной плазмы. Важно отметить, что КД является практически прямым методом измерения параметров ионного компонента плазмы. Принципы и особенности КД будут подробно обсуждаться в главе 2.

Основными целями настоящей работы являлись:

- разработка и запуск комплексов КД на токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS, позволяющих проводить регистрацию энергетических распределений как тепловых, так и надтепловых (быстрых) ионов;

- изучение с их помощью особенностей поведения ионов при пучковом нагреве плазмы.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Разработка новой модификации многоканального атомного анализатора серии АКОРД для токамака Глобус-М, обладающей эквидистантным шагом каналов по энергии, улучшенным энергетическим разрешением и возможностью одновременной регистрации потоков атомов водорода и дейтерия, испускаемых плазмой. Калибровка анализаторов АКОРД-24М и АКОРД-24 на атомарном пучке.

2. Модернизация комплексов КД на токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS для изучения поведения тепловых и надтепловых ионов плазмы при НИ.

3. Измерение энергетических распределений надтепловых ионов в плазменных экспериментах при максимальных значениях энергии нейтрального пучка  $E_b=(25-30)$  кэВ на токамаке Глобус-М. Исследование основных особенностей функции распределения ионов в этом режиме.

4. Исследование зависимостей нагрева тепловых ионов и удержания ионов высоких энергий от параметров инжектируемого пучка и плазмы в опытах с использованием нейтральной инжекции на токамаке ТУМАН-3М.

5. Измерение энергетических распределений тепловых и надтепловых ионов на токамаке COMPASS. Определение ионной температуры плазмы по потокам атомов перезарядки.

Диссертационная работа состоит из пяти глав. Первая глава посвящена обзору литературы. В ней дается представление о том, какую область занимают исследования на токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М и COMPASS в ряду работ по УТС. Обсуждаются особенности дополнительного нагрева методом НИ. Рассматриваются методы изучения поведения ионного компонента плазмы.

Освещаются основные принципы КД плазмы. Вторая глава посвящена описанию диагностических приборов – анализаторов потоков атомов перезарядки. В этой части работы рассказывается об устройстве анализатора АКОРД и особенностях его последних модификаций. Приведено описание процесса калибровки анализаторов и представлены ее результаты. Третья глава посвящена экспериментам на установке Глобус-М. Описывается комплекс КД. Приведены результаты экспериментов по изучению поведения ионного компонента. В четвертой главе представлены эксперименты по изучению нагрева плазмы на установке ТУМАН-3М. В ней содержатся результаты исследований зависимости нагрева ионного компонента, а также функции распределения надтепловых ионов от различных параметров плазмы и нагревного пучка. В пятой главе описываются эксперименты на установке COMPASS. Приведены результаты первых измерений функции распределения быстрых ионов при НИ. Описывается методика и результаты измерения центральной ионной температуры в плотной плазме токамака COMPASS. В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

## ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.

Экспериментальные результаты, представленные в диссертации, получены в ходе работы с КД на трех токамаках: ТУМАН-3М, Глобус-М и COMPASS. Перед тем, как перейти непосредственно к экспериментальной части работы, необходимо определить, какое место занимают эксперименты на этих установках в ряду исследований, проводимых на существующих плазменных машинах. Для этого в текущей главе будет приведен обзор основных параметров и некоторых результатов, полученных на других токамаках.

Начиная с 60-х годов и по настоящее время было создано большое число плазменных машин с магнитным удержанием, отличающихся принципами удержания плазмы, конфигурацией магнитного поля, размерами, параметрами плазмы, а также другими техническими особенностями. Среди всего многообразия плазменных установок (пробкотроны, стеллараторы, тороидальные и линейные пинчи и т.д.) наиболее перспективным направлением с точки зрения УТС принято считать направление токамаков. Как было отмечено во введении, за время своего существования токамаки претерпели определенные изменения. Одним из наиболее существенных изменений является уменьшение аспектного отношения токамака, а также изменение формы сечения плазмы, создаваемой в нем. Геометрия плазмы характеризуется большим  $R$  и малым  $a$  радиусами и их отношением  $A$ . В случае, когда поперечное сечение плазмы отличается от круглого, вводятся такие параметры, как вытянутость в вертикальном направлении  $k$  и треугольность  $\delta$  поперечного сечения шнура. Причем, следует отметить, что системы управления плазмой позволяют изменять ее конфигурацию, в связи с чем, параметры  $k$  и  $\delta$ , а также в определенной степени  $R$ ,  $a$  и  $A$ , как правило, не являются строго фиксированным даже для одной и той же установки.

Тенденция по уменьшению аспектного отношения по мере эволюции токамаков хорошо видна в таблице 1. Первое поколение токамаков (установки, созданные преимущественно в 60-е – начале 70-х годов) характеризовалось

высокими значениями аспектного отношения ( $A \geq 4$ ). Они имели в большинстве случаев круглое сечение плазмы. Представителями таких машин можно считать отечественные токамаки серии “Т” (Т3, Т4), иностранные токамаки CLEO (Великобритания), ALCATOR A, C, ATC (США). Такие токамаки принято называть “классическими”. Условно считается, что токамак относится к разряду классических, если его аспектное отношение составляет величину большую, чем 2.5 [4].

Позже (начиная, примерно, с 80-х годов) было создано большое количество токамаков, у которых значение  $A$  лежит в области 2-4. Многие из этих токамаков действуют и в настоящее время. Наиболее крупные машины этого поколения – TFTR, JT60, JET, DIII-D, ASDEX, T15, малые токамаки – ТУМАН-3, COMPASS-C, D. На некоторых токамаках (JT60, JET, DIII-D, ASDEX, COMPASS-D) плазма имеет D-образную форму (с отличной от нуля вытянутостью и треугольностью), улучшающую удержание плазмы и позволяющую работать с дивертором.

Таблица 1.

Основные параметры некоторых токамаков.

			$R$ , м	$a$ , м	$A$	$I_p$ , МА	$B_t$ , Тл	Ref
Т3	1960-е	СССР	1.0	0.15	6.6	0.120	3.5	[5]
ALCATOR А	1969	США	0.54	0.1	5.4	0.3	10	[6]
Т4	1971	СССР	0.9	0.18	5.0	0.25	5	[7]
АТС	1972	США	0.90	0.17	5.3	0.06	1.5	[8]
CLEO	1972	Великобритания	0.9	0.12	7.5	0.12	2	[9]
Т11	1975	СССР	0.7	0.2	3.5	0.18	1.5	[10]
Т10	1975	СССР	1.5	0.37	5	0.8	5	[11]
PLT	1975	США	1.32	0.4	3.3	0.8	3.5	[12]
TUMAN-3	1976	СССР	0.55	0.24	2.3	0.15	0.7	[13]
ALCATOR С	1978	США	0.64	0.17	3.8	0.8	13	[14]
Т7	1979	СССР	1.22	0.33	3.7	0.4	3	[15]
TFTR	1982	США	2.48	0.85	2.9	2.5	5.2	[16]
ASDEX	1983	Германия	1.54	0.4	3.9	0.5	2.6	[17]
JET	1984	Великобритания	2.96	1.25	2.4	7	3.45	[18, 19, 20]

JT60	1985	Япония	3	1	3.0	2.7	4.5	[21]
DIII-D	1986		1.66	0.67	2.5	3	2.2	[22, 23]
T15	1988	СССР	2.43	0.75	3.2	1.8	3.6	
COMPASS -C	1989	Великобритания	0.56	0.2	2.8	0.2	1.7	[25]
START	1991	Великобритания	0.3	0.24	1.3	0.31	0.5	[4, 26, 27, 28]
ASDEX-U	1991	Германия	1.65	0.5	3.3	1.2	2.7	[29]
JT60U	1991	Япония	3.4	0.9	3.8	3	4.2	[30]
COMPASS -D	1992	Великобритания	0.56	0.2	2.8	0.2	1.7	[31, 32]
ALCATOR -C-MOD	1993	США	0.67	0.21	3.2	3	9	[33]
Глобус-М	1999	Россия	0.36	0.24	1.5	0.25	0.38	[34]
ТУМАН- 3М	1999	Россия	0.53	0.25	2.1	0.18	1	[35]
MAST	1999	Великобритания	0.9	0.6	1.5	1.3	0.55	[36, 37]
NSTX	1999	США	0.85	0.68	1.2	1	0.3	[38, 39, 40]
COMPASS	2004	Чешская Республика	0.56	0.23	2.4	0.36 0.25	2 1	[41]
NSTX-U	2015	США	0.85	0.68	1.2	2	1	[42]
MAST-U	2016	Великобритания	0.9	0.6	1.5	2	0.84	[43, 36]
ITER	2025	Франция	6.2	2	3.1	15	11.8	[1]

Наглядное отличие классической геометрии от геометрии малого аспектного отношения можно увидеть на рис. 1, где приведено сравнение случая классического токамака с  $A \approx 5$ , обладающего круглым сечением, и случая СТ с  $A \approx 1.5$ .

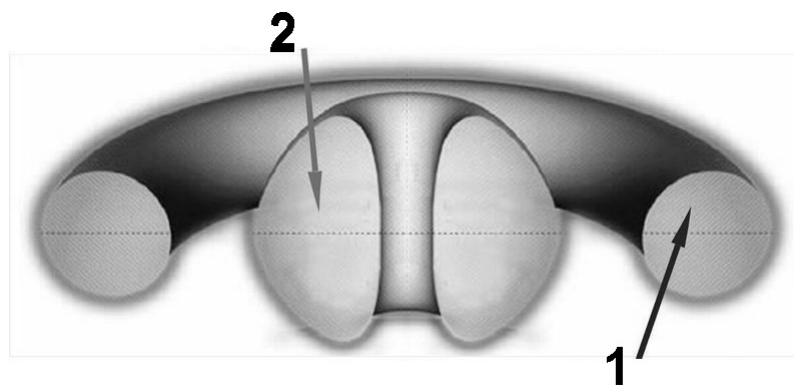


Рис. 1. 1 – конфигурация плазмы в классическом токамаке с  $A \approx 5$ ,  
2 – конфигурация плазмы в СТ с  $A \approx 1.5$ .



Как было отмечено во введении, снижение аспектного отношения позволяет получить существенные преимущества, приводящие к экономии энергии, затрачиваемой на удержание плазмы. Можно проследить основные особенности, которые возникают при уменьшении большого радиуса плазмы  $R$  при сохранении малого  $a$ . При уменьшении  $R$  сокращается длина обхода силовой линии магнитного поля по тору. Это означает, что изменяется соотношение между током по плазме  $I_p$ , величиной тороидального магнитного поля  $B_t$  и коэффициентом запаса устойчивости на границе плазмы  $q_a$ , которые связаны между собой зависимостью  $q_a \approx q_{cyl} = aB_t / RB_p$ , где  $B_p$  – поле, создаваемое током по плазме. На практике токамаки обычно работают вблизи минимальных допустимых значений запаса устойчивости. Это в рамках приведенных здесь рассуждений позволяет условно считать, что параметр  $q$  является некоторой фиксированной величиной. Приняв это во внимание, можно ожидать, что уменьшение аспектного отношения дает возможность понизить тороидальное магнитное поле, не уменьшая ток по плазме. Этот факт как раз и позволяет произвести значительную экономию, так как основные энергозатраты при работе токамака связаны с формированием тороидального магнитного поля.

Кроме этого, уменьшение аспектного соотношения приводит к естественному увеличению вертикальной вытянутости плазмы  $\kappa = b/a$ , где  $a$  – размер (малый радиус) плазмы в горизонтальном направлении,  $b$  – в вертикальном. Вытянутость оказывает положительное влияние на устойчивость плазменного шнура по отношению к различного рода МГД неустойчивостям, создающим нестабильности в плазме. Условие ограничения нормализованного тока по плазме  $I_N = I_p / aB_t$  при учете вытянутости выглядит следующим образом [44]

$$I_N \approx 5(1 + \kappa^2) / 2q_a(A - 1). \quad (1)$$

Из формулы 3 следует, что предельный нормализованный ток по плазме должен возрастать при увеличении  $\kappa^2$ . Для создания заметной вытянутости плазмы в случае классического токамака требуется создание дополнительных,

достаточно сильных полей. При этом токамак с малым аспектным отношением может обладать вытянутостью плазмы даже в отсутствии этих полей. На рис. 2. проиллюстрирована зависимость токов, необходимых для удержания плазмы с вытянутостью  $\kappa$  от аспектного отношения  $A$  [3]. На графике видно резкое уменьшение токов в тороидальных, полоидальных катушках и катушках, формирующих плазму, при снижении аспектного отношения. Как видно из рисунка, при  $A=1.5$  естественная вытянутость достигает  $\kappa=2$ . В этом случае магнитное поле, которое должно придавать плазме форму, обладающую вертикальной вытянутостью, отсутствует.

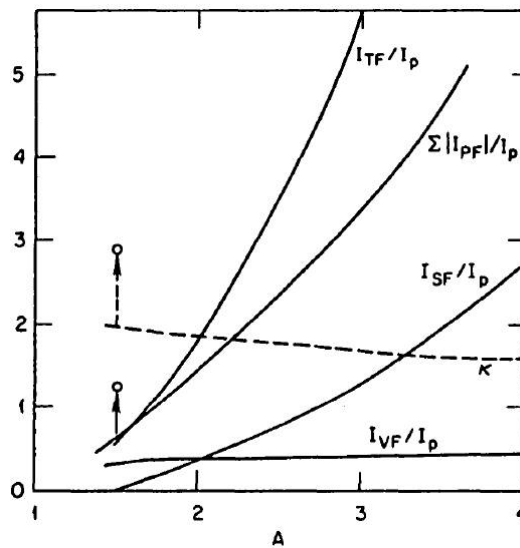


Рис. 2. Зависимость отношения тока в катушках: TF – тороидального магнитного поля; VF – вертикального поля; SF – поля, задающего форму плазмы к току плазмы, от аспектного отношения  $A$  при приведенном значении вытянутости плазмы  $\kappa$ . PF – суммарный ток во всех катушках, создающих полоидальный компонент поля

В результате, при уменьшении аспектного отношения появляется возможность существенно нарастить ток по плазме, не увеличивая при этом не только тороидальное магнитное поле, но и вспомогательные управляющие поля в установке. Это удешевляет и упрощает конструкцию токамака. Кроме того, возможность сохранения значения напряженности тороидального поля при увеличении тока позволяет существенно повысить предельные значения параметра  $\beta$ . Идеальный МГД предел по давлению плазмы, при превышении

которого развиваются баллонные моды, и происходит срыв, описывается скейлингом Сайкса-Тройона:

$$\beta_t \leq \beta_N I_N \quad (2)$$

где  $\beta_t = \langle p \rangle / 2\mu_0 B_t^2$ ,  $\beta_N \approx 3.5$  – константа,  $\langle p \rangle$  – усредненное газокINETическое давление плазмы. В итоге, предельные значения  $\beta$ , которые можно получить на токамаках с малым аспектным отношением, и, в особенности, на СТ должны составлять десятки процентов, в то время как для классических токамаков, эта величина ограничена единицами процентов.

После того, как появились теоретические работы, в которых был выполнен анализ и приведены обоснования преимуществ токамаков с малым аспектным отношением, возрос интерес к этим установкам. Начиная, примерно, с 90-х годов наметилась тенденция, свидетельствующая о потребности создания установок со сверхмалым аспектным отношением  $A < 2$ , т.е. к СТ. Развита Пенгом и Страйклером концепция компактного токамака с малым аспектным отношением, [2, 3] была реализована сначала на небольших машинах (CDX-U, HIT, TS-3, MEDUSA, ROTAMAK-ST). Позже на СТ START были продемонстрированы выдающиеся результаты по удержанию плазмы с током 300 кА при тороидальном поле 0.3 Т, значения параметра  $\beta$  при этом достигали величин более 30% [28]. После демонстрации эффективного удержания плазмы магнитной конфигурацией СТ настала очередь создания более крупных машин – MAST, NSTX. В России в русле этой тенденции была создана установка несколько меньших размеров – Глобус-М [34].

Однако помимо перечисленных преимуществ токамаки с малым аспектным отношением имеют некоторые особенности, которые могут негативно сказаться на их применении. В частности, высокий градиент тороидального магнитного поля, имеющийся в таких установках, обуславливает высокую долю запертых частиц по отношению к пролетным. Высокая доля запертых частиц может негативно сказаться на коэффициентах диффузии и теплопроводности, то есть на удержании основной плазмы. Кроме того, при низком значении тороидального магнитного поля в токамаке (что

характерно для установок с малым аспектным отношением) увеличивается ширина  $\Delta r$  банановой орбиты запертых частиц ( $\Delta r \propto I/B_t$ ). Коэффициенты теплопроводности ионов, в частности, определяется этой величиной ( $\chi_i \propto \Delta r^2$ ). Это может отразиться на энергетическом балансе и, как результат, на температуре плазмы. В связи с этим экспериментальные данные о температуре плазмы в условиях малого аспектного отношения могут прояснить, насколько в действительности существенны указанные негативные факторы для нагрева плазмы.

Обратим внимание еще на одну особенность, которая в отличие от приведенных выше общих свойств токамаков с малым аспектным отношением, присуща исключительно СТ. В отличие от обычных токамаков с малым аспектным соотношением (к таким токамакам можно, например, отнести ТУМАН-3М), СТ (например, Глобус-М) имеют существенную техническую особенность. Для достижения предельно малых значений  $A$  на этих установках приходится отказаться от магнитопровода индуктора тока по плазме, в результате чего СТ используют для генерации тока схему воздушного трансформатора. Индуктор, который является первичной обмоткой трансформатора, расположен непосредственно в узкой центральной области СТ. Причем конструктивно индуктор выполнен в виде одной сборки вместе с сегментами катушек тороидального магнитного поля. Такую сборку называют центральной колонной токамака. Это один из наиболее сложных и критических элементов СТ, так как через центральную колонну протекают большие токи, приводящие к ее нагреву и вызывающие в ней механические напряжения. Кроме того, компактная геометрия этих плазменных установок обуславливает тот факт, что центральная колонна расположена вблизи плазмы. Вследствие этого она будет подвергаться тепловым и радиационным нагрузкам со стороны плазмы в случае создания на основе СТ термоядерного реактора. Необходимость установки толстых слоев защиты вокруг центральной колонны создаст дополнительные трудности по размещению в этой области индуктора. Эта техническая особенность СТ может явиться одной из причин для

ограничения использования этого типа плазменной ловушки в качестве реактора. Для решения этой проблемы необходимо рассмотреть различные возможности уменьшения поперечных размеров центральной колонны, например, за счет снижения тока индуктора. Это окажется возможным в случае использования неиндукционных способов генерации тока по плазме. Известно, что поддерживать плазменный ток могут дополнительные методы нагрева, в частности НИ. Сутью генерации тока с помощью НИ является создание в плазме популяции быстрых ионов, двигающихся в том же направлении, что и ток по плазме. Однако, как уже отмечалось, поведение быстрых частиц, в частности их траектории, в условиях слабого тороидального магнитного поля, сравнимого с полоидальным, и при наличии высокого градиента этого поля существенно отличается от поведения быстрых частиц в классическом токамаке. В связи с этим экспериментальное изучение поведения быстрых ионов представляет особый интерес для понимания проблемы генерации тока, особенно актуальной в случае СТ.

Несмотря на ряд преимуществ токамаков с малым аспектным отношением, приоритетным направлением для осуществления УТС на данный момент являются классические токамаки. Причиной этого, по всей видимости, является существенная неопределенность по таким важнейшим вопросам, как удержание и нагрев плазмы для токамаков с малым аспектным отношением и, в частности, для СТ. Причем для СТ, как было отмечено выше, также существует ряд нерешенных технических проблем, таких как проблема центральной колонны. При проектировании термоядерного реактора на основе токамака был выбран подход, минимизирующий риски получения отрицательного результата. В связи с этим параметры установки выбирались исходя из соображений разработанности и исследованности. В результате, аспектное отношение токамака-реактора ИТЭР, который создается в настоящий момент, будет составлять величину около 3, так как для таких машин имеется обширное количество экспериментальных данных.

### 1.1 Описание и особенности токамаков Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS.

Экспериментальная часть диссертационной работы, как отмечалось во введении, проводилась на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS . Все три токамака имеют относительно малые геометрические размеры ( $R \leq 0.56\text{м}$ ), при этом каждая установка имеет свою специфику.

Глобус-М – единственный в России СТ. Он имеет самое низкое среди трех установок аспектное отношение  $A=1.5$ . В соответствии с концепцией СТ для удержания плазмы в этой установке требуется достаточно низкое тороидальное магнитное поле  $B_T \sim 0.4\text{Тл}$ . При сравнении установки Глобус-М с двумя другими токамаками стоит отметить, что значение тороидального магнитного поля на этом токамаке примерно в два раза ниже, чем на установках ТУМАН-3М и COMPASS при близком значении тока по плазме. Также характерной особенностью установки Глобус-М, как и любого СТ, является отсутствие сердечника индуктора омического тока. Трансформатор является воздушным, поэтому установка обладает сильным рассеянным магнитным полем. Направления исследований на этой установке связаны с изучением особенностей поведения плазмы в условиях сферической геометрии. Помимо удержания основной плазмы, исследуются особенности ВЧ нагрева и нагрева методом НИ, взаимодействие частиц плазмы с волнами и неустойчивостями. Кроме того изучается возможность использования СТ в качестве источника термоядерных нейтронов.

Токамак ТУМАН-3М обладает более высоким аспектным отношением  $A=2.4$ . Он является результатом постепенной модернизации установки ТУМАН-3. Изначально этот токамак был спроектирован для изучения нагрева плазмы методом адиабатического сжатия. По всей видимости, эта задача определила его компактную геометрию, нехарактерную для токамаков того времени (середины 70-х годов). При этом диверторная конфигурация плазмы на момент создания токамака не была распространена, вследствие чего ТУМАН-3М имеет особенность, нехарактерную для токамаков с малым аспектным

соотношением – круглое сечение плазмы. Вытянутость и треугольность, плазмы отсутствуют. Как отмечалось, для удержания плазмы используется более высокое тороидальное магнитное поле  $B_t \sim 0.7$  Тл, чем на СТ Глобус-М. Для проведения экспериментов по нагреву плазмы методом НИ максимальное значение тороидального поля на установке ТУМАН-3М недавно было дополнительно увеличено до уровня  $\sim 1$  Тл. Кроме изучения НИ основными направлениями исследований на токамаке являются изучение перехода плазмы в Н-моду, пеллет-инжекция, изучение МГД неустойчивостей и волн в плазме.

Токамак COMPASS по геометрическим параметрам является наибольшей из трех машин. Так же, как и установка ТУМАН-3М, он претерпел постепенную модернизацию. Начальная версия установки – токамак COMPASS-C с круглым сечением плазмы – была создана в Великобритании в конце 80-х годов. В последствии токамак был модернизирован в COMPASS-D с D-образной камерой и поперечным сечением плазмы, вытянутым в вертикальном направлении. В 2005 году установка была передана Институту физики плазмы Чешской Республики и получила название COMPASS. В данный момент установка используется для получения экспериментальных данных в режимах с конфигурацией плазмы, характерной для установки ИТЭР. Дело в том, что геометрия токамака COMPASS такова, что он представляет собой уменьшенную приблизительно в 10 раз копию токамака ИТЭР. Эта особенность токамака COMPASS позволила ориентировать большинство исследований, проводимых на нем, на получение данных, необходимых для создания установки ИТЭР. Основные направления исследований сосредоточены на изучении Н-моды, МГД неустойчивостей и равновесия, физике срывов и убегаящих электронов, а также поведения пристеночной плазмы и взаимодействии ее со стенкой.

Более подробное описание токамаков Глобус-М, ТУМАН-3М и COMPASS, а также параметров плазмы на этих установках, будет дано в последующих главах при обсуждении экспериментальных результатов.

## 1.2 Дополнительный нагрев ионов методом нейтральной инжекции.

Одной из основных задач данной работы было изучение поведения быстрых ионов, образовавшихся в плазме в результате НИ – их удержания, торможения и передачи энергии основной плазме. Вследствие того, что на токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М и COMPASS появились комплексы дополнительного нагрева методом НИ, эти исследования необходимо было проводить на всех указанных установках. Далее будет представлен краткий обзор основных особенностей этого метода дополнительного нагрева плазмы.

Омический нагрев плазмы в токамаке осуществляется за счет выделения джоулева тепла при протекании по плазменному шнуру тока, создаваемого вихревым электрическим полем. Однако существует ряд взаимосвязанных причин, вследствие которых он становится малоэффективным для достижения температур выше нескольких кэВ. Во-первых, с ростом электронной температуры плазмы  $T_e$  ее электропроводность увеличивается пропорционально  $T_e^{3/2}$  и, соответственно, падает эффективность омического нагрева, что вызывает необходимость резко наращивать плазменный ток. При этом существует ограничение на предельно достижимый плазменный ток при фиксированном тороидальном магнитном поле. Это ограничение появляется вследствие необходимости обеспечения устойчивости плазменного шнура по отношению к винтовым модам. Увеличение тороидального поля совместно с током теоретически может позволить осуществить нагрев до термоядерных температур. Проверку такой концепции предполагалось осуществить в проекте Игнитор [45, 46]. Однако создание полей высокой напряженности имеет свои технические сложности, и на данный момент такой подход не является приоритетным.

Основным сейчас считается подход, использующий дополнительные методы для нагрева плазмы до температуры зажигания термоядерной реакции (~20 кэВ в дейтерий-тритиевой плазме). В настоящее время получили распространение методы дополнительного нагрева, основанные на инжекции в плазму пучков атомов изотопов водорода высокой энергии (десятки и сотни



кэВ) и на вводе в плазму ВЧ волн с частотами, расположенными в диапазоне резонансов (электронный циклотронный, ионный циклотронный, нижний гибридный). Мощность таких источников нагрева может значительно превосходить мощность омического нагрева. На токамаке ИТЭР мощность омического нагрева в режиме “Start-up” должна составить 1 МВт, в то время как планируемая мощность нагрева методом НИ 33 МВт, а суммарная мощность ВЧ нагрева – около 40 МВт [1].

Что касается НИ, то впервые этот метод нагрева был использован в открытых ловушках в 60-х годах. Применение его на установках токамак началось с 70-х годов (T11, TFR, PLT). На больших установках при использовании мощных комплексов НИ были получены рекордные результаты по нагреву плазмы. Так, значение ионной температуры 44 кэВ было достигнуто на установке TFTR при мощности НИ ~34 МВт [47]. На крупнейшей в мире установке JET был получен коэффициент усиления мощности за счет термоядерных реакций  $Q_{DT}=0.62$  при НИ с мощностью 22.3 МВт [18]. Применение НИ на установке ASDEX в сочетании с использованием дивертора позволило открыть переход плазмы в “H-моду” [17].

### 1.2.1 Основные особенности дополнительного нагрева методом нейтральной инжекции.

Схема дополнительного нагрева плазмы с помощью НИ выглядит достаточно простой. Пучок атомов (изотопов водорода) высокой энергии создается инжектором, расположенным вне токамака. Принцип работы большинства инжекторов заключается в формировании пучка первичных ионов, которые затем ускоряются в электрическом поле и преобразуются в пучок атомов. Нейтральный пучок проникает сквозь удерживающие плазму поля. При взаимодействии с плазмой происходит ионизация атомов пучка. Образовавшиеся быстрые ионы удерживаются магнитным полем и передают свою энергию электронам и ионам основной плазмы, нагревая ее.

Важнейшей характеристикой любого дополнительного нагрева является его мощность. Мощность пучка НИ ( $W_{NBI}$ ) определяется потоком атомов и их

энергией. В идеальном случае поток частиц, создаваемый ионным источником, пропорционален  $U_{\text{уск}}^{3/2}$  (здесь  $U_{\text{уск}}$  – ускоряющее напряжение инжектора), а их энергия  $E_0$  пропорциональна  $U_{\text{уск}}$ . В результате мощность ионного пучка оказывается пропорциональной  $U_{\text{уск}}^{2.5}$ . В реальных инжекторах эта зависимость может быть более слабая ( $\sim U_{\text{уск}}^{2-2.5}$ ), и, кроме того, дополнительное снижение мощности атомарного пучка дает коэффициент нейтрализации. Однако даже с учетом этих факторов мощность нейтрального пучка является достаточно сильной функцией ускоряющего напряжения ( $W_{\text{NBI}} \sim U_{\text{уск}}^{1.5-2}$ ). В связи с этим, наиболее эффективный способ ее увеличения заключается в увеличении ускоряющего напряжения или, другими словами, энергии инъекции. Однако существуют физические причины, делающие нерациональным беспредельное повышение энергии пучка. Дело в том, что при достижении определенного значения энергии пучка дальнейшее ее повышение не приводит к увеличению мощности, поглощаемой плазмой. Возникают потери быстрых частиц из плазмы, которые растут с увеличением энергии инъекции быстрее, чем растет ее мощность. Кроме того, существует также причины, ограничивающие энергию пучка «снизу». Пучок оптимизируют таким образом, чтобы подавляющая часть его мощности выделялась в центральных областях плазмы. При слишком малой энергии пучок ионизуется в периферийных областях плазмы. В таких условиях образовавшиеся быстрые ионы плохо удерживаются.

В итоге, существует оптимальная энергия, при которой мощность, поглощаемая плазмой, максимальна. Эта энергия зависит от основных параметров плазмы и от величин магнитных полей, удерживающих плазму. Для больших установок ( $R > 1$  м) типичные значения энергий пучков составляют сотни кэВ. На токамаке ИТЭР ( $R \approx 3$  м) предполагается использовать пучки с энергией 1 МэВ. Для малых установок типичные значения энергий инъекции находятся в пределах десятков кэВ.

Рассмотрим более подробно особенности образования пучка нейтральных атомов на примере инжектора, используемого на установках ТУМАН-3М и Глобус-М. Нейтральный пучок формируется в инжекторе в несколько стадий.

Схема инжектора, представлена на рис. 3 [48]. Пучок ионов низкой энергии создается в ионном источнике. В зависимости от требуемой энергии пучка используются ионные источники различных типов, что, в основном, диктуется эффективностью нейтрализации ионов. Для энергий ниже 100 кэВ применяются источники на положительных ионах, при энергиях выше 100 кэВ – на отрицательных. В случае инжекторов на установках Глобус-М и ТУМАН-3М энергия инжектируемых частиц не превышает 30 кэВ. Эффективность нейтрализации положительных ионов для указанной энергии составляет величину  $>70\%$ . Это обуславливает применение в указанных инжекторах источников положительных ионов. В зависимости от целей эксперимента используются источники ИПМ-1 или ИПМ-2, отличающиеся током и размерами создаваемого ионного пучка. Ионы вытягиваются из источника и ускоряются до энергии инъекции постоянным электрическим полем. В процессе ускорения происходит формирование профиля пучка. Ускоренный до энергии  $e \cdot U_{\text{уск}}$  ионный пучок попадает в камеру нейтрализации (нейтрализатор). Камера нейтрализации представляет собой газовый объем, в котором используется тот же газ, что и для питания разряда в ионном источнике. После нейтрализации происходит очистка пучка от оставшейся фракции ионов в магнитном поле отклоняющего магнита.

Как отмечалось выше, токамаки, на которых проводилась экспериментальная часть диссертационной работы, являются установками малых масштабов ( $R \leq 0.56$  м). Максимальная энергия инъекции на токамаках ТУМАН-3М, Глобус-М и COMPASS составляет 25, 30 и 40 кэВ, соответственно. Во всех случаях используются инжекторы на положительных ионах.

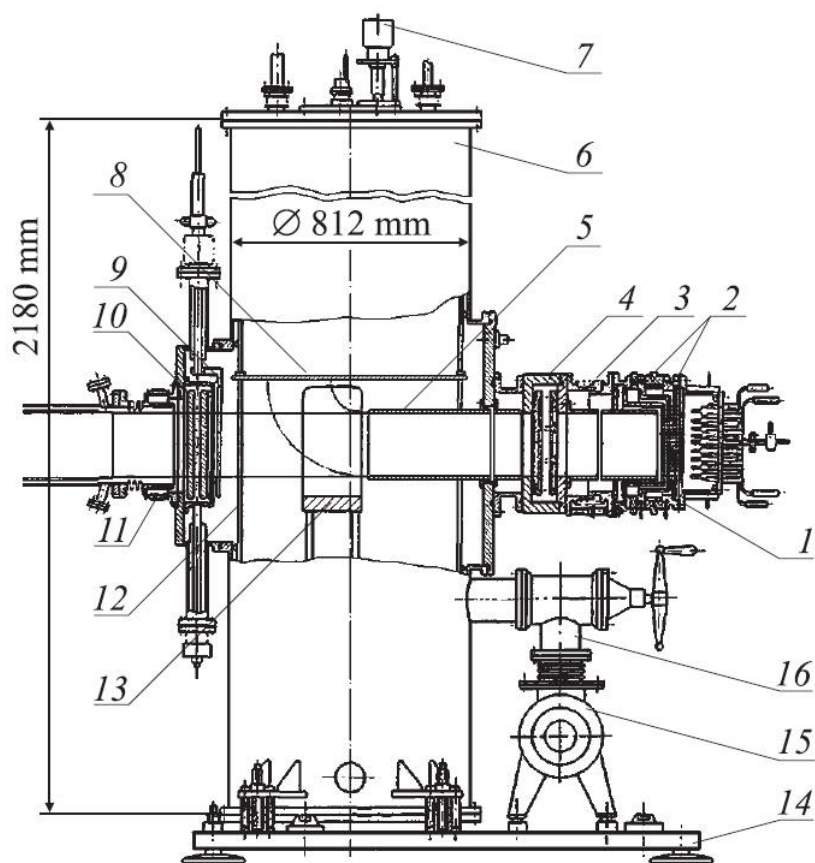


Рис. 3. Схема инжектора атомарного пучка.

1 – ионный источник, 2 – магнитные экраны, 3 – юстировочное устройство, 4 – шибер ионного источника, 5 – нейтрализатор, 6 – корпус инжектора, 7 – дуговой титановый испаритель, 8 – приемник ионов, 9 – приемник пучка (подвижный), 11 – стыковочный узел, 12 – встроенный криосорбционный насос (азотит), 13 – отклоняющий электромагнит, 14 – откатная опорная плита, 15 – турбомолекулярный насос, 16 – шибер насоса.

Особенностью пучков на положительных ионах являются то, что на выходе из инжектора имеется немонотонный атомарный пучок. Дело в том, что ионный источник кроме ионов  $H^+$  создает еще и поток молекулярных ионов  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $H_2O^+$  (здесь под обозначением “H” понимаются изотопы водорода – водород, дейтерий). Все эти ионы ускоряются до энергии  $E_0$ , соответствующей ускоряющему напряжению инжектора  $U_{уск}$ . Далее в камере нейтрализации происходит преобразование потока ускоренных ионов в поток атомов. Этому процессу сопутствует диссоциация молекулярных ионов, в результате которой образуются отдельные атомы и ионы (часть этих ионов также преобразуется в атомы). В итоге, на выходе инжектора имеется

следующий набор атомов  $H^0$ : атомы с энергией  $E_0$ , образовавшиеся из ионов  $H^+$ ; атомы с энергией  $E_0/2$ , образовавшиеся из молекулярных ионов  $H_2^+$ ; атомы с энергией  $E_0/3$ , образовавшиеся, из молекулярных ионов  $H_3^+$ . Аналогичная ситуация происходит с гидроксильными ионами  $H_2O^+$ , из которых образуются атомы  $H^0$  с энергией  $E_0/18$  в случае водорода или  $E_0/9$  в случае дейтерия.

Эквивалентный ток пучка  $I^0$ , который равен потоку атомов, умноженному на элементарный заряд, распределен между этими компонентами. Компонентный состав является характеристикой конкретного инжектора. Кроме того, компонентный состав зависит от режима работы (энергии и тока пучка). Приблизительный компонентный состав пучков инжекторов, применяющихся на установках ТУМАН-3М и Глобус-М можно получить из их “паспортных” данных [48], полученных при их разработке и тестировании. Иногда требуются более точные или актуальные данные о компонентном составе пучка во время конкретных экспериментов. В этом случае компонентный состав можно определить при помощи спектроскопической диагностики [49]. На основании измерения свечения линий  $H_\alpha$  (или  $D_\alpha$ ) эта диагностика дает соотношение концентраций  $N_1:N_2:N_3$  частиц в пучке с энергией с энергиями  $E_0, E_0/2, E_0/3$ . Соотношение нейтральных эквивалентных токов можно определить из соотношения концентраций следующим образом

$$I_1^0 : I_2^0 : I_3^0 = N_1 : \frac{N_2}{\sqrt{2}} : \frac{N_3}{\sqrt{3}}. \quad (3)$$

Кроме того, можно определить мощность, содержащуюся в каждом компоненте из соотношения

$$P_1 : P_2 : P_3 = E_0 I_1^0 : \frac{E_0}{2} I_2^0 : \frac{E_0}{3} I_3^0 = N_1 : \frac{N_2}{2\sqrt{2}} : \frac{N_3}{3\sqrt{3}}. \quad (4)$$

### 1.2.2 Взаимодействие нейтрального пучка с плазмой.

Пучок атомов, сформированный в инжекторе, поступает по вакуумному тракту в камеру токамака. Магнитное поле установки не оказывает влияния на пучок до момента его ионизации. Ионизация пучка происходит по мере его проникновения в плазму. Отношение числа ионизировавшихся атомов  $N_i$  к

начальному числу атомов  $N_0$  вдоль траектории изменяется в соответствии с зависимостью

$$N_i / N_0 = 1 - \exp\left(-\int_0^l n_e \sigma_{i\Sigma} dl\right), \quad (5)$$

где  $n_e$  – плотность электронов плазмы,  $\sigma_{i\Sigma}$  – сечение ионизации (сумма сечений процессов перезарядки, ионизации электронным и ионным ударом),  $l$  – координата вдоль траектории пучка, эффективный заряд плазмы считается равным 1.

Как следует из формулы (5), степень ионизации пучка зависит от плотности и размеров плазмы, а также от сечения ионизации. Зависимость сечения ионизации от энергии [50] представлена на рис 4. Важно отметить, что суммарное сечение ионизации зависит от энергии таким образом, что при ее увеличении сечение падает. Этот факт является одной из причин, ограничивающих повышение энергии инжекции в целях увеличения ее мощности, что было отмечено в предыдущем разделе.

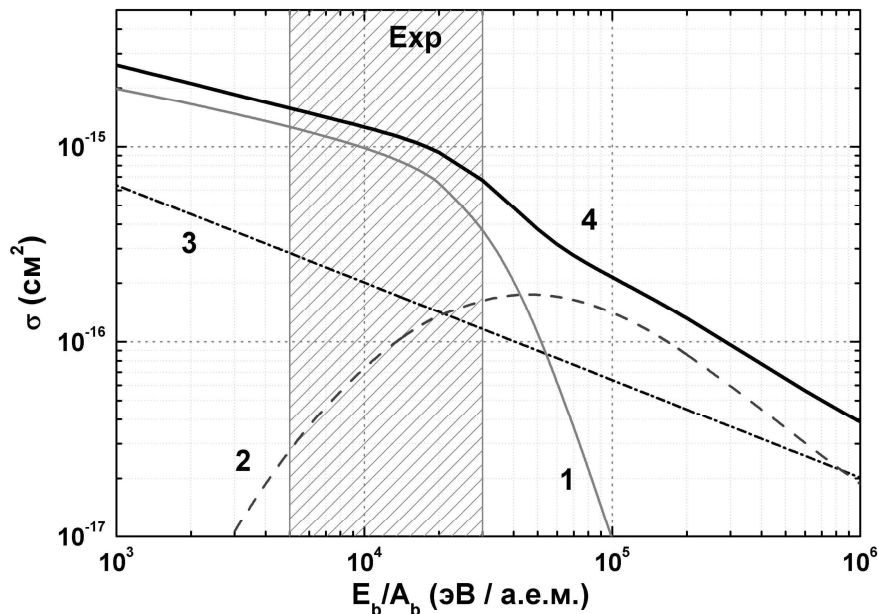


Рис. 4. Сечения основных процессов, приводящих к ионизации нейтрального пучка: 1 – резонансная перезарядка, 2 – ионизация на ионах, 3 – ионизация на электронах при  $T_e = 500$  эВ, 4 – суммарное сечение ионизации. Exp – область экспериментов на установках Глобус-М и ТУМАН-3М.

Обычно энергия пучка выбирается таким образом, чтобы существенная доля частиц основного компонента была ионизирована. В противном случае будут наблюдаться потери пучка на стадии ионизации. Кроме этого пролет пучка сквозь плазму будет приводить к активному взаимодействию неионизованных частиц со стенкой. Такое взаимодействие является крайне нежелательным, так как приводит к тепловой нагрузке на стенку камеры и к выбиванию примесей, загрязняющих плазму.

Еще одним следствием указанного поведения сечения в зависимости от энергии является то, что неосновные компоненты пучка (с энергиями  $E_0/2$ ,  $E_0/3$ ) ионизируются значительно эффективнее основного компонента (с энергией  $E_0$ ). В соответствии с этим у неосновных компонент характерная глубина проникновения в плазму будет меньше. Поэтому, если оптимизация НИ проводится для основного компонента пучка, с тем, чтобы область его поглощения локализовалась в центральных областях плазмы, то неосновные компоненты, скорее всего, будут ионизироваться в более периферийных областях. При этом потери неосновных компонентов вследствие неполной ионизации будут гораздо меньше, чем аналогичные потери основного компонента.

### 1.2.3 Взаимодействие быстрых ионов с плазмой.

После ионизации пучка, захваченные магнитным полем быстрые ионы, начинают взаимодействовать с плазмой. Это взаимодействие быстрых ионов с плазмой выражается в таких процессах, как торможение и передача энергии электронам и ионам основной плазмы, диффузия по энергии и по углам за счет столкновения с ионами и электронами, взаимодействие с волнами и неустойчивостями, взаимодействие с остаточными атомами и примесями. Для обсуждения в последующих главах экспериментальных результатов, полученных в ходе исследований НИ, имеет смысл привести некоторые общепринятые подходы, используемые при описании взаимодействия быстрых ионов с плазмой.

Нагрев плазмы обуславливается процессом торможения быстрых ионов с передачей их энергии электронам и ионам плазмы. В связи с этим рассмотрение взаимодействия быстрых ионов с плазмой часто ограничивают только этим процессом. При таком рассмотрении считается, что передача энергии и, соответственно, торможение быстрых ионов осуществляется только за счет кулоновских столкновений. Задача торможения быстрых ионов плазме рассмотрена, например, в [51, 52].

Если энергия быстрого иона выше некоего порогового значения (так называемая “критическая” энергия  $E_c$ ), то его энергия передается в основном электронному компоненту плазмы. Если энергия быстрого иона ниже критической энергии, то передача энергии идет в основном тепловым ионам плазмы. Выражение для критической энергии обычно записывают в виде

$$E_c \approx 14.8 A_f T_e \langle Z_i^2 / A_i \rangle^{2/3}, \text{ где } \langle Z_i^2 / A_i \rangle = \frac{\sum n_i (Z_i^2 / A_i) \ln(\Lambda_i)}{n_e \ln(\Lambda_e)}. \quad (6)$$

Здесь  $A_f$  и  $A_i$  – масса быстрого иона и ионов основной плазмы в а.е.м.,  $n_i$  и  $n_e$  – концентрации ионов и электронов основной плазмы в  $\text{м}^{-3}$ ,  $\ln(\Lambda_i)$  и  $\ln(\Lambda_e)$  – кулоновские логарифмы для взаимодействия быстрого иона с ионами и электронами плазмы.

Скорость потери (и, соответственно, передачи) энергии быстрого иона в плазме:

$$\frac{dE}{dt} \approx -\frac{2E}{\tau_{se}} \left( 1 + \left( \frac{E_c}{E} \right)^{3/2} \right), \quad (7)$$

где  $\tau_{se}$  – характерное время торможения на электронах (спитцеровское время):

$$\tau_{se} = 6.3 \cdot 10^{14} \frac{A_f T_e^{3/2}}{n_e \ln(\Lambda_e)}. \quad (8)$$

Зависимость (7) позволяет получить функцию распределения быстрых ионов по энергии:

$$f(E) \sim \sqrt{E} (E^{3/2} + E_c^{3/2})^{-1}. \quad (9)$$

Отметим еще раз, что функция распределения (9), которая имеет достаточно простой вид, получена при учете только одного процесса –



торможения быстрого иона в результате кулоновских столкновений с частицами основной плазмы. Однако часто при рассмотрении взаимодействия быстрых ионов с плазмой нельзя ограничиваться только одним этим процессом. Во многих случаях возникают дополнительные факторы, существенным образом, влияющие на вид их функции распределения.

Во-первых, при НИ имеется выделенное направление рождения быстрых ионов, соответствующее линии инъекции. Вследствие этого естественно ожидать, что их функция распределения не будет изотропной, так как они рождаются в плазме с определенными питч углами. Питч углы быстрых ионов могут трансформироваться в результате рассеяния при взаимодействии с частицами плазмы. Таким образом, для получения анизотропной функции распределения необходимо принимать во внимание процессы диффузии быстрых ионов по питч углу. Во-вторых, часто необходимо учитывать процессы диффузии быстрых частиц по энергии. Это становится особенно важным при описании функции распределения в области ее резких изменений, например, в области энергий инъекции основного и неосновных компонентов. И, наконец, иногда необходимо принимать во внимание различного рода потери энергии и самих быстрых ионов, обусловленные, в частности, их взаимодействием с остаточными атомами, или, например, неустойчивостями в плазме. Вид функции распределения при учете некоторых из перечисленных особенностей взаимодействия быстрых ионов с плазмой токамаков будет приведен ниже.

#### 1.2.4 Потери быстрых частиц при нейтральной инъекции.

Необходимо отметить, что в момент своего проектирования ни на одной из трех представленных в данной диссертационной работе установок (Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS), не планировалось применение НИ. Комплексы НИ появились на этих установках после соответствующей модернизации. Относительно малые размеры всех трех токамаков, а также низкое тороидальное магнитное поле (что особенно существенно в случае установки Глобус-М), являются теми неблагоприятными факторами, которые создают

условия для потерь быстрых частиц. В текущем разделе будет дан краткий обзор основных видов потерь, характерных для небольших токамаков.

При обсуждении потерь частиц инжекционного пучка обычно рассматривают следующие основные виды потерь:

- потери атомов “на пролет”,
- “орбитальные” потери ионов,
- потери ионов в результате перезарядки,
- потери, связанные с взаимодействием быстрых ионов с различного рода волнами и неустойчивостями в плазме (пилообразные колебания, альфвеновские моды и т.п.).

Потери частиц инжекционного пучка на пролет являются следствием неполной ионизации пучка. При слишком малой линейной плотности плазмы (для рассматриваемых установок граничная величина находится на уровне  $n_e l \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ) и высокой энергии пучка (для рассматриваемых установок  $E_0 \sim 30 \text{ кэВ}$ ) существенная часть атомов может пройти плазму насквозь без ионизации (в иностранных источниках в отношении этих потерь обычно используется термин “SHinethrough losses”). Долю неионизованных частиц вдоль траектории пучка можно получить из формулы (5):

$$N_{SH} / N_0 = \exp\left(-\int_0^l n_e \sigma_{iz} dl\right). \quad (10)$$

Орбитальные потери – это потери быстрых ионов, которые были захвачены магнитным полем установки таким образом, что их траектории выходят за границы плазмы (в отношении этих потерь обычно используется термин “Firt ORBIT losses”). Такие частицы теряются либо при соударении со стенкой, либо в результате перезарядки в окружающем плазму газе. Орбитальные потери играют существенную роль, в случаях, когда ларморовский радиус образовавшегося быстрого иона сравним с малым радиусом токамака. Для точного расчета величины таких потерь необходимо использовать 3D-коды, позволяющие провести моделирование траекторий

быстрых ионов, захваченных плазмой, с учетом геометрии эксперимента и конфигурации магнитного поля.

Как правило, орбитальные потери и потери на пролет объединяют в так называемые “прямые” потери (“DIRect losses”). Подобное объединение связано с тем, что характерное время орбитальных потерь мало по сравнению с характерным временем передачи энергии плазме. Вследствие этого можно считать, что быстрые ионы, подверженные орбитальным потерям, практически не взаимодействуют с плазмой.

Потери в результате перезарядки (“Charge eXchage losses”) появляются вследствие взаимодействия быстрых ионов с присутствующими в плазме фоновыми атомами, а также с не полностью ионизованными многозарядными ионами примесей. Быстрый ион может перезарядиться на таких частицах, после чего образовавшийся быстрый атом, который не будет удерживаться магнитным полем установки, уйдет на стенку вакуумной камеры. Для оценки этого вида потерь обычно применяется следующий подход. Характерное время, необходимое для того, чтобы быстрый ион со скоростью  $v_f$  перезарядился на атомах концентрации  $n_0$ , оценивается как:

$$\tau_{cx} = \frac{1}{n_0 \sigma_{cx} v_f}. \quad (11)$$

Здесь  $\sigma_{cx}$  – сечение перезарядки,  $v_f$  – скорость быстрого иона. При этом скорость перезарядки  $\sigma_{cx} v_f$  слабо меняется в диапазоне энергий, не превышающих 30 кэВ [50], характерных для НИ на малых установках. Мощность, теряемую вследствие перезарядки в таком случае можно оценить как

$$P = n_f E / \tau_{cx}, \quad (12)$$

где  $n_f$  – концентрация быстрых частиц в плазме.

В отличие от прямых потерь, которые происходят практически мгновенно, для потерь в результате перезарядки может требоваться значительное время, в течение которого частица успеет передать плазме существенную энергию (например, на установке Глобус-М  $\tau_{cx}$  может достигать

десятков мс). Вследствие этого потери связанные с перезарядкой часто относят к так называемым потерям “во время торможения” (“Slowing Down losses”).

Потери, связанные с взаимодействием быстрых ионов и различного рода волнами и неустойчивостями в плазме носят в каждом конкретном случае свой характер. Например, в случае взаимодействия с альфеновскими модами, если скорость группы быстрых частиц выше скорости распространения альфеновской волны

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \approx \frac{B}{\sqrt{4\pi \cdot m_i n_e}}, \quad (13)$$

то их энергия может передаваться этой волне ( $B$  – магнитное поле,  $\rho$  – массовая плотность плазмы,  $m_i$  – масса иона плазмы). В результате такого взаимодействия энергия быстрых частиц не будет передана ионам или электронам плазмы, что естественно интерпретировать как потери мощности нагрева.

Более детальное обсуждение и численные оценки некоторых из приведенных типов потерь для установок Глобус-М, ТУМАН-3М и COMPASS будут даны в последующих главах.

#### 1.2.5 Функция распределения быстрых частиц.

Как отмечалось выше, если считать, что взаимодействие быстрых ионов с плазмой ограничивается только их торможением во время кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы, то стационарная функция распределения описывается достаточно простой формулой (9). Чтобы учесть потери быстрых ионов, а также наличие процессов их диффузии по энергии и углам, для нахождения функции распределения необходимо решать кинетическое уравнение. Наиболее часто для этого используют частный случай кинетического уравнения, которым является уравнение Фоккера-Планка [51]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = S - L + C, \quad (14)$$

где слагаемое  $S$  описывает источник быстрых ионов,  $L$  учитывает потери,  $C$  представляет собой кулоновский оператор, описывающий эффекты от

столкновения быстрых ионов с частицами плазмы (торможение, диффузию по энергии и углам).

В качестве источника ионов в уравнении (14) выступает ионизация атомарного пучка. Как было показано выше, в случае инжекторов на положительных ионах этот пучок имеет три основных компонента с энергиями  $E_0$ ,  $E_0/2$ ,  $E_0/3$ . Обычно при решении уравнения (14) источник  $S$  рассматривают как результат ионизации трех независимых пучков, каждый из которых обладает своей энергией. Источник быстрых ионов для каждого компонента часто представляют в виде

$$S = S_0(\chi, t)\Delta(v - v_0), \quad (15)$$

где  $S_0$  – частота образования ионов в единице объема,  $\chi$  – косинус питч угла ( $\chi = \cos(v_{||}/v)$ , где  $v_{||}$  – проекция скорости на направление магнитного поля),  $v_0$  – скорость иона в момент рождения,  $\Delta$  – дельта- функция. При этом прямые потери частиц инжектируемого пучка можно учесть непосредственно в источнике, снизив частоту образования ионов пропорционально доле, удерживаемых в плазме, относительно общего числа инжектируемых частиц.

Потери во время торможения обычно сводят к простому соотношению вида:

$$L = \frac{f}{\tau_{loss}}, \quad (16)$$

где  $\tau_{loss}$  – характерное время потерь. В случае если присутствуют только потери на перезарядку, то  $\tau_{loss} = \tau_{cx}$ . Причем, как было отмечено выше,  $\tau_{cx}$  слабо зависит от энергии быстрой частицы. Вследствие этого для простоты  $\tau_{cx}$  часто считают постоянной величиной.

Кулоновский оператор представляется в виде

$$C = \frac{1}{2\tau_{se}v^2} \left( 2 \frac{\partial}{\partial v} ((v^3 + v_c^3)f) + \frac{\partial}{\partial v} v^2 \left( \frac{v_e^2 m_e}{m_f} + \frac{v_c^3 v_i^2 m_i}{v^3 m_f} \right) \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{m_i Z_{eff} v_c^3}{m_f \langle Z_i \rangle v} \cdot \frac{\partial}{\partial \chi} \left( (1 - \chi^2) \frac{\partial f}{\partial \chi} \right) \right), \quad (17)$$

где  $Z_{eff}$  – эффективный заряд ионов плазмы

$$Z_{eff} = \frac{1}{n_e} \sum_j n_j Z_j^2, \quad (18)$$

$\langle Z_i \rangle$  - средний заряд ионов плазмы

$$\langle Z_i \rangle = \frac{1}{n_e} \sum_j n_j Z_j^2 \frac{m_i}{m_j}. \quad (19)$$

Первое слагаемое описывает торможение быстрых ионов, второе – диффузию по энергии, третье – рассеяние по питч углу.

В общем случае уравнение (14) может быть решено численно. Однако достаточно часто условия экспериментов, для описания которых производится расчет функции распределения, позволяют сделать предположения, при которых кулоновский оператор существенно упрощается. Так, если энергия инжекции  $E_0$  существенно выше критической  $E_c$ , то в области энергий  $E_c$ - $E_0$  образовавшиеся ионы тормозятся преимущественно на электронах. Из-за существенной разницы в массах, при взаимодействии быстрого иона с электронами, направление его скорости меняется слабо. В условиях геометрии токамака это означает что в указанном диапазоне энергий рассеяние по питч углам не существенно.

Кроме того, если исключить из рассмотрения области энергии около  $E_0$ ,  $E_0/2$ ,  $E_0/3$ , где вследствие наличия источников частиц функция распределения должна меняться резко, то диффузией по энергии (скорости) можно в первом приближении пренебречь. Диффузия должна приводить к перераспределению частиц с близкими энергиями, “размывая” функцию распределения. Вне областей  $E_0$ ,  $E_0/2$ ,  $E_0/3$  функция распределения, как правило, достаточно гладкая, поэтому существенного ее изменения в результате диффузии наблюдаться не должно.

При таких условиях уравнение (14) принимает вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} = S_0(\chi, t) \Delta(v - v_0) - \frac{f}{\tau_{loss}} + \frac{1}{\tau_{se} v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left( (v^3 + v_c^3) f \right) \quad (20)$$

и имеет, после интегрирования по питч углу, стационарное решение следующего вида (вывод представлен в [51])

$$f(v) = \frac{S_0 \tau_{se}}{(v_0^3 + v_c^3)^v} (v^3 + v_c^3)^{v-1}, \quad v = \tau_{se} / 3\tau_{loss}. \quad (21)$$

Если перейти в (21) к зависимости от энергии, то получается выражение

$$f(E) = \frac{S_0 \tau_{se} \sqrt{E}}{(E_c^{3/2} + E_0^{3/2})^v} (E^{3/2} + E_c^{3/2})^{v-1}. \quad (22)$$

На рис. 5 приведен вид функции (22) для различного соотношения  $v$  [50]. Учтено, что инжектируются три энергетических компонента. Зависимость 1 на рисунке соответствует случаю  $v=0$ , то есть отсутствию потерь во время торможения. Энергетическая зависимость функции распределения для каждого компонента в этом случае соответствует выражению (9). Кривые 2 и 3 отображают случаи умеренных и сильных потерь во время торможения, соответственно. Как видно из рисунка, при отсутствии потерь функция распределения в интервалах между энергиями  $E_0$ ,  $E_0/2$ ,  $E_0/3$  спадает с ростом энергии. В случае сильных потерь, когда  $v>1$ , наклон функции распределения в этих интервалах изменяется на противоположный, т.е. наблюдается ее подъем с ростом энергии. Важно отметить, что дальнейшее увеличение потерь во время торможения приводит к увеличению наклона функции распределения в этих интервалах.

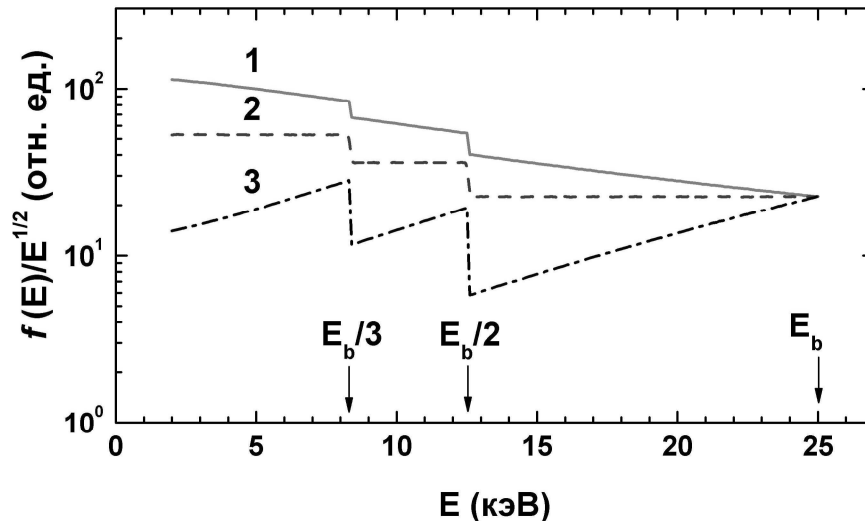


Рис. 5. Функция распределения быстрых ионов по энергии для пучка, состоящего из компонентов  $E_0$ ,  $E_0/2$  и  $E_0/3$ ;  $E_0 = 25$  кэВ (на рисунке  $E_b \equiv E_0$ ); соотношение компонентов  $N_1^0 / N_2^0 / N_3^0 = 60/20/20$ ;  $E_c = 12$  кэВ. 1 –  $v=0$ , 2 –  $v=1$ , 3 –  $v=3$

Прямые потери также имеют влияние на энергетическое распределение быстрых частиц. В используемой терминологии они приводят к уменьшению источника быстрых ионов  $S_0$ . В соответствии с формулой (22) энергетическое распределение ионов при появлении прямых потерь снизится пропорционально уменьшению источника. Следует отметить, что прямые потери зависят от энергии атомов, вследствие чего различные энергетические компоненты могут испытывать прямые потери в различной степени. Этот эффект приводит к изменению перепадов в энергетическом распределении на энергиях  $E_0/2$  и  $E_0/3$  и в некоторых случаях может быть использован для оценки прямых потерь в эксперименте.

В случаях, когда пренебречь влиянием рассеяния по питч углу и диффузией по скорости нельзя, решить уравнение (14) полностью аналитически не представляется возможным. В этих случаях прибегают к численным или полуаналитическим методам его решения. Пример решения кинетического уравнения при инжекции моноэнергетического пучка дейтерия в гелиевую плазму содержится в [53]. На рис. 6 представлена анизотропная функция распределения быстрых ионов дейтерия, полученная в этой работе в случае полуаналитического численного решения кинетического уравнения Больцмана. Функция распределения показана на рисунке в виде отдельных составляющих, имеющих различные питч углы. Как видно из рисунка, форма функции распределения для большинства питч углов весьма сильно отличается от зависимости (9).



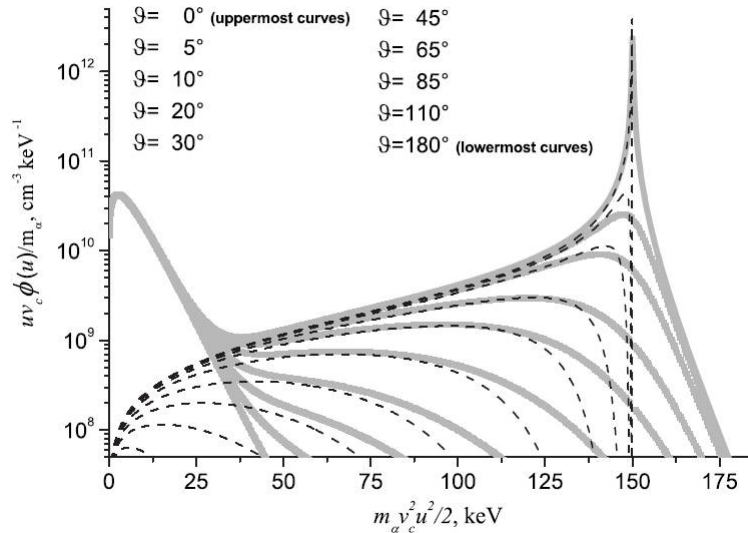


Рис. 6. Функция распределения быстрых ионов дейтерия, инжектированных с энергией  $E_0=150$  кэВ под питч углом  $\theta=0$  в гелиево-водородную плазму, находящуюся при температуре 5 кэВ. Сплошные серые линии соответствуют полуаналитическому решению, пунктир – упрощенному аналитическому решению.

### 1.2.6 Заключение к разделу 1.2.

Можно подвести следующие важные для дальнейшего изложения итоги рассмотрения основных особенностей дополнительного нагрева методом НИ. НИ создает популяцию быстрых ионов в плазме, которые за счет кулоновских взаимодействий нагревают ионы и электроны основной плазмы. Функция распределения быстрых ионов в плазме является сильно немонотонной и имеет особенности. Использование для НИ источников на положительных ионах приводит к появлению трех основных энергетических компонент в инжектируемом пучке атомов ( $E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$ ). Вид функции может зависеть от углового распределения источника. Потери быстрых инжектированных частиц также влияют на вид функции тормозящихся ионов. Потери во время торможения оказывают влияние на наклон функции распределения ниже энергии инжекции. Прямые потери оказывают влияние на компонентный состав удерживаемых в плазме ионов.

### 1.3 Диагностические методы исследования поведения ионного компонента плазмы.

Поведение ионов и электронов в плазме взаимосвязано, однако в токамаке даже такая характеристика плазмы, как, например, температура может быть различна для ионного и электронного компонентов. Для этого отличия имеется несколько причин. Во-первых, как омический, так и дополнительные виды нагрева оказывают различное воздействие на ионный и электронный компоненты плазмы. Во-вторых, потери энергии плазмой по ионному и электронному каналу различны. Необходимо отметить, что с точки зрения УТС наиболее важным является увеличение ионной температуры, так как именно от этого параметра зависит мощность, выделяемая вследствие протекания реакции синтеза. По этой причине изучение поведения ионного компонента плазмы представляет особый интерес, в частности, для проектирования токамак-реактора.

Как правило, ионный компонент плазмы условно разделяют на тепловые ионы основной плазмы и надтепловые быстрые ионы, появившиеся в плазме вследствие дополнительного нагрева или реакций синтеза.

Распределение тепловых ионов по энергии на стационарных стадиях разряда, в большинстве случаев оказывается близким к Максвелловскому, что позволяет характеризовать их температурой. О важности изучения ионной температуры с точки зрения УТС упоминалось выше. По отношению к, так называемой, «лабораторной плазме» изучение поведения ионной температуры также чрезвычайно важно. Это обусловлено тем, что температура – это параметр, который характеризует эффективность нагрева и термоизоляции плазмы. Достаточно отметить, что многие "рекорды", зафиксированные в экспериментах на исследовательских плазменных машинах, связаны именно с достижением высоких температур. В плазме токамака существует распределение температуры по малому радиусу  $T(r)$ , которое также называют «профилем температуры». При изучении многих вопросов, связанных с удержанием и нагревом плазмы, интерес представляет не только локальное или среднее значение температуры, но и ее профиль. Поэтому для получения

полной информации часто разрабатываются диагностические системы, позволяющие не только измерять температуру в какой-нибудь одной определенной области плазмы, но и определять весь ее профиль.

Помимо температуры, не менее важным параметром является изотопное отношение плазмы, т.е. относительное содержание ионов основной плазмы. Измерение этого параметра требуется, в частности, для поддержания нужной концентрации малой добавки при ВЧ нагреве. В плазме токамака-реактора измерение изотопного соотношения необходимо для поддержания оптимального состава дейтерий-тритиевой смеси. Также часто по ионному компоненту проводят измерения скорости вращения плазмы.

В отношении быстрых ионов интерес, как правило, представляет функция их энергетического распределения. Из функции распределения может быть извлечена информация об эффективности работы методов дополнительного нагрева, а также особенностях удержания быстрых ионов, в том числе продуктов реакций синтеза. В частности, в результате анализа функции распределения во время НИ могут быть оценены потери мощности инжектируемого пучка как на стадии взаимодействия пучка с плазмой (прямые потери), так и во время торможения образовавшихся быстрых ионов (потери во время торможения).

Диссертационная работа была сфокусирована на следующих задачах: изучение температуры основной плазмы и функции распределения быстрых ионов при дополнительном нагреве методом НИ. Инструментом для изучения поведения ионного компонента плазмы служила КД. По причине ограничения объема диссертационной работы, в ней не будет рассматриваться применение диагностики ионного компонента в целях изучения таких параметров плазмы, как ее изотопное соотношение, скорость вращения и д.р.

Основные диагностические методы, позволяющие получать информацию об ионном компоненте плазмы: спектроскопия излучения атомов основной плазмы и ионов примесей, нейтронная спектрометрия, КД. В литературе также встречаются методы, основанные на коллективном томсоновском рассеянии,

ион-ионной рефлектометрии, анализе Альфвеновских колебаний, гамма-диагностике, анализе потоков атомов при помощи твердотельных детекторов (алмазный детектор). Первые три диагностических метода давно зарекомендовали себя в качестве надежных инструментов получения информации об ионном компоненте и далее будут рассмотрены более подробно.

### 1.3.1 Спектроскопическая диагностика.

Спектроскопическая диагностика основана на регистрации электромагнитного излучения, образующегося при переходе электрона в атомах водорода или не полностью ионизованных ионах примесей. При движении излучающего атома или иона вследствие эффекта Доплера происходит изменение длины волны испускаемого фотона. В результате тепловое хаотическое движение излучающих частиц будет приводить к уширению спектральных линий с длиной волны  $\lambda$ . Связь температуры  $T_i$  и ширины спектральной линии на полувысоте  $\Delta\lambda_{1/2}$  дается следующей формулой:

$$T_i = 1.72 \cdot 10^5 (\Delta\lambda_{1/2} / \lambda)^2 A_i, \quad (23)$$

где  $T_i$  измеряется в кэВ,  $A_i$  – масса иона в а.е.м.

С ростом температуры концентрация неионизованных атомов в плазме падает. В связи с этим в установках, где температура ионов в центре плазмы составляет сотни и больше эВ, свечение атомов основной плазмы наблюдается в основном из периферийных областей, где температура не высока (до 100 эВ). Кроме того, в этих областях присутствует дополнительный приток атомов из объема, окружающего плазму. Таким образом, если регистрировать свечение атомов водорода в водородной плазме, то температура, соответствующая таким измерениям, будет относиться преимущественно к узкому периферийному слою.

Несмотря на это в рамках спектроскопической диагностики имеются способы измерения температуры, относящейся к более глубоким областям плазмы. Для этого используются спектральные линии многократно ионизованных атомов примесей. Обычно регистрируют линии титана,

железа, хрома, никеля, образующиеся в плазме вследствие распыления материала стенки камеры. Из-за высоких зарядовых чисел полная ионизация соответствующих элементов не достигается даже в центральных областях горячей плазмы. Причем степень ионизации элементов меняется вдоль малого радиуса в соответствии с увеличением температуры. В центральных областях образуются наиболее высокоионизированные состояния, и наблюдается высвечивание спектральных линий, соответствующих этим состояниям. Считается, что если спектрометр настроен на такую линию, то измерения проводятся для центральной области плазмы.

Подобная методика измерения ионной температуры применялась на установке TFTR [54]. При помощи рентгеновских кристаллических спектрометров регистрировались К- $\alpha$  линии Fe XXV и Ni VVXII. Несколько геометрических линий наблюдения позволяли получать информацию о профилях ионной температуры. Результаты измерений, которые проводились как в омических разрядах, так и в разрядах с дополнительным нагревом методом НИ с мощностью 10 MW, представлены на рис. 7.

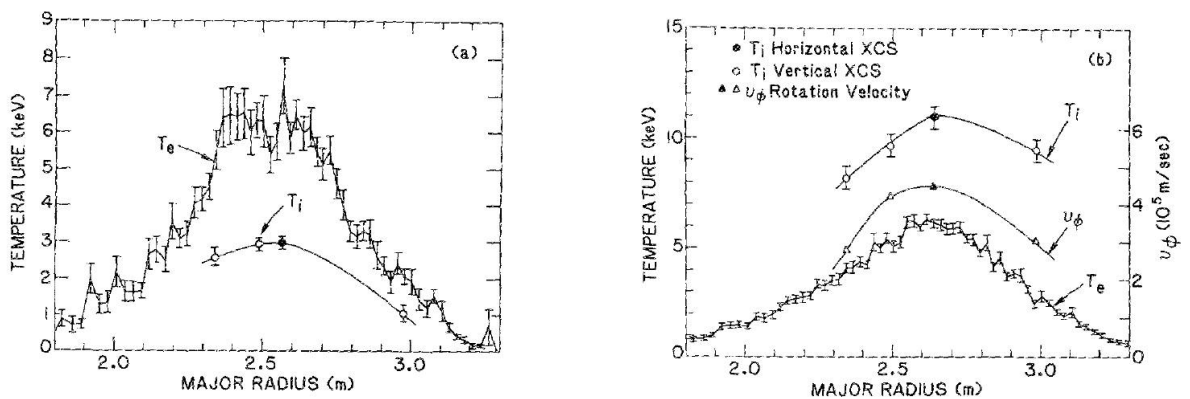


Рис. 7. Ионная температура  $T_i$ , измеренная на установке TFTR при помощи спектроскопической диагностики: (a) – в разряде с омическим нагревом, (b) – в разряде с дополнительным нагревом методом НИ.  $T_e$  – температура электронов, измеренная диагностикой по томсоновскому рассеянию света лазера.

На практике широкое распространение получил и другой вариант спектроскопического метода, который позволяет наблюдать свечение из центральных областей высокотемпературной плазмы. Для его реализации обязательным условием является инжекция в плазму атомарного пучка. В

результате реакции перезарядки плазменных ионов на атомах пучка в плазме образуются существенная (по сравнению с отсутствием пучка) концентрация атомов водорода и водородоподобных ионов примесей в возбужденных состояниях. При переходе электрона в основное состояние излучаются соответствующие спектральные линии. Далее при помощи спектрометрических систем происходит регистрация и анализ этого излучения с целью определения уширения спектральных линий. Область плазмы, из которой поступает сигнал, определяется пересечением линии видимости диагностики и нейтрального пучка. Чтобы отстроиться от свечения периферийных областей плазмы, предпочтительно использовать излучение водородоподобных ионов с высокими степенями ионизации, которые отсутствуют на периферии. В итоге диагностика, при условии небольших поперечных размеров линии видимости и атомарного пучка, может производить достаточно локальные измерения температуры ионов. Описываемый метод измерения ионной температуры получил название CHERS – CHarge Exchange Recombination Spectroscopy.

Несколько систем, основанных на методе CHERS, установлено на установке ASDEX UpGrade (AUG) [55]. Для анализа используются линии углерода, азота, бора. Используемые многохордовые системы (рис. 8) сканируют плазму в тороидальном и полоидальном направлениях и позволяют получать подробный профиль ионной температуры.

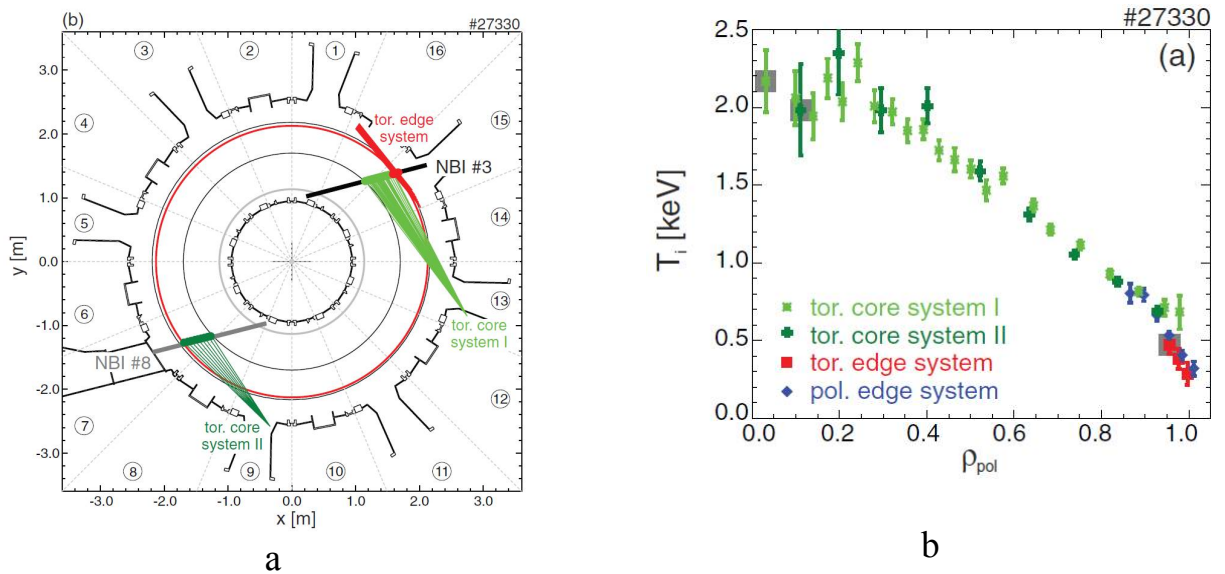


Рис. 8. Диагностика CHERS на установке AUG. а – расположение линий видимости и нейтральных пучков, б – зарегистрированный профиль ионной температуры.

На установках DIII-D [56] и JET [57] измерения профиля ионной температуры осуществляется также при помощи метода CHERS. Используются многохордовые системы, регистрирующие излучение углерода и дейтерия. Диагностика CHERS также используется на установке Глобус-М [58], а ее применение на установке COMPASS запланировано на ближайшее будущее.

Помимо измерений параметров основной плазмы, спектроскопический метод также позволяет получать информацию о быстрых частицах. Для этого используется следующий принцип. Быстрые ионы, появившиеся в плазме в результате инжекции, могут перезаряжаться на нейтральном пучке. Образовавшиеся быстрые атомы будут излучать световые кванты, снимая возбуждение. Излучение быстрых частиц имеет существенный доплеровский сдвиг по длине волны и его можно выделить на фоне излучения основной плазмы. Диагностический метод, основанный на регистрации  $\alpha$ - линий быстрых атомов дейтерия, перезарядившихся на нейтральном пучке, называют FIDA – Fast Ion D-Alpha.

Диагностика FIDA имеется на установках DIII-D [59], AUG [60]. Многохордовая FIDA диагностика, установленная на установке AUG, позволяет измерять профиль концентрации быстрых частиц, их энергетическое

распределение и распределение по питч углам. Получаемые данные позволяют, в частности, изучать поведение быстрых частиц при пилообразных колебаниях плазмы.

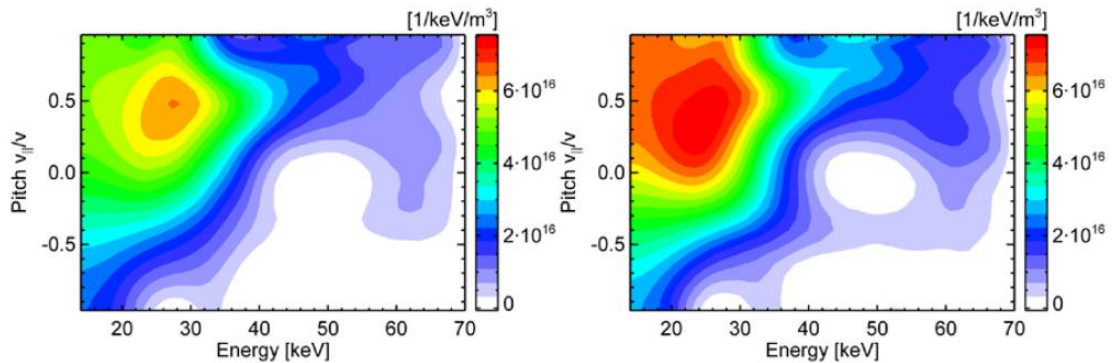


Рис. 9. Распределение быстрых ионов по энергии и питч углам, измеренное при помощи FIDA диагностики на установке AUG во время пилообразных колебаний: слева – до момента срыва, справа – после срыва.

Стоит еще раз подчеркнуть, что для работы CHERS и FIDA диагностик обязательным условием является наличие нейтрального пучка. Несмотря на то, что на современных установках, как правило, имеются нейтральные пучки, используемые для нагрева плазмы, эти диагностические не могут работать на омической стадии плазменного разряда. Поэтому иногда на плазменных установках в дополнение к нагревным пучкам используют диагностические нейтральные пучки.

Итак, хотя метод спектроскопии получил широкое распространение и имеет ряд существенных достоинств, но он также обладает и определенными недостатками. Основным из них является то, что в отсутствие нейтральных пучков CHERS и FIDA диагностики не могут проводить измерения. Кроме того, при измерениях ионной температуры методом CHERS используется излучение ионов примесей, а не основной плазмы. В связи с этим появляется неопределенность, связанная с возможной разницей температур примесей и основного ионного компонента основной плазмы.



### 1.3.2 Нейтронная спектрометрия.

Метод основан на регистрации и анализе потоков нейтронов, возникающих в результате реакций синтеза, протекающих в дейтериевой и дейтериево-тритиевой плазме.

Скорость реакций синтеза  $\sigma v_{FUS}$  зависит от относительной скорости ядер (ионов). В случае максвелловского распределения ионов по энергии скорость реакции определяется их температурой [61]. Зависимость скорости образования нейтронов от температуры ионов плазмы приведена на рис. (рис. 10), она имеет тенденцию к резкому росту с увеличением температуры.

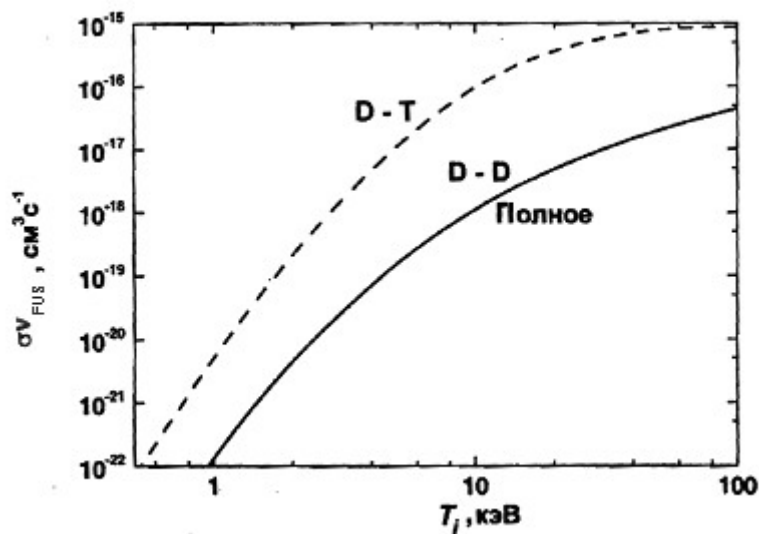


Рис. 10. Зависимость скорость реакций синтеза от ионной температуры плазмы.

Измерения выхода нейтронов при известной концентрации взаимодействующих ионов позволяют получать значения температуры этих частиц. Можно отметить, что хорошим примером возможностей нейтронной диагностики были проведенные впервые в мировой практике параллельные измерения ионной температуры плазмы на токамаке ТЗ (СССР, Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова) методом корпускулярной диагностики и на основании измерения нейтронного потока [65].

Однако такой метод измерения ионной температуры имеет определенные сложности. Во-первых, для его реализации требуется информация о профилях концентрации и температуры ионов. Во-вторых, измеряемый поток нейтронов

может быть связан не только с термоядерными нейтронами, образованными в реакциях синтеза между тепловыми ионами. Нейтроны образуются также при взаимодействии с плазмой быстрых ионов, появляющихся в результате дополнительного нагрева (например, НИ). В этом случае их выход, как правило, определяется не столько температурой плазмы, сколько энергией быстрых ионов.

Спектрометрические измерения нейтронного потока позволяют отделить нейтроны, рождающиеся при взаимодействии тепловых ионов плазмы, от нейтронов, рожденных при взаимодействии пучка с плазмой, а температура ионов может быть определена по уширению энергетического распределения нейтронов. Уширение  $\Delta E$  появляется вследствие хаотического движения ядер, участвующих в реакции, и связано с их температурой  $T_i$  следующими соотношениями:

$$\Delta E = 82.5 \cdot T_i^{0.5} \text{ (для DD реакции),} \quad (24)$$

$$\Delta E = 177 \cdot T_i^{0.5} \text{ (для DT реакции),} \quad (25)$$

где  $\Delta E$  и  $T_i$  в кэВ.

Нейтронная диагностика, использующая этот эффект, установлена на токамаке JET [66]. Она позволяет проводить измерения ионной температуры плазмы в дополнение к CHERS диагностике. При помощи многохордовых измерений в вертикальном сечении плазмы удастся восстановить профиль ионной температуры (рис. 11).

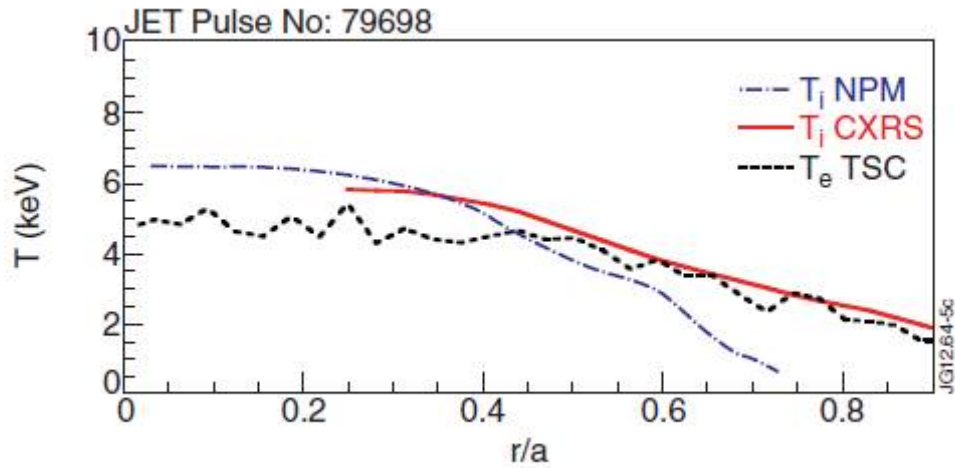


Рис. 11. Профиль температуры ионов  $T_i$ , полученный на установке JET по данным: штрихпунктирная линия – диагностики потока нейтронов, сплошная линия – CHERS диагностики. Пунктирная линия – электронная температура, измеренная диагностикой по томсоновскому рассеянию.

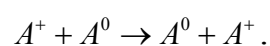
Следует отметить, что определение температуры ионов при помощи спектрометрических измерений нейтронных потоков возможно только на крупных установках. На малых установках (таких как Глобус-М) вследствие низкой температуры плазмы ( $T_i \sim 200$  эВ при омическом нагреве) выход термоядерных DD нейтронов настолько мал, что не поддается регистрации. Несмотря на это, даже на малых установках, иногда проводятся нейтронные измерения. Как отмечалось, нейтроны могут рождаться не только в результате взаимодействия между тепловыми ионами основной плазмы, но также в результате взаимодействия быстрых ионов, образовавшихся в результате дополнительного нагрева, с относительно холодными ионами плазмы. В случае достаточно мощного пучка НИ нейтронный поток, рожденный в результате такого взаимодействия, вполне поддается регистрации. На установках Глобус-М и ТУМАН-3М во время разрядов с НИ выход DD нейтронов достаточно высок ( $\sim 10^{12}$  с<sup>-1</sup>) для его измерения. Регистрируемые нейтроны, которые образуются в результате реакции быстрых ионов с ионами плазмы, несут информацию о функции распределения этих быстрых ионов. Хотя полное восстановление функции распределения, как правило, не представляется возможным, однако по выходу нейтронов, испускаемых плазмой, можно судить

об удержании быстрых ионов в области энергии инъекции. Кроме того, даже относительные нейтронные измерения могут служить монитором поведения быстрых частиц при нестационарных процессах, таких как пилообразные колебания.

Подводя итог сказанному выше, необходимо отметить, что измерение потока нейтронов широко используется на практике. Однако на малых токамаках его невозможно применить для определения ионной температуры. Во время дополнительного нагрева нейтронная диагностика может дать полезную информацию о поведении быстрых ионов (например, об их количестве в плазме), но вследствие резкой зависимости сечения реакции синтеза от энергии быстрых ионов, подробные данные о функции их распределения получить невозможно.

### 1.3.3 Корпускулярная диагностика.

КД принято называть методы исследования плазмы, основанные на регистрации и анализе потоков атомов, выходящих из плазмы. Потоки атомов могут испускаться либо самой плазмой (пассивная диагностика), либо возникать в результате взаимодействия плазмы с инжектированными в нее извне пучками атомов (активная диагностика). Механизм образования потоков атомов из плазмы заключается в следующем. В составе любой водородной (состоящей из изотопов водорода) плазмы помимо заряженных частиц – электронов и ионов – имеются остаточные атомы. Основными их источниками являются: проникновение нейтральных атомов из пристеночной области в центральные области плазмы за счет эстафетной перезарядки; радиационная рекомбинация, происходящая непосредственно внутри плазмы; атомарные пучки, инжектируемые в плазму. Наличие атомов  $A^0$  приводит к нейтрализации ионов плазмы  $A^+$  в результате процесса резонансной перезарядки:

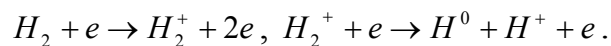
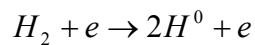


Нейтрализация также может осуществляться за счет перезарядки на водородоподобных ионах примеси. В процессе перезарядки скорость частиц практически не изменяется, поэтому можно считать, что энергетическое

распределение атомов, образовавшихся в результате этого процесса, совпадает с функцией распределения ионов.

Метод КД использовался в данной работе как основной инструмент изучения поведения ионов плазмы. В связи с этим далее будет проведено его более детальное рассмотрение.

Механизм проникновения холодных нейтральных атомов в плазму заключается в следующем. На поверхность плазменного шнура падает поток холодных нейтральных частиц. Эти частицы образуются в результате десорбции молекул водорода со стенок камеры под действием электромагнитных и корпускулярных излучений плазмы. Появление такого потока возможно также в результате отражения стенками быстрых атомов, испускаемых плазмой, которое сопровождается потерей значительной доли энергии частиц. Еще один источник частиц – внешний напуск водорода в разрядную камеру. Основными процессами взаимодействия с плазмой молекул водорода, обладающих тепловой скоростью порядка  $10^5$  см/с, является их диссоциация и ионизация электронным ударом [62]:



В типичных для токамаков условиях трансформация молекулярного потока в атомарный происходит в тонком поверхностном слое (около 1 мм). Энергия образовавшихся атомов составляет несколько электронвольт. При этом около половины атомов поступают в плазму, остальные уходят на стенку.

Дальнейшее поведение потока входящих в плазму атомов определяется процессами их взаимодействия с плазмой: резонансной перезарядкой, ионизацией атомов электронным ударом, ионизацией протонным ударом. Входящий в плазму поток медленных атомов быстро ослабляется в ней в результате ионизации. Перезарядка наоборот способствует переносу атомов в глубь плазмы, сопровождающемуся увеличением их энергии. В условиях достаточно плотной плазмы с концентрацией  $n_e > 10^{14}$  см<sup>-3</sup> существенный вклад в появление атомов вносит еще и такой механизм, как радиационная

рекомбинация ионов и электронов. В итоге, благодаря перечисленным процессам, в плазме возникает значительная концентрация остаточных атомов, которые далее для краткости будут называться "нейтралами". Наличие нейтралов приводит к образованию потока быстрых атомов, покидающих плазму за счет процесса перезарядки (перезарядка ионов плазмы на атомном пучке (активная диагностика) пока не рассматривается).

Поток атомов  $\Gamma^{CX}$  с энергией  $E$ , образованный вдоль линии видимости и покидающий плазму, можно определить следующим образом

$$\Gamma^{CX}(E) = \frac{1}{4\pi} \int_L f_i(l, E) n_0(r) (\sigma v(E))_{CX} \mu(l, E) dl. \quad (26)$$

Здесь  $l$  – координата вдоль линии видимости  $f_i(l, E)$  – функция распределения ионов;  $n_0(l)$  – концентрация нейтралов;  $(\sigma v(E))_{CX}$  – скорость реакции перезарядки, приводящей к нейтрализации;  $\mu(l, E)$  – фактор ослабления пока атомов с энергией  $E$ , образовавшегося в точке  $l$ ;  $L$  – размер плазмы вдоль линии видимости. При написании формулы (26) был принят во внимание тот факт, что скорость налетающих ионов значительно больше скорости нейтралов, что позволило пренебречь распределением нейтралов по энергии и считать их покоящимися. Выражение (26) написано в предположении, что ионы перезаряжаются только на нейтралах. Такое предположение справедливо для водородной плазмы в диапазоне энергий ниже 100 кэВ. Для энергий выше 100 кэВ существенной становится перезарядка на ионах примесей [63]. Кроме того, выражение (26) не учитывает, что в формировании потока атомов из плазмы вместе с перезарядкой также участвует рекомбинация, вкладом которой для небольших установок с малой концентрацией плазмы можно пренебречь.

В общем случае потоки атомов перезарядки, выходящие из плазмы, проинтегрированы вдоль линии видимости регистрирующего прибора. По этой причине определение параметров плазмы по потокам атомов является достаточно сложной задачей. В ряде случаев выражение (26) можно существенно упростить. Так, в небольших установках с плазмой, обладающей невысокой интегральной линейной плотностью ( $n_e a < 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), не возникает

значительного ослабления выходящих потоков. В таком случае фактор ослабления  $\mu(l, E)$  можно не учитывать, положив его равным 1. Это упрощение оправдано, например, в случае потоков достаточно высоких энергий в связи с тем, что суммарное сечение ионизации выходящих атомов (рис. 3) падает при увеличении энергии атомов.

Измерения потоков в тепловой области обычно производится с целью определения ионной температуры плазмы. При этом часто делается следующее допущение. Выходящие из плазмы частицы с энергиями, существенно превышающими температуру (примерный диапазон по энергии измеряемых потоков составляет  $E=(2-8)T_i$ ), рождаются в основном в центральной ( $r=0$ ), наиболее горячей области плазмы. Использование этого допущения приводит к следующему соотношению:

$$\Gamma^{CX}(E) \propto f_i(r=0, E)n_0(r=0)(\sigma\nu(E))_{CX}. \quad (27)$$

Скорость реакции перезарядки  $(\sigma\nu(E))_{CX}$ , как отмечалось выше, слабо зависит от энергии в области  $E < 30$  кэВ. В итоге, при использовании всех упрощений получается, что поток атомов перезарядки пропорционален лишь функции распределения ионов в центральных областях плазмы:

$$\Gamma^{CX}(E) \propto f_i(r=0, E). \quad (28)$$

Подобные рассуждения можно провести и в отношении формирования потока быстрых атомов, образующихся из быстрых ионов, возникающих в плазме во время дополнительного нагрева. Необходимо отметить, что в случае НИ разница может заключаться в области образования потока, которая не обязательно соответствует центру плазмы с  $r=0$ . Достаточно часто реализуется такая ситуация, когда линия видимости прибора, измеряющего поток атомов перезарядки, пересекает нагревный нейтральный пучок. Этот пучок в месте пересечения создает достаточно высокую концентрацию атомов  $n_0$ . В результате чего формирование потока вдоль линии видимости происходит в основном в области этого пересечения, т.е. реализуется случай активной диагностики. Причем, это может относиться не только к потоку быстрых атомов, но и к потоку атомов теплового диапазона энергий с  $E < 8T_i$ .

Необходимо отметить, что существуют случаи, когда приведенные выше допущения не выполняются и связь потока атомов с функцией распределения ионов не является однозначной. Такая ситуация реализуется, когда из-за высокой плотности плазмы или из-за ее больших размеров она становится мало прозрачной для выходящих атомов. В таких случаях для восстановления функции распределения ионов и нахождения ионной температуры необходим более сложный подход, использующий компьютерное моделирование потоков атомов перезарядки. При этом делаются предположения о характеристиках функции распределения ионов (таких, как профили ионной температуры и концентрации). Далее потоки, полученные в результате моделирования, сравниваются с потоками, измеренными в эксперименте. При приемлемом совпадении делается заключение о правильности предположений относительно функции распределения ионов.

Подводя итог, можно сказать, что регистрация и анализ потоков атомов перезарядки позволяет получать функцию распределения ионов плазмы по энергии. Определение функции распределения возможно как в тепловом диапазоне энергий ( $E < 8T_i$ ), так и в надтепловом диапазоне ( $E > 8T_i$ ). Знание этой функции, как будет показано дальше, позволяет получать целый ряд данных об ионном компоненте плазмы.

#### 1.3.4 Измерения ионной температуры при помощи корпускулярной диагностики.

КД плазмы была предложена и разработана в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в 60-х годах для измерения ионной температуры и изучения энергетического баланса ионов в плазме. Первые исследования плазмы при помощи метода КД проводились на установке Альфа [64]. С тех пор эта диагностика используется практически на всех отечественных и зарубежных плазменных установках [65, 67]. На малых и средних плазменных машинах одной из основных задач КД по-прежнему является определение ионной температуры.

Рассмотрим подробнее основные принципы определения ионной температуры с помощью измерения потоков атомов в тепловой области



энергий. В наиболее простом случае, если считать, что  $f_i(0, E)$  описывается максвелловским распределением, а плазма прозрачна для исходящих потоков атомов перезарядки (т.е.  $\mu(r, E) = 1$ ), то по регистрируемому прибором потоку атомов перезарядки  $\Gamma^{\text{CX}}(E)$  можно определить температуру ионов как обратную величину коэффициента наклона прямой, аппроксимирующей распределение  $\ln(\Gamma^{\text{CX}}(E)/E^{1/2})$ .

Такая ситуация характерна для установок малых масштабов ( $a$  порядка десятков сантиметров) с невысокой интегральной плотностью ( $n_e a < 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ), причем необходимо, чтобы потоки были зарегистрированы в диапазоне энергий, существенно превышающих температуру. Обычно для целей определения температуры используется диапазон энергий примерно  $(2-8)T_i$ .

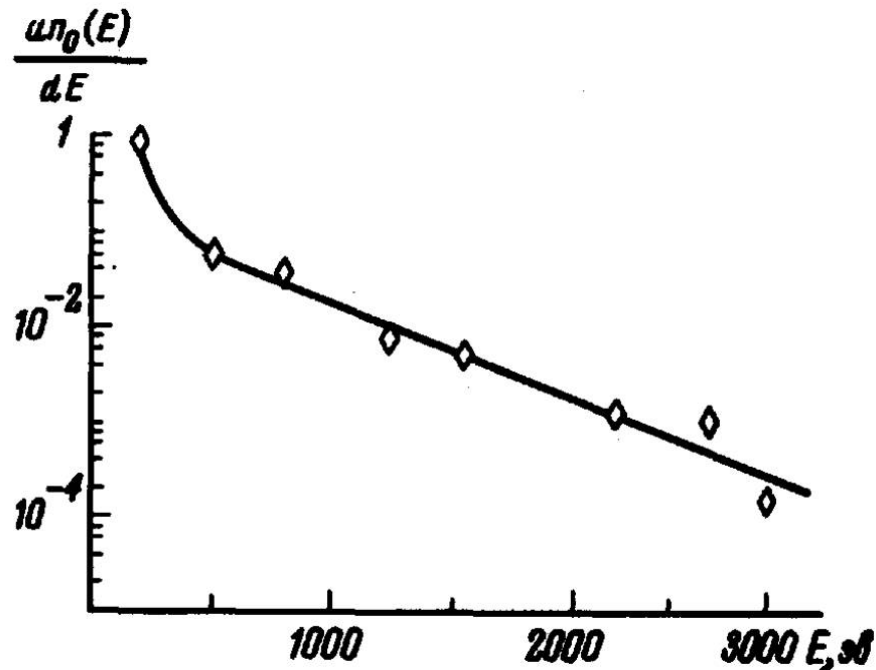


Рис. 12. Энергетический спектр нейтральных атомов на установке ТЗ, измеренный методом КД.

Измерения ионной температуры таким методом были проведены еще в 60-х годах на установке ТЗ [65]  $a=(12-15) \text{ см}$ ,  $n_e \sim (3-6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 12 показан спектр атомов перезарядки зарегистрированный в омическом разряде с током по плазме 120 кА. Оценка центральной ионной температуры по наклону спектра дало значение, равное 390 эВ.

В современных больших установках (JET, JT-60) плазма непрозрачна для исходящих из центральных областей потоков тепловых энергий, и, поэтому, прямые измерения ионной температуры по потоку атомов перезарядки на таких установках невозможны. Однако на малых и даже средних установках эта диагностика до сих пор активно используется для получения ионной температуры. Результаты измерений ионной температуры на токамаке TCV при помощи анализатора потока атомов перезарядки CNPA представлены в статье [68]. Сравнение ионной температуры, измеренной при помощи метода корпускулярной диагностики и метода CHERS, было сделано на NSTX [69]. На другом сферическом токамаке MAST ионная температура также измерялась при помощи анализатора потока атомов перезарядки CNPA, разработанного в ФТИ им. А.Ф.Иоффе [70]. Этим же методом производились измерения ионной температуры на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS, экспериментальные результаты, полученные на которых, представлены в диссертационной работе.

Необходимо отметить, что основная проблема при подобных измерениях – это непрозрачность плазмы для потоков тепловых частиц, вылетающих из центральных областей плазмы. Однако даже в случаях существенного ослабления потоков атомов величину центральной ионной температуры можно попытаться оценить. Как отмечалось выше, в таких случаях используется компьютерное моделирование потоков атомов. Варьированием функции распределения ионов добиваются согласия зарегистрированных и расчетных распределений потоков атомов по энергии.

На установках NSTX и TCV для моделирования потоков использовался код DOUBLE [71, 72], разработанный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Результаты использования этого кода для получения ионной температуры приведены в [69, 73]. Этот же код использовался во время выполнения диссертационной работы для получения значений температуры в разрядах с высокой плотностью плазмы. Более подробно принципы его работы будут описаны в последующих главах.

Если сравнивать данные по ионной температуре, предоставляемые диагностикой CHERS, нейтронной диагностикой и КД, то может сложиться впечатление, что последние имеют наиболее скудный характер. Результаты измерений методом КД, как правило, представлены одной точкой на профилях, в то время как многохордовая CHERS дает весь профиль температуры. Это объективный факт, обусловленный тем, что создание многохордовых анализаторов атомов перезарядки – приборов, регистрирующих потоки атомов – представляет крайне сложную задачу. Однако для получения профиля  $T_i$  возможна организация сканирования плазмы одним анализатором. Для этого используется серия измерений в нескольких идентичных плазменных разрядах, при этом изменение положения анализатора производится от разряда к разряду в этой серии. Такой метод измерения профиля ионной температуры применялся, например, на установке ТУМАН-3.

Кроме того, как отмечалось выше, CHERS и нейтронная диагностика имеют ряд существенных недостатков. Например, отсутствие нейтрального пучка не позволяет использовать CHERS. Наоборот, наличие нейтрального пучка сильно усложняет интерпретацию результатов по измерению ионной температуры с помощью нейтронной диагностики. Малый выход нейтронов не позволяют использовать нейтронную диагностику в омическом режиме нагрева при низких ионных температурах ( $T_i < 200$  эВ). При этом КД не зависит от этих факторов.

Кроме того, результаты, полученные при помощи КД, по крайней мере, в случае плазмы невысокой плотности, имеет ясную физическую интерпретацию благодаря тому, что регистрируются непосредственно нейтрализованные ионы. Причем нейтрализация не оказывает влияние энергию частиц. В связи с этим КД можно считать практически прямым методом измерения функции распределения ионов, в то время как другие диагностические методы используют вторичные процессы, такие как рождение нейтронов или излучение примесей.

Для верификации данных об ионной температуре часто проводят перекрестное сравнение результатов, полученных с помощью этих трех диагностик. На рис. 13 приведено сравнение ионной температуры, определяемой по данным КД и данным измерения потоков DD нейтронов на токамаке ТЗ [65]. Как видно, получено хорошее согласие между этими двумя методами. Это явилось первым свидетельством о том, что нейтроны в плазме токамака родились в результате термоядерных реакций с участием тепловых дейтронов.

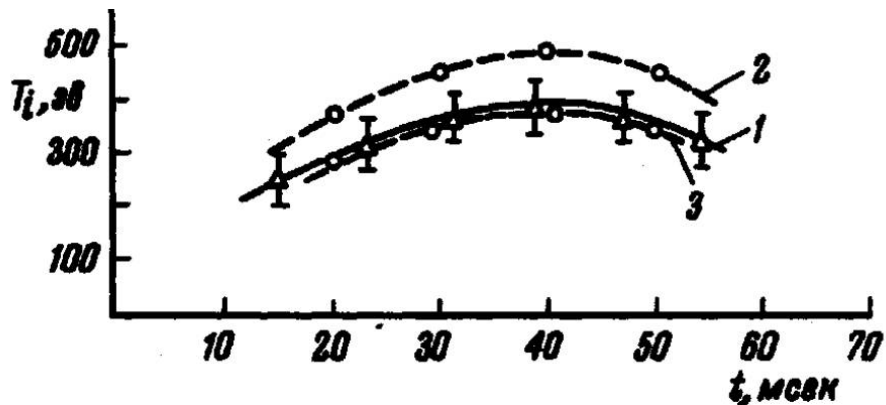


Рис. 13. Сравнение ионной температуры, определяемой по данным КД и по данным измерения потоков нейтронов на токамаке ТЗ. 1 – данные КД. 2, 3 – данные нейтронной диагностики в предположении параболического или плоского профиля ионной температуры соответственно.

Сравнение результатов измерения ионной температуры на установке NSTX [69] методами CHERS и КД представлено на рис. 14. Как видно из рисунка, расхождение наблюдается лишь в области высоких значений (примерно более 2 кэВ) ионной температуры.

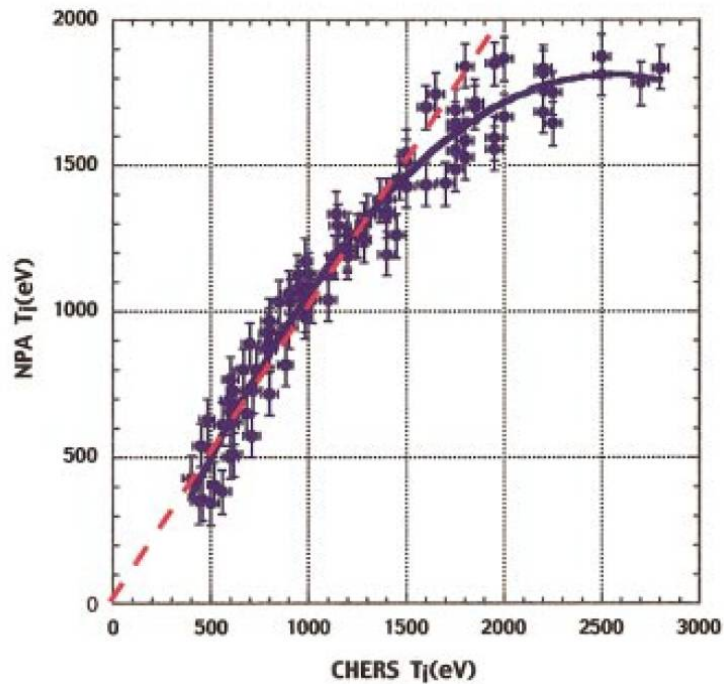


Рис. 14. Сравнение результатов измерения ионной температуры на установке NSTX методами CHERS и КД.

### 1.3.5 Измерения функции распределения быстрых частиц методом корпускулярной диагностики.

Как было показано выше, функция распределения быстрых ионов, образовавшихся в плазме в результате НИ, несет информацию об особенностях передачи энергии пучка плазме. В частности, форма функции распределения определяется потерями быстрых частиц. В связи с этим, потери различного рода могут быть идентифицированы и оценены по величине, если функция распределения будет зарегистрирована с достаточной точностью.

Эта задача может быть решена с помощью КД. Многоканальные анализаторы атомов перезарядки позволяют регистрировать подробный энергетический спектр атомов за один разряд, обеспечивая при этом достаточно высокое разрешение по времени. Важным обстоятельством является то, что потоки быстрых атомов незначительно ослабляются плазмой, поэтому интерпретация результатов этих измерений достаточно проста.

Исследование функции распределения быстрых частиц во время НИ методом КД осуществлялось, в частности, на установке MAST [74]. При этом была реализована схема сканирования плазмы анализатором атомов

перезарядки в горизонтальном направлении. Она позволяла получать распределения быстрых частиц, вылетающих из плазмы под различными углами. Схема эксперимента и результаты измерения функции распределения быстрых частиц представлены на рис. 15.

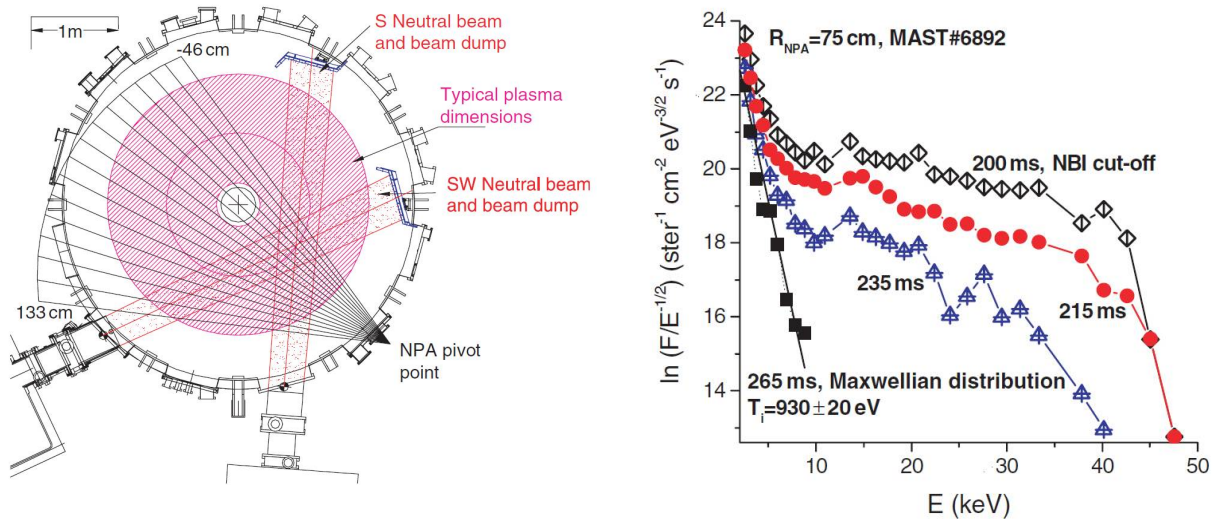


Рис. 15. Схема эксперимента (слева) и результаты измерения функции распределения быстрых частиц (справа) при помощи КД на установке MAST

Стоит отметить, что КД является приоритетным диагностическим методом исследования энергетической функции распределения быстрых ионов. Одной из причин этого, по-видимому, является простота интерпретации результатов измерений. Кроме того, ни один из существующих диагностических методов не способен давать такую подробную информацию о распределении быстрых ионов, которую предоставляет КД.

### 1.3.6 Анализаторы потоков атомов перезарядки, используемые в корпускулярной диагностике.

Для измерения потоков атомов, испускаемых плазмой, используются, так называемые, анализаторы атомов перезарядки (или, как их еще называют, анализаторы нейтральных частиц). Принцип действия этих приборов основан на ионизации входящего атомарного потока в газовой или твердотельной мишени и последующем анализе образовавшихся ионов по массе и энергии в электрическом и магнитном полях.

Подробный обзор анализаторов атомов перезарядки, применяемых на различных установках, содержится в [67]. Детальное рассмотрение принципа действия анализаторов атомов перезарядки с газовой мишенью, и анализе ионов в параллельный магнитном и электрическом полях будет дано в следующей главе на примере анализатора серии АКОРД.

#### 1.3.7 Заключение к разделу 1.3.

Можно сделать следующий важный вывод о диагностических методах изучения ионного компонента плазмы. КД обеспечивает наиболее прямые и подробные измерения функции распределения ионов плазмы по сравнению с другими альтернативными методами. В связи с этим КД является приоритетным диагностическим методом исследования функции распределения быстрых инжектированных ионов. Кроме того, КД позволяет проводить измерения температуры ионов плазмы в небольших токамаках при невысокой интегральной плотности плазмы.

## ГЛАВА 2. АНАЛИЗАТОРЫ ПОТОКОВ АТОМОВ НА УСТАНОВКАХ ГЛОБУС-М, ТУМАН-3М, COMPASS.

Основой корпускулярной диагностики плазмы являются анализаторы потоков атомов перезарядки. Принцип действия этих приборов основан на ионизации входящего атомарного потока и последующем анализе образовавшихся ионов в электрических и магнитных полях. В данной работе не будут рассматриваться методы корпускулярной диагностики, основанные на применении твердотельных (алмазных) детекторов, которые дают возможность прямой регистрации потока атомов без их ионизации и последующего анализа.

За всю историю создания анализаторов потоков атомов были разработаны различные схемы реализации их принципа работы. Ионизация входящего атомарного пучка может осуществляться как газовой, так и в твердотельной мишени. Газовая мишень может быть стационарной или импульсной. Детекторные системы могут содержать различное количество каналов и использовать различные типы детекторов. На больших установках, где присутствует высокий нейтронный и гамма фон преимущественно используются детекторы на основе сцинтилляторов и фотоэлектронных умножителей. На малых установках с низким уровнем фона (фоновый сигнал может создаваться рентгеновским и гамма- излучением, а также нейтронами) используются преимущественно каналные электронные умножители (каналотроны) и детекторы на основе микроканальных пластин (МКП). Подробный обзор анализаторов, разработанных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе приведен в [75].

Анализирующая поток вторичных ионов система (ее принято называть диспергирующей системой) так же может иметь различные модификации. Анализ ионов по энергиям в первых анализаторах, разработанных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, осуществлялся только в электрическом поле [76]. Существенным недостатком таких приборов являлось то, что анализатор не может отдельно регистрировать потоки различных изотопов водорода. Однако достаточно большое количество таких приборов было создано и используется на



некоторых установках по настоящее время (например, TCV, Лозанна, Швейцария).

В более поздних модификациях этих приборов анализ осуществлялся как в электрическом, так и в магнитном полях. Такая схема позволила регистрировать поток определенного изотопа водорода [77, 78]. Однако данные анализаторы обладали низким массовым разрешением. Главной причиной этого была их конструктивная особенность, связанная с использованием сложной системы канальных анализирующих конденсаторов. Отражение частиц от элементов этих конденсаторов, не позволяло получать разделения потоков по массам с контрастностью менее 10%.

Для повышения массового разрешения анализаторов была разработана схема с анализом вторичных ионов в параллельных электрическом и магнитном полях. Эта схема получила наибольшую популярность и была реализована в приборах серии АКОРД, CNPA, и в анализаторах ISEP, ГЕММА, разработанных в ФТИ [79 – 82]. Ее рассмотрение будет проведено на примере анализатора АКОРД-12 (рис. 16).

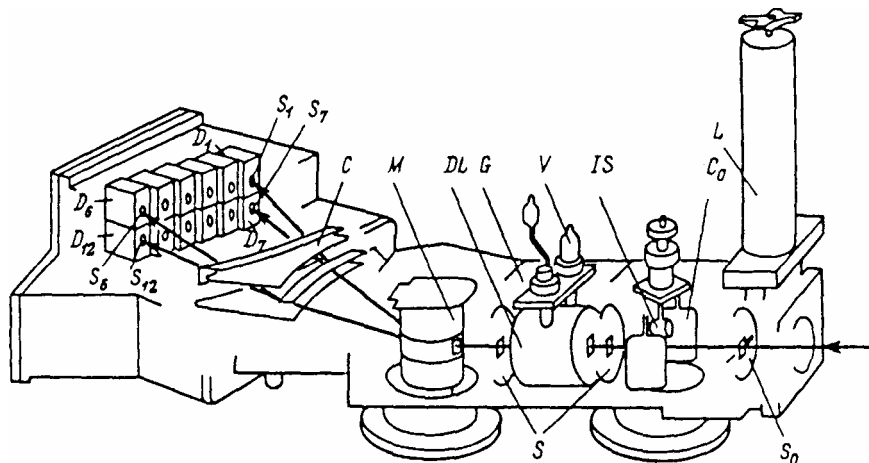


Рис. 16. Схема анализатора АКОРД-12. L – вакуумный затвор,  $S_0$  – входная диафрагма,  $C_0$  – конденсатор очистки, G – камера обдирки, S – диафрагмы камеры обдирки, M – магнит дисперсионной системы, C – конденсатор дисперсионной системы,  $D_1$ - $D_{12}$  – детекторы,  $S_1$ - $S_{12}$  – входные диафрагмы детекторов.

Пучок атомов, испускаемых плазмой, попадет в прибор через вакуумный затвор L. При помощи сменной входной диафрагмы  $S_0$  входящий поток ограничивается так, чтобы он не превышал допустимых значений, которые

может регистрировать прибор. Далее поток проходит в камеру очистки, где постоянным электрическим полем конденсатора  $C_0$  отклоняются ионы, если они присутствуют в пучке. После очистки поток атомов попадает в камеру обдирки  $G$ . В эту камеру, ограниченную двумя диафрагмами  $S$ , напускается газ (в данном случае азот). На молекулах газа происходит ионизация атомарного пучка. Давление в камере обдирки не превышает  $10^{-3}$  мм.рт.ст., а ее длина составляет  $\sim 5$  см. В таких условиях в камере реализуется режим однократных столкновений, при котором количество образованных ионов пропорционально давлению в камере обдирки. Изменение давления создает возможность регулировать поток атомов, поступающих в диспергирующую систему и в детекторы.

Диспергирующая система анализатора АКОРД-12 состоит из электромагнита  $M$  и анализирующего конденсатора  $C$ . Магнитное и электрическое поля направлены параллельно, и таким образом, реализуется схема анализа в параллельных полях ( $E||B$ ). Пучок ионов, проходя магнит, отклоняется в горизонтальной плоскости на угол, тангенс которого обратно пропорционален импульсу частицы. Не ионизировавшаяся часть пучка проходит магнит без отклонения.

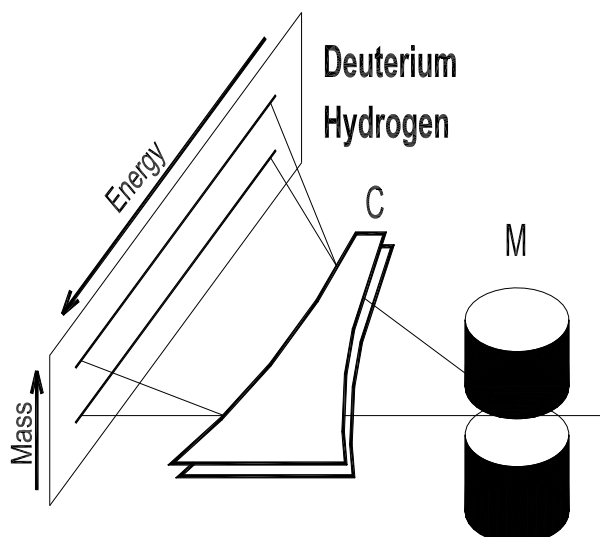


Рис. 17. Схема реализации двумерной дисперсии ионов с разной массой и энергией в анализаторе АКОРД. М – полюсники магнита, С – пластины анализирующего конденсатора; Deuterium/Hydrogen – положение на детекторной плоскости дейтериевого/водородного пучков; Energy/Mass – направление увеличения энергии/массы ионов на детекторной плоскости.

Развернутый по импульсу веер ионов попадает в конденсатор. Форма конденсатора подбирается таким образом, чтобы вертикальное отклонение частиц на детекторной плоскости было примерно одинаково для ионов одной массы. Реализованная таким образом диспергирующая система разделяет в вертикальном направлении на детекторной плоскости ионы различной массы (рис. 17). Расстояние между горизонтальными линейками детекторов подобрано таким образом, что, если в нижнюю линейку ( $D_7$ - $D_{12}$ ) попадают ионы с массой  $A$ , то в верхнюю линейку ( $D_1$ - $D_7$ ) попадают ионы с массой  $2A$ . Обычно напряжение на конденсаторе и магнитное поле в магните подбираются так, чтобы в нижнюю линейку направлялся водород, а в верхнюю дейтерий. При этом горизонтальное отклонение частиц определяется их импульсом или энергией.

В качестве детекторов в анализаторах АКОРД-12 используются каналотроны ВЭУ-6. Принцип их действия основан на том, что ион выбивает с поверхности входного окна детектора электроны. Сигнал усиливается

детектором за счет лавинного размножения электронов, проходящих по каналу детектора и ускоряющихся полем распределенного вдоль канала потенциала. В результате на выходе детектора формируется достаточно сильный импульсный токовый сигнал (несколько мА в максимуме). Схема питания детектора такова, что на его входное окно подается потенциал около - 3 кВ. Это напряжение дополнительно ускоряет ионы на 3 кэВ, что существенно поднимает (до значений близких к 100 %) эффективность регистрации детектором ионов низких энергий (<1 кэВ). Для экранирования поля детекторов перед их входными окнами установлена диафрагма с окнами  $S_1 - S_{12}$ .

Основными параметрами анализатора атомов перезарядки являются: количество энергетических каналов; диапазон энергий, в котором могут производиться измерения; эффективность регистрации потока входящих атомов; энергетическое разрешение. Для анализатора АКОРД-12 они приведены в таблице 2.

Таблица 2.

Основные параметры анализатора АКОРД-12.

	Н линейка	Д линейка
Количество каналов	6	6
Энергетический диапазон	0.25 – 50 кэВ	0.3 – 25 кэВ*
Эффективность регистрации	$10^{-4} - 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5} - 10^{-2}$
Энергетическое разрешение $\Delta E/E$	9 – 40 %	

\* Для модификаций анализаторов, имеющихся на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS.

Необходимо отметить, что соотношение энергий в энергетических каналах анализатора фиксировано и заданно их геометрией, при этом абсолютная энергия частиц, попадающих в канал определяется настройками диспергирующей системы. Диспергирующая система анализатора АКОРД-12 может быть настроена на различные области энергий в пределах указанного выше энергетического диапазона.

Анализатор АКОРД-12 получил широкое распространение. К началу работ, представленных в диссертации, на каждой из трех установок (Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS) имелся такой анализатор. Основные задачи, которые решались с применением этих анализаторов, заключались в измерении температуры ионов и их изотопного отношения в плазме. Для решения обеих задач используются измерения потоков атомов в тепловой области спектра  $E=(2-8)T_i$ . АКОРД-12 хорошо зарекомендовал себя для работы в этой области энергий. Для исследований на представленных установках, где ионная температура находится на уровне 0.2 – 0.3 кэВ, этот диапазон составляет примерно 0.4 – 2 кэВ.

В тепловом диапазоне энергий спектр атомов перезарядки монотонно спадает и не имеет особенностей. При несущественном ослаблении потоков атомов, рождающихся в центральной зоне плазмы, как правило, спектр описывается максвелловским распределением. В логарифмических координатах максвелловское распределение, деленное на квадратный корень из энергии, представляет собой прямую линию. В таких условиях достаточно несколько экспериментальных точек, для того, чтобы по ним восстановить весь спектр. Обычно в интересующий диапазон энергий попадает 4 - 6 каналов анализатора АКОРД-12 из каждой линейки. Этим точек вполне достаточно, чтобы построить по ним распределение Максвелла и определить температуру.

### 2.1 Применимость анализатора АКОРД-12 для измерений быстрых частиц на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS.

Как было отмечено в главе 1, после запуска на всех трех токамаках дополнительного нагрева методом НИ в дополнение к температурным измерениям возникла задача изучения поведения быстрых ионов, создаваемых этим нагревом. Для изучения поведения быстрых ионов необходима регистрация их энергетических распределений. При этом существуют следующие особенности регистрации быстрых частиц по сравнению с тепловыми.

Во-первых, регистрацию распределения быстрых частиц необходимо проводить в значительно более широком диапазоне энергий. Обычно этот диапазон начинается несколько выше тепловой части спектра ( $\sim 8T_i$ ) и простирается до энергий, превышающих энергию инжекции примерно на 10-20%. При типичных для установки Глобус-М значениях температуры  $T_i=300$  эВ и энергии инжекции  $E_0=30$  кэВ получается, что необходимо производить регистрацию потоков в диапазоне примерно от 3 кэВ до 35 кэВ.

Во-вторых, как видно из рисунков 5 и 6 (см. главу 1), энергетические распределения быстрых частиц немонотонные и имеют существенные особенности. Наклоны участков спектра, перепады в области энергий  $E_0/2$ ,  $E_0/3$  определяются поведением быстрых частиц в токамаке. Изучение этих особенностей позволяет производить оценки разного рода потерь быстрых частиц. В связи с этим необходима достаточно подробная регистрация экспериментального спектра с достаточно высоким энергетическим разрешением.

Рассмотрим, в какой степени анализатор АКОРД-12 подходит для решения задачи регистрации энергетических распределений быстрых частиц. Анализатор имеет 6 каналов в каждой линейке, что крайне мало для изучения особенностей спектров быстрых частиц. Как уже говорилось, в случае НИ энергетическое распределение ионов имеет три монотонных участка между энергиями  $E_0$ ,  $E_0/2$ ,  $E_0/3$  (рис. 5). Определение наклона функции распределения на этих участках необходимо для оценки величины потерь частиц во время торможения, а определение перепада в областях  $E_0/2$ ,  $E_0/3$  необходимо для оценки прямых потерь частиц. Как видно из рис. 5, чтобы идентифицировать требуемые особенности функции распределения, необходимо иметь, как минимум, 6 экспериментальных точек, при условии, что по 2 канала попадают на каждый участок функции распределения. В реальных условиях при работе с анализатором, соотношение энергий в каналах которого фиксировано, требуемое число экспериментальных точек должно быть существенно увеличено.

Как было указано, диспергирующая система позволяет перестраивать энергии в энергетически каналах анализатора АКОРД-12. Получение 12 экспериментальных точек на функции распределения при помощи анализатора АКОРД-12 возможно следующим образом. Необходимо произвести два идентичных плазменных разряда, в которых анализатор будет настроен на регистрацию различных энергий. Суммарный зарегистрированный за два разряда энергетический спектр быстрых частиц будет иметь 12 экспериментальных точек.

Однако в анализаторе АКОРД-12 энергетические каналы расположены по энергии не оптимально для целей регистрации спектра инжектированных частиц. Каналы высоких энергий далеко отстоят друг от друга (рис. 18). Таким образом, в высоких энергиях экспериментальных точек даже за два идентичных разряда будет недостаточно. Для получения подробной картины, описывающей особенности функции распределения во всем энергетическом диапазоне необходимо будет произвести три - четыре разряда. К этому количеству нужно добавить еще один разряд, в котором необходимо измерить уровень фонового сигнала,. В итоге для регистрации спектра быстрых частиц анализатором АКОРД-12 требуется около 5 идентичных разрядов.

Кроме того, в некоторых случаях нужно изучать процессы, повторение которых от разряда к разряду невозможно. В этих случаях описанная схема с подробным измерением спектра не может быть реализована.

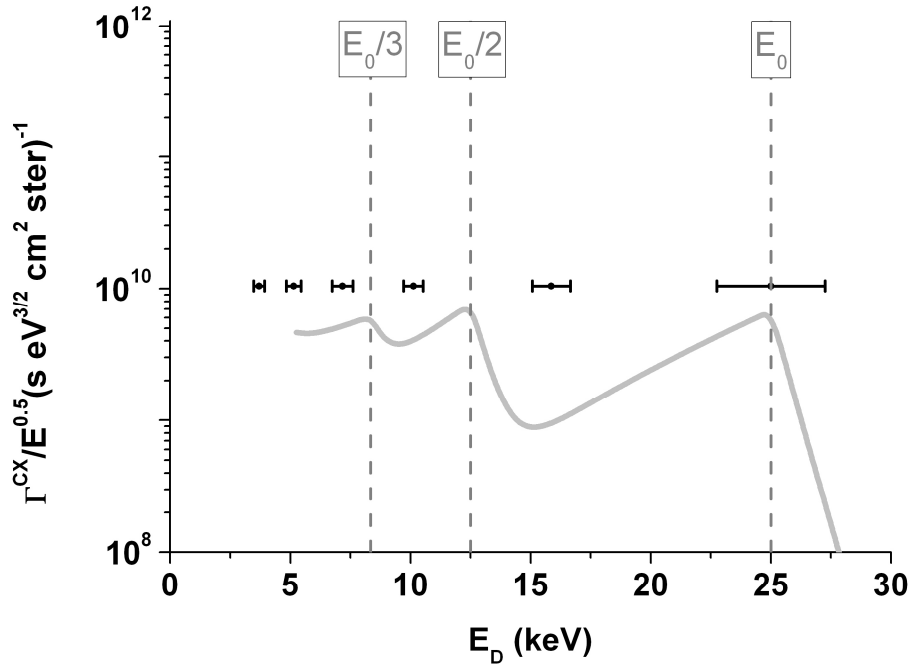


Рис. 18. Расположение по энергии дейтериевых каналов анализатора АКОРД-12 при настройке последним каналом на энергию инжекции  $E_0$ . Точки – положение каналов по энергии, «усы» – ширины каналов, серая линия – расчетное распределение быстрых ионов при пучковом нагреве.

Энергетический диапазон анализаторов АКОРД-12, имеющих на установках, ограничен в дейтериевой линейке энергией 25 кэВ, в водородной – 50 кэВ. Следует отметить, что максимальная энергия инжекции на установке Глобус-М составляет около 30 кэВ, на установке ТУМАН-3М – около 25 кэВ, на установке COMPASS – 40 кэВ. В результате, энергетического диапазона анализатора АКОРД-12 хватает для регистрации спектров быстрых частиц только на установке ТУМАН-3М.

Необходимо сделать следующее замечание. Наиболее часто в опытах по пучковому нагреву плазмы используется инжекция дейтерия по сравнению с инжекцией водорода. Это объясняется тем, что при дейтериевой инжекции в дейтериевую плазму возникает поток нейтронов, родившихся в результате реакции синтеза ионов плазмы и ионов пучка. В случае водородной инжекции потока нейтронов из плазмы не возникает. Изучение выхода нейтронов представляет особый интерес в плане проектирования источника термоядерных нейтронов на основе токамака. Кроме того, в этом случае в дополнение к



корпускулярной диагностике появляется возможность задействовать еще и нейтронную диагностику для изучения поведения быстрых частиц. По этой причине в текущей главе большинство рассуждений будут касаться именно вопросов регистрации дейтериевых потоков.

Энергетическое разрешение высокоэнергетичных каналов анализатора АКОРД-12, как видно из рисунка 18, не очень высокое (~15-20 %). Регистрация этим прибором спектра, подобного спектру, представленному на рисунке 18, будет приводить к его сильному сглаживанию.

Стоит отметить еще одну особенность анализатора АКОРД-12. В качестве детекторов в нем используются каналтроны ВЭУ-6. Максимальная скорость счета этих детекторов ограничена на уровне 500 кГц. При этом у отдельных экземпляров детекторов наблюдается существенное падение коэффициента усиления при скоростях счета свыше 200 кГц. Из-за разности эффективностей регистрации для разных энергий, а также из-за особенностей спектров, при регистрации быстрых частиц может наблюдаться существенная разница по загрузке каналов. Это разница может достигать 10 раз и выше. При этом если канал с максимальной загрузкой ограничен скоростью счета 200кГц, то в канале с минимальной загрузкой скорость счета будет на уровне 20кГц. Как правило, измерения скорости счета на таких установках, как ТУМАН-3М, Глобус-М и COMPASS происходит с временным окном 1мс и меньше. За это время будет набираться около 20 отсчетов. При этом статистическая погрешность, равная квадратному корню из числа отсчетов будет составлять около 20%, что в некоторых случаях может оказаться недостаточным. Кроме того, при низкой скорости счета будет сильно проявляться влияние фона, т.к. уменьшится соотношение «сигнал/фон» в каналах анализатора.

Можно подвести следующий итог относительно возможности применения анализатора АКОРД-12 на установках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS для регистрации быстрых частиц. Полноценное применение анализатора на установках Глобус-М и COMPASS не возможно в связи с тем, что энергия инъекции находится выше рабочего диапазона прибора.

Энергетический диапазон прибора позволяет измерять спектры быстрых частиц от энергии инжекции  $E_0$  и ниже только на установке ТУМАН-3М. При этом будут иметься следующие проблемы. Низкое количество каналов будет обуславливать необходимость измерять спектр не менее чем за 5 идентичных разрядов. Большая энергетическая ширина каналов высоких энергий будет приводить к сглаживанию регистрируемого спектра. Низкая скорость счета может создать существенные погрешности определения потоков. С учетом всех перечисленных выше фактов, затрудняющих применение анализаторов АКОРД-12 для измерения быстрых частиц, были приняты следующие решения.

На установке ТУМАН-3М было решено провести, по крайней мере, первые измерения энергетических распределений быстрых частиц при помощи имеющегося анализатора АКОРД-12. Такое решение было принято по следующим соображениям. Возможная модификация имеющегося прибора вывела бы диагностику из рабочего состояния как минимум на год и потребовала бы значительных финансовых затрат. В тоже время имеющийся анализатор, несмотря на указанные недостатки, в принципе, позволял регистрировать распределения быстрых частиц.

На установке COMPASS было принято решение модернизировать имеющийся анализатор АКОРД-12 в соответствии с ранее разработанной модификацией под названием АКОРД-24, который позволяет регистрировать быстрые частицы в диапазоне до 70 кэВ. Приборы этой модификации успешно применялись для исследования поведения ионов, как в тепловой, так и в надтепловой области энергий на таких установках, как TJ-II (Испания), WENDELSTEIN 7-AS (Германия).

На установке Глобус-М было решено оставить анализатор АКОРД-12 для рутинных измерений температуры ионов. Для измерений быстрых частиц предполагалось дополнительно разработать и установить новую модификацию анализатора АКОРД – АКОРД-24М, специализированную для измерения распределений быстрых частиц. Такой прибор был создан. Его подробное описание прибора будет дано в разделе “Анализатор АКОРД-24М”.

## 2.2 Анализатор АКОРД-24.

Принципиальная схема анализатора АКОРД-24 не отличается от анализатора АКОРД-12. Следующие особенности позволяют использовать его для регистрации быстрых частиц на установке COMPASS. Во-первых, АКОРД-24 имеет усиленный магнит, который увеличивает верхнюю границу рабочего диапазона прибора до 70 кэВ для дейтерия и до 100 кэВ для водорода.

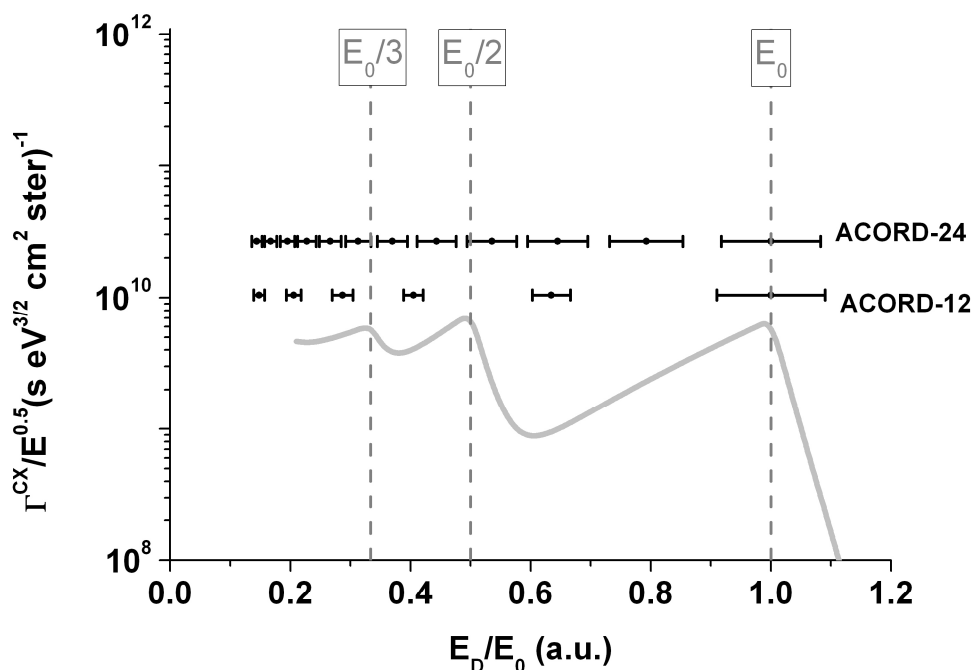


Рис. 19. Расположение по энергии дейтериевых каналов анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-12 при настройке последним каналом на энергию инжекции  $E_0$ . Точки — положение каналов по энергии, «усы» — ширины каналов, серая линия — расчетное распределение быстрых ионов при пучковом нагреве.

Во-вторых, анализатор имеет 12 дейтериевых и 12 водородных каналов, что существенно снижает количество разрядов, необходимых для подробной регистрации спектра быстрых ионов. Если для анализатора АКОРД-12 требовалось не менее 5 идентичных разрядов, то при использовании АКОРД-24 их будет требоваться 2 – 3, для регистрации спектра с примерно такой же точностью. На рис. 19 приведено расположение дейтериевых каналов анализатора АКОРД-24 по энергии и их ширина. Энергия инжекции на установке ТУМАН-3М составляет 25 кэВ, а на установке COMPASS – 40 кэВ. В связи с этим, для наглядности сравнения анализаторов АКОРД-12 и АКОРД-24,

распределение каналов по энергии представлено по шкале, нормированной на энергию инъекции  $E_0$ .

В-третьих, в анализаторе АКОРД-24 вместо каналотронов ВЭУ-6 используются каналатроны KVL [83]. Эти детекторы позволяют регистрировать частицы в счетном режиме до скорости счета 1 МГц. Увеличенная в 2 – 5 раз по сравнению с детекторами ВЭУ-6 максимальная скорость счета позволяет прибору регистрировать более высокие потоки атомов. Это снижает статистические погрешности определения потоков, а также улучшает соотношение сигнал/фон.

Однако имеются особенности анализатора АКОРД-24, создающими определенные сложности при измерении с помощью этого прибора спектров быстрых частиц. Основная из них заключается в неоптимальном расположении каналов этого анализатора по энергии (см. рис. 19). Оно таково, что при настройке последним каналом на энергию инъекции, в наиболее интересную для изучения область энергий ( $1/3E_0 - E_0$ ) попадают всего 6 каналов, остальные 6 каналов расположены в области энергий  $< 1/3E_0$ . Диапазон энергий выше тепловых ( $8T_i$ ) и существенно ниже  $1/3E_0$  обычно является переходным между тепловой и надтепловой частями функции распределения и не представляет большого интереса для изучения.

Кроме того, анализатор АКОРД-24 обладает невысоким разрешением по энергии. Относительная ширина высокоэнергетичных дейтериевых каналов  $\Delta E/E$  находится на уровне 15%. При энергии в канале 30 кэВ его абсолютная ширина может достигать  $\sim 5$  кэВ. В таких условиях особенности распределения быстрых ионов при регистрации спектра анализатором АКОРД-24 могут быть искажены вследствие сглаживания.

### 2.3 Анализатор АКОРД-24М.

Как отмечалось в текущей главе выше, на установке Глобус-М было решено разработать новую модификацию прибора АКОРД, оптимизированную для регистрации распределений быстрых ионов в условиях НИ. При этом требовалось устранить недочеты анализатора АКОРД-24, а именно

оптимизировать распределение каналов по энергии и, по возможности, улучшить энергетическое разрешение высокоэнергетичных каналов.

Наиболее оптимальным расположением каналов по энергии для изучения функции распределения надтепловых частиц является такое, при котором каналы равномерно рассредоточены в пределах интересующего диапазона энергий. Таким образом, для изучения быстрых частиц требовался прибор с эквидистантным шагом каналов по энергии. Верхняя граница диапазона измерения без перестройки диспергирующей системы должна находиться вблизи энергии инжекции ( $\sim 30$  кэВ для максимальной энергии инжекции на установке Глобус-М). Требования к нижней границе менее строгие. Как было отмечено, нет необходимости измерять спектр непосредственно до тепловой части, т.е. до  $8T_i$ . Нижнюю границу удобно выбрать на уровне несколько меньшем энергии  $1/3E_0$  (примерно на 30 %). Для энергии инжекции 30 кэВ нижний предел примерно равен 7 кэВ.

Улучшение энергетического разрешения не было основной целью разработки нового прибора. В связи с этим жестких ограничений на этот параметр не устанавливалось. Считалось, что энергетическое разрешение прибора на уровне 10 % будет приемлемым для измерений быстрых частиц в условиях установки Глобус-М. Кроме того, следующая особенность анализаторов атомов перезарядки должна быть учтена при разработке. Энергетическое разрешение этих приборов определяется, в частности, геометрической шириной детекторов, регистрирующих частицы. Для улучшения энергетического разрешения необходимо уменьшать поперечный размер детектора. Однако неограниченно это делать нельзя по следующим причинам. Во-первых, уменьшение размеров приведет к снижению количества частиц, попавших в детектор, и, соответственно, к уменьшению скорости счета детектора, что в свою очередь увеличит статистическую погрешность определения потоков и ухудшит соотношение сигнал/фон. Во-вторых, при уменьшении размеров детектора до значений, меньших, чем размеры пучка в

приборе, энергетическая ширина канала будет определяться уже не размерами детектора, а размерами пучка.

В результате учета указанных требований была разработана новая модификация – АКОРД-24М. Принципиальная схема прибора осталась прежней. Диспергирующая система этого прибора не претерпела изменений по сравнению с версией АКОРД-24 и позволяла работать в диапазоне энергий до 70 кэВ в дейтериевой линейке. Существенной переработке был подвергнут блок детекторов.

Распределение каналов по энергии в анализаторах атомов перезарядки определяется их положением (а именно, углом отклонения от траектории нейтрального пучка). В модификации АКОРД-24 каналы располагались на одинаковом расстоянии друг от друга, что создает показанное на рис. 19 распределение их по энергиям. Для реализации эквидистантного распределения каналов по энергиям требовалось расположить каналы в блоке детекторов определенным образом. При этом общее число каналов было решено оставить, как и прежде, равным 24.

При расчетах требуемых расстояний между детекторами было получено, что расстояния между центрами каналов высоких энергий (дейтериевые каналы с номерами 5 – 12, водородные с номерами 18 – 24) должно быть меньше размеров детекторов, применяемых в анализаторе АКОРД-24. В анализаторе АКОРД-24 в качестве детекторов используются каналовые электронные умножители немецкого производства модификации KBL1010 с входным окном 10x10 мм. Было принято решение использовать в каналах высоких энергий меньшие по ширине детекторы. Применение более узких детекторов решало сразу две задачи. Во-первых, эти детекторы позволяли расположить их так, чтобы реализовывалось эквидистантное по энергии распределение каналов, во-вторых, за счет меньшей ширины должно было улучшиться энергетическое разрешение прибора. В результате были выбраны детекторы того же производителя модификации KBL510 с входным окном 5x10 мм.

В каналах более низких энергий, где проблема расположения и энергетического разрешения не актуальна, было решено использовать прежние детекторы для того, чтобы не снижать скорость счета каналов. В итоге был разработан и создан новый блок детекторов.

После изготовления и сборки анализатор АКОРД-24М был прокальброван при помощи пучка атомов водорода и дейтерия. Для калибровки использовался стенд, схематично представленный на рис. 20.

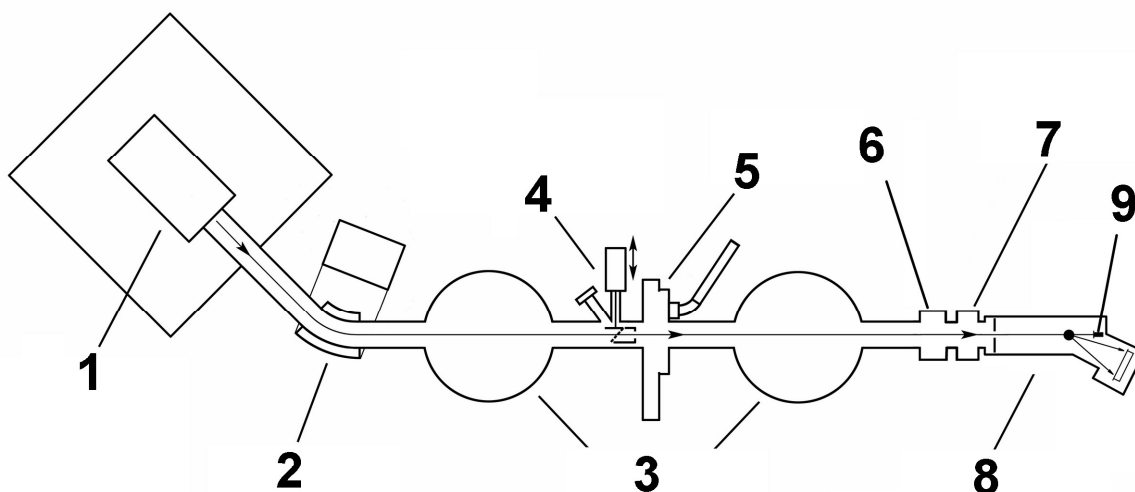


Рис. 20. Схема стенда для калибровки анализаторов атомов перезарядки. 1 – ионный источник, 2 – магнитный сепаратор ионов, 3 – высоковакуумные насосы, 4 – система визуального контроля пучка, 5 – вакуумный затвор, 6 – отклоняющий магнит, 7 – вакуумный затвор анализатора, 8 – калибруемый анализатор, 9 – измеритель потока атомарного пучка на основе цилиндра Фарадея.

Моноэнергетический атомарный пучок, используемый для калибровки, создается в стенде из ионного пучка за счет его нейтрализации на молекулах газа. Ионный пучок формируется ионным источником. Источник выполнен на основе дуоплазматрона, а также системы ускорения и фокусировки в статическом электрическом поле. Как и в инжекторе нагревного нейтрального пучка, в ионном источнике образуются различные ионы водорода (дейтерия):  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ , а также небольшая доля ионов примесных газов. Для выделения ионов  $H^+$  используется магнитный сепаратор. После магнитного сепаратора

пучок  $H^+$  частично нейтрализуется на молекулах либо остаточного, либо специально напущенного в пролетный патрубок газа. Непосредственно перед калибруемым прибором устанавливается отклоняющий магнит, очищающий пучок частиц от ионов и оставляющий в нем только атомы.

В результате калибровки определяются следующие параметры прибора: эффективность регистрации и энергетическая ширина каждого канала для интересующего диапазона энергий, а также распределение каналов по энергиям.

Калибровка анализаторов АКОРД-24 и калибровка АКОРД-24М были проведены идентичным образом на представленном стенде. Чтобы показать преимущества анализатора АКОРД-24М основные результаты калибровки этих анализаторов будут приведены в сравнении.

Эффективность регистрации  $\alpha$  канала, настроенного на энергию  $E$ , определяется как отношение входящего в прибор потока атомов с энергией  $E$  к скорости счета детектора выбранного канала. Поток атомов измеряется при помощи цилиндра Фарадея (см. рис. 20). Эффективность зависит от сечения ионизации и того, какая доля пучка попадает в детектор. В низкоэнергетичной области эффективность регистрации резко падает из-за того, что пучок вторичных ионов уширяется вследствие углового рассеяния при ионизации, и в результате только малая доля частиц попадает в детектор. В области относительно высоких энергий ( $>10$  кэВ), где рассеяние не так существенно, эффективность близка к вероятности ионизации.

Эффективность может несколько зависеть от номера канала вследствие различной фокусировки пучка на детекторной плоскости. По этой причине калибровка проводится для каждого канала. На рис. 21 представлены результаты измерения эффективности регистрации наиболее высокоэнергетичного дейтериевого канала под номером 12 для анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М. Для сравнения выбран этот канал, так как его положение в детекторных модулях обоих анализаторов примерно совпадает. Как следует из рисунка, несмотря на уменьшенные размеры детектора



анализатора АКОРД-24М, эффективность регистрации удалось сохранить примерно на уровне анализатора АКОРД-24. Это говорит о том, что размеры пучка, по крайней мере, не сильно превосходят размеры входного окна детектора и, соответственно, выбор детектора был сделан правильно.

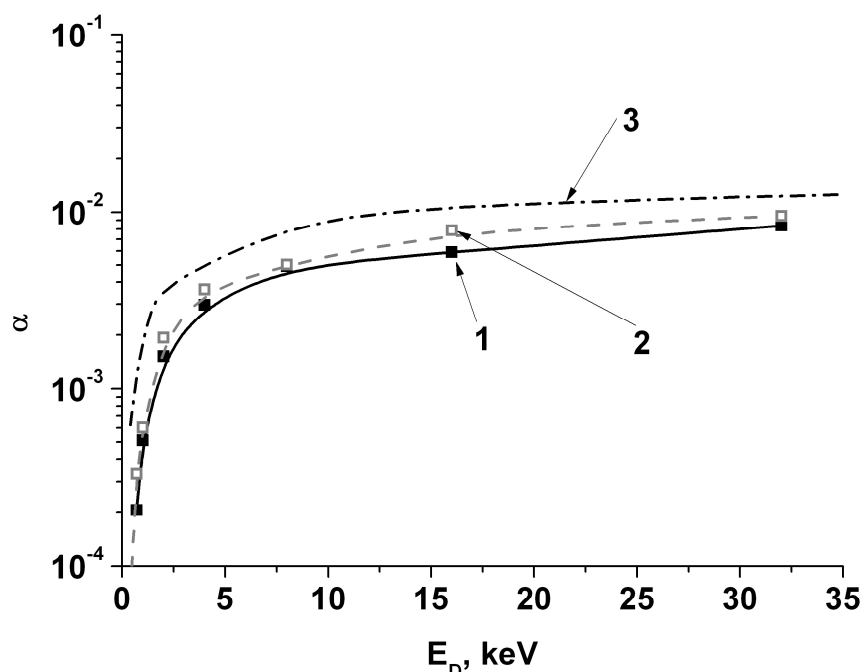


Рис. 21. Эффективность регистрации 12-го дейтериевого канала анализатора: 1 – АКОРД-24М, 2 – АКОРД-24, 3 – вероятность ионизации.

Энергетическая ширина канала  $\Delta E$  определялась при помощи сканирования детектора пучком частиц. Причем сканирование проводилось не за счет изменения энергии входящего пучка атомов, а за счет изменения магнитного поля анализирующего магнита при фиксированной энергии пучка. При сканировании измерялась зависимость скорости счета в канале от величины магнитного поля (так называемый “профиль” по магнитному полю). За границы канала принимались точки, соответствующие падению скорости счета в 2 раза от максимального значения. Далее следовал пересчет граничных значений магнитного поля в значения энергии частиц, которые бы следовали тем же граничным траекториям при условии установки в магните среднего поля. На рис. 22 приведены зависимости ширины 12-го канала анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М от энергии. Как следует из рисунка, благодаря

использованию более узких детекторов удалось примерно в 1.5 раза уменьшить энергетическую ширину (соответственно в 1.5 раза улучшить разрешение) канала анализатора АКОРД-24М по сравнению с АКОРД-24.

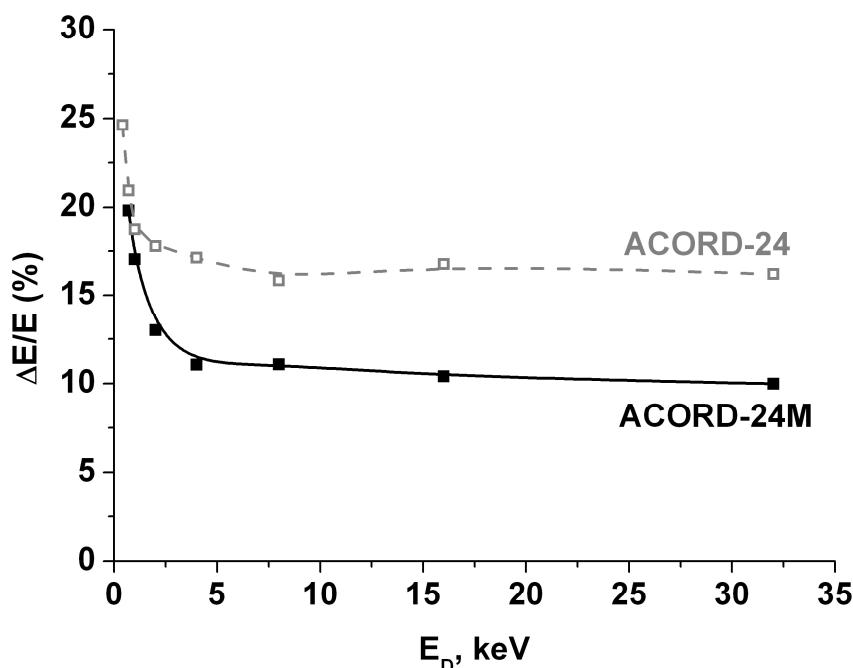


Рис. 22. Энергетическая ширина 12-го канала анализаторов: серая пунктирная линия – АКОРД-24, черная – АКОРД-24М.

Определение распределения каналов по энергии осуществлялось на начальной стадии калибровки при помощи сканирования пучком детекторной линейки. Процесс был аналогичен процессу нахождения ширины канала, описанному выше. При фиксированной энергии пучка (обычно 2 кэВ, водородный пучок) сканированием при помощи магнитного поля находились границы каждого канала. Из граничных значений определялось магнитное поле, направляющее пучок в центр каждого канала (так называемое “оптимальное” значение). Далее следовал пересчет оптимального значения магнитного поля в энергию частиц, при которой они бы следовали оптимальной траектории для фиксированного значения магнитного поля. Это фиксированное значение может быть выбрано произвольно. Однако удобно взять такое значение, при котором в первый канал направляются частицы с энергией 1 кэВ.

Тогда для последующих 12 каналов значения энергий в них (измеренные в кэВ) будут давать соотношения каналов по энергии.

Результаты измерений расположения каналов по энергии для анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М представлены на рис. 23.

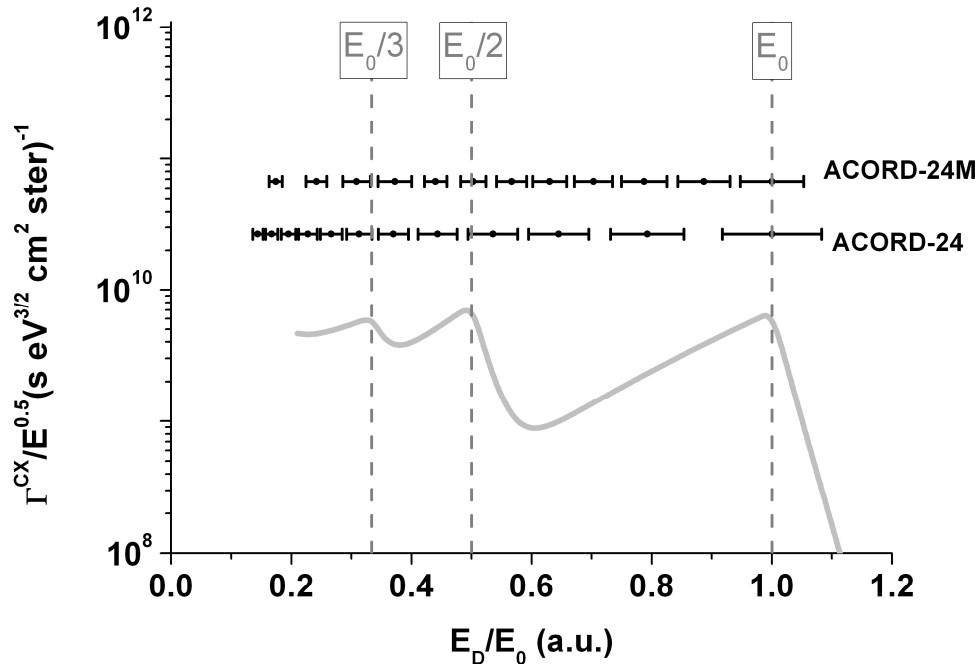


Рис. 23. Расположение по энергии дейтериевых каналов анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М при настройке последним каналом на энергию инжекции  $E_0$ . Точки – положение каналов по энергии, «усы» – ширины каналов, серая линия – расчетное распределение быстрых ионов при пучковом нагреве.

Как видно из рисунка, благодаря новому блоку детекторов удалось добиться близкого к эквидистантному распределения каналов анализатора АКОРД-24М по энергии. Также можно отметить, что в отличие от анализатора АКОРД-24, каналы анализатора АКОРД-24М практически равномерно рассредоточены в пределах требуемого изучения энергетического диапазона быстрых частиц.

Необходимо сделать следующее замечание. Сборка и калибровка анализатора АКОРД-24М проходила в несколько стадий. Первая версия этого анализатора называлась АКОРД-М. Этот анализатор представлял собой прибор с модернизированной дисперсионной системой, который содержал лишь одну регистрационную линейку, состоящую из 12-ти детекторов. Первые

эксперименту на плазме токамака Глобус-М (в том числе эксперименты по НИ) были выполнены с помощью этого прибора. В дальнейшем детекторный модуль анализатора был доукомплектован второй регистрационной линейкой и анализатор в этой последней версии стал называться АКОРД-24М. Начиная с 2012 года все эксперименты по НИ были проведены с использованием этого прибора.

#### 2.4 Заключение к главе 2.

Глобус-М. Для изучения поведения быстрых ионов, образующихся в токамаке Глобус-М в результате НИ, был разработан анализатор АКОРД-24М. Этот прибор является новой моделью в серии анализаторов АКОРД. Анализатор АКОРД-24М был создан и прокалиброван на атомарном пучке в лаборатории процессов атомных столкновений. Результаты калибровки показали, что анализатор имеет близкий к эквидистантному шаг каналов по энергии и более высокое по сравнению с анализатором АКОРД-24 энергетическое разрешение. Имеющийся на установке анализатор АКОРД-12 был оставлен для измерения тепловой части спектра ионов.

ТУМАН-3М. Несмотря на ряд ограничений, присущих анализатору АКОРД-12, имеющемуся на токамаке ТУМАН-3М, его параметры позволяли проводить регистрацию спектров быстрых частиц, появляющихся в результате НИ на этой установке. Поэтому было решено первые эксперименты по изучению поведения быстрых ионов провести с помощью этого прибора.

COMPASS. Для изучения поведения быстрых ионов на токамаке COMPASS был изготовлен и прокалиброван анализатор АКОРД-24.

### ГЛАВА 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М.

#### 3.1 Комплекс КД на установке Глобус-М.

После калибровки анализатор АКОРД-24М был установлен на токамак Глобус-М. Схема расположения анализаторов АКОРД-12 и АКОРД-24М, а также нагревного пучка и основных диагностик представлена на рис. 24.

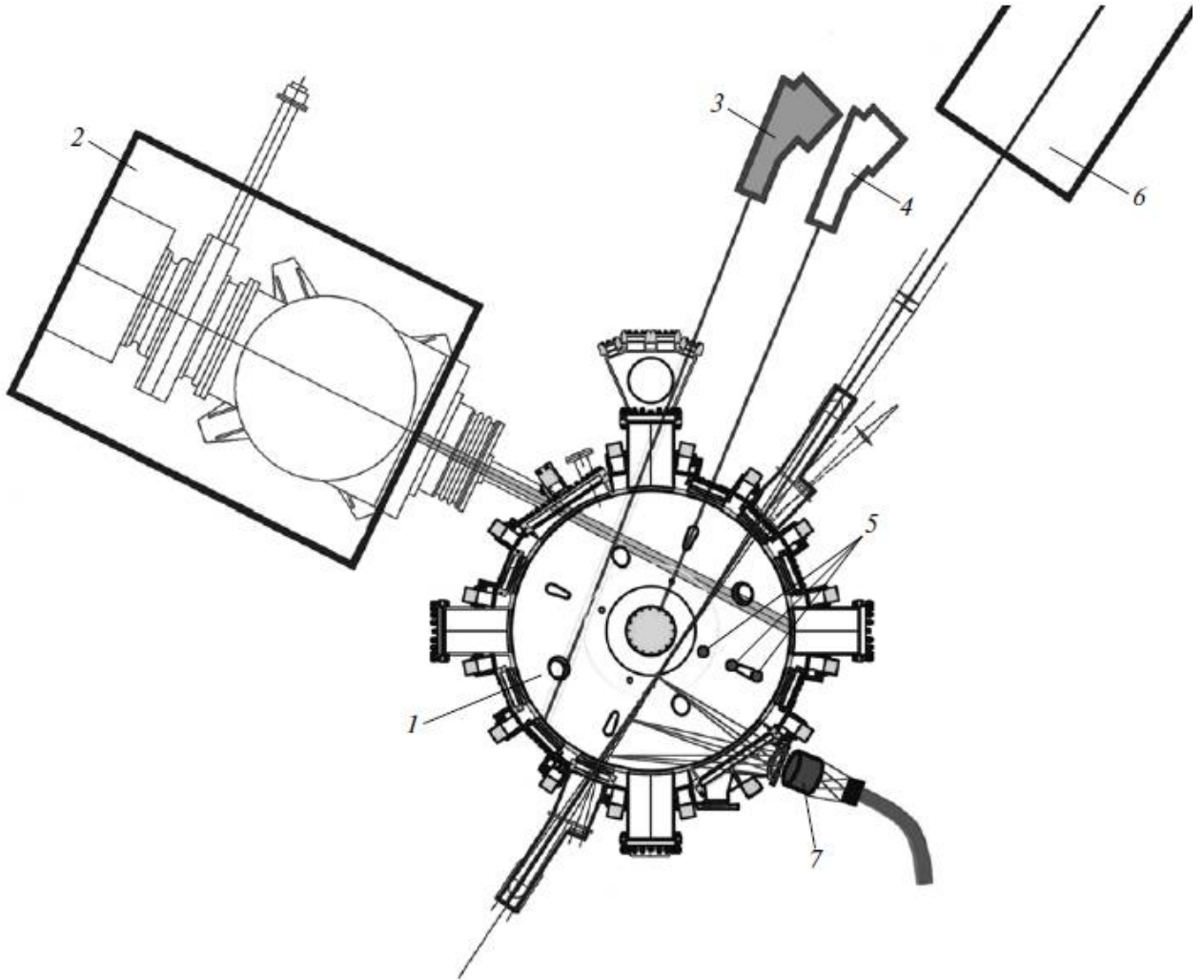


Рис. 24. Расположение анализаторов потоков атомов на токамаке Глобус-М. 1 – токамак Глобус-М, 2 – инжектор атомарного пучка, 3 – анализатор АКОРД-24М, 4 – анализатор АКОРД-12, 5 – хорды интерферометра, 6, 7 – лазер и система сбора света томсоновской диагностики, соответственно.

Линии видимостей обоих приборов находятся в экваториальной плоскости токамака. Анализатор АКОРД-12 расположен так, что его линия видимости направлена перпендикулярно к оси плазменного шнура. Такое положение прибора наиболее оптимально для измерения температуры ионов. По сравнению с другими положениями расстояние от центра плазмы до

границы вдоль такой линии видимости наименьшее. По этой причине ослабление потоков атомов перезарядки, идущих из центра плазмы, в этом случае минимально. Кроме того, инжектированные ионы не имеют возможности попасть в анализатор, до тех пор, пока не изменят свой питч угол. Это, в свою очередь, снижает влияние нетермализованных частиц, образующихся в момент инъекции, на измерения температуры основной плазмы.

Анализатор АКОРД-24М был установлен так, что его линия видимости расположена тангенциально к оси плазменного шнура. Прицельный параметр линии видимости прибора ( $R_{NPA} \approx 0.30$  м) примерно равен прицельному параметру центральной хорды нагревного пучка ( $R_{NB} \approx 0.32$  м). Такое положение прибора обеспечивает возможность измерения энергетических распределений инжектированных частиц. Причем анализатором регистрируются частицы, не изменившие своего питч угла относительно момента ионизации.

Необходимо отметить, что линии видимости обоих приборов пересекают инжекционный пучок. В этом случае к пассивному сигналу, образующемуся за счет перезарядки ионов на атомах, проникающих со стенки, будет добавляться активный сигнал, который возникает за счет перезарядки ионов на атомах нагревного пучка и атомах гало.

К моменту установки анализатора АКОРД-24М на токамак Глобус-М был изготовлен и протестирован электронный блок управления анализатором. В более ранних экспериментах, проведенных с версией прибора АКОРД-М, для управления прибором использовалась электроника от анализатора АКОРД-12. В связи с этим одновременная работа двух приборов была невозможна. Кроме того, временное разрешение при измерениях со старой электроникой было ограничено величиной 1 мс. Вновь запущенный комплекс корпускулярной диагностики [84], состоящий из приборов АКОРД-24М и АКОРД-12, позволил вести одновременные измерения спектров быстрых частиц и температуры ионов. Временное разрешение измерений анализатором АКОРД-24М могло составлять величину до 100 мкс.

## 3.2 Изучение поведения ионов при максимальной энергии нейтральной инжекции.

### 3.2.1 Задачи.

В 2012 году, когда комплекс КД с анализатором АКОРД-24М был запущен, на установке Глобус-М проводились эксперименты по инжекции дейтериевого пучка с энергией (24 – 30 кэВ) в дейтериевую плазму [85]. Данный диапазон энергий является близким к максимальному для инжектора атомов на токамаке Глобус-М, поэтому будем называть далее эти эксперименты "экспериментами при максимальной энергии НИ". Общей целью этих экспериментов являлось изучение передачи энергии от нейтрального пучка плазме. Основные задачи, которые были поставлены перед автором, заключались в регистрации спектров быстрых ионов дейтерия и изучении их основных особенностей, а также в измерении температуры ионов основной плазмы в этом режиме.

### 3.2.2 Условия эксперимента и диагностическая аппаратура.

Энергетические спектры быстрых ионов, образовавшихся в плазме в результате НИ, были зарегистрированы в серии, состоящей из нескольких подобных плазменных разрядов ( $I_p \approx 200$  кА,  $B_T \approx 0.4$  Т,  $\langle n_e \rangle \approx 5 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>). В этой экспериментальной серии в дейтериевую плазму инжектировался дейтериевый пучок ( $E_{NBI} \approx 25$  кэВ,  $W_{NBI} \approx 0.6$  МВт). Направление инжекции совпадало с направлением тока по плазме (ко-инжекция). Необходимо отметить, что значение  $E_{NBI}$ , как это принято на установке Глобус-М, приведено для момента времени  $t = 150$  мс, соответствующего началу инжекции. За время импульса инжектора (40 мс) энергия пучка падала примерно на 2 кэВ, а анализ энергетических распределений быстрых ионов проводился в момент времени  $t = 175$  мс, когда энергия пучка составляла около 24 кэВ.

Вместе с комплексом КД, который использовался для исследования поведения ионного компонента плазмы в тепловом и в надтепловом диапазонах энергий, в эксперименте также были задействованы следующие основные диагностики. Измерения СВЧ-интерферометра позволяли получать данные о

среднехордовой плотности плазмы. Томсоновская диагностика давала информацию о профилях концентрации и температуры электронов. Магнитная конфигурация плазмы определялась при помощи измерений магнитными зондами и обработки данных кодом EFIT [86].

Также в экспериментах был задействован нейтронный детектор, выполненный на основе пропорционального счетчика с полиэтиленовым замедлителем. При помощи этого оборудования были получены данные о потоках нейтронов, возникающих в результате D-D реакции синтеза между быстрыми ионами и ионами основной плазмы.

### 3.2.3 Особенности формы спектров быстрых частиц при максимальной энергии инжекции на установке Глобус-М.

Экспериментально зарегистрированные при помощи анализатора АКОРД-24М энергетические спектры быстрых ионов, образовавшихся в плазме в результате НИ с максимальной энергией  $\approx 25$  кэВ, представлены на рис. 25 черными квадратами [87]. Измерения проводились в серии разрядов #30135-37, 30139-41.

Первое, на что было обращено внимание – это их специфическая форма, по сравнению с ранее зарегистрированными спектрами при малых энергиях инжекции. Зарегистрированные с помощью анализатора АКОРД-М энергетические спектры быстрых ионов [88], образовавшихся в плазме в результате НИ с энергией  $\sim 18$  кэВ, представлены на рис. 26.



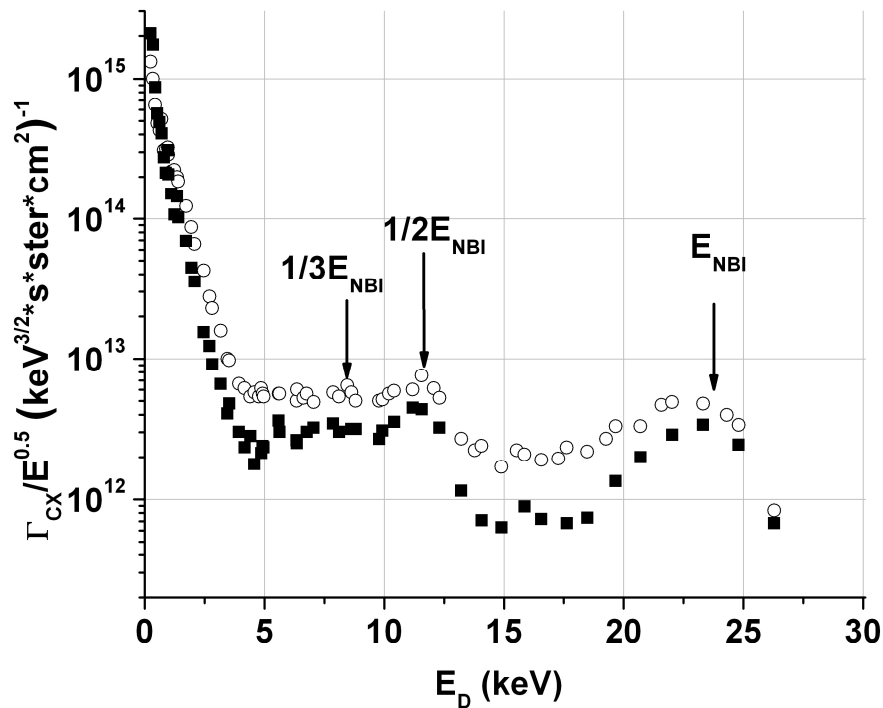


Рис. 25. Энергетические спектры атомов перезарядки в экспериментах по дейтериевой инжекции с энергией 25 кэВ в дейтериевую плазму. ■ – плазма без смещения, ○ – плазма со смещением.  $E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$  – энергетические компоненты пучка.

Специфическая форма спектра при высокой энергии инжекции выражалась в двух фактах. Во-первых, распределение имело сильный провал ниже энергии инжекции, который не наблюдается на спектрах с низкой энергией инжекции. Во-вторых, имелся сильный изгиб в диапазоне ниже энергии инжекции, который отсутствует при низкой энергии пучка.

Одновременно с первыми измерениями комплексом КД проводились эксперименты по смещению плазменного шнура к центральной колонне. Смещение плазменного шнура по большому радиусу осуществлялось на омической стадии разряда до начала импульса инжекции. Смещение проводилось в направлении центральной колонны, а его величина составляла  $\Delta R \approx 2$  см. Спектры быстрых ионов при смещении шнура представлены на рис. 25 кружками (разряды 30143, 30145-50, 30580, 30581). Было обнаружено, что указанные особенности менее заметны на спектре со смещенной плазмой, а форма спектра более близка к спектрам с низкой энергией инжекции.

Дальнейшее изучение особенностей спектров при высокой энергии инжекции проходило совместно для случаев смещенной и несмещенной плазмы.

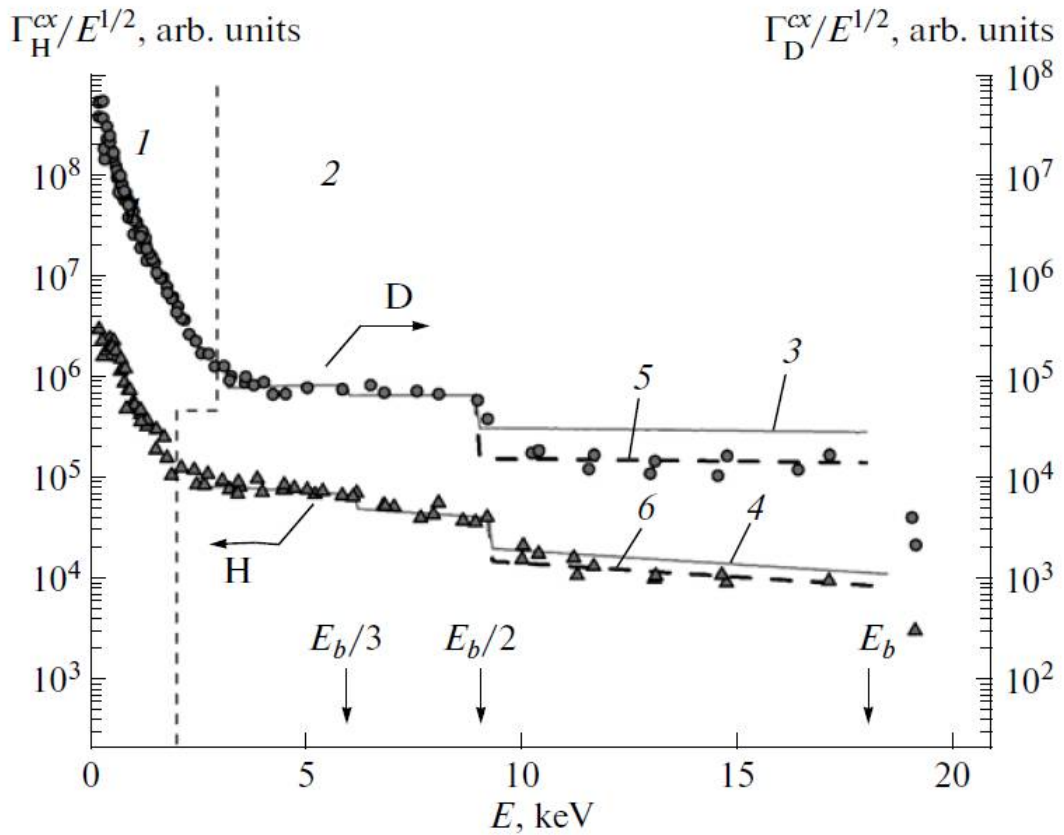


Рис. 26. Энергетические распределения атомов перезарядки, зарегистрированные с помощью тангенциального анализатора атомов АКОРД-М в экспериментах по водородной (H) и дейтериевой (D) инжекции с энергией 18 кэВ в дейтериевую плазму: 1 – тепловая область энергий; 2 – надтепловая область энергий; 3, 4 – теоретическая модель, основанная на решении уравнения Фоккера-Планка; 5, 6 – теоретическая модель с учетом прямых потерь частиц.

#### 3.2.4 Анализ и интерпретация формы спектров.

В [88] было показано, что в случае низкой энергии инжекции энергетический спектр тормозящихся частиц хорошо описывается суперпозицией решений (22) уравнения Фоккера-Планка, если учесть влияние потерь быстрых частиц на форму функции распределения.

Как отмечалось в главе 2 (см. рис. 5) функция (22) в области между энергиями  $1/3E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $E_{NBI}$  выглядит почти как прямая линия в

используемых на графиках координатах. Ее наклон зависит от параметра  $\nu$ , который определяется соотношением характерного времени  $\tau_{se}$ , требуемого быстрым частицам для передачи энергии электронам, и характерного времени потерь этих частиц  $\tau_l$ . Имеются в виду потери во время торможения. Коэффициенты в суперпозиции  $I^0(E_{NBI})$ ,  $I^0(1/2E_{NBI})$ ,  $I^0(1/3E_{NBI})$  определяются потоками атомов соответствующих компонент пучка, выходящими из инжектора и прямыми потерями этих компонент, которые уменьшают потоки ионов, по сравнению с соответствующими потоками атомов. На установке Глобус-М по причине малых размеров и относительно низкого тороидального магнитного поля прямым потерям в большей степени подвержен компонент с основной энергией. Оставшиеся два компонента испытывают прямые потери в значительно меньшей степени.

Как видно энергетическое распределение дейтерия, представленное на рис. 26, хорошо описывается суперпозицией выражений (22) при учете потерь во время торможения с  $\nu \approx 0.75$  и прямых потерь основного компонента на уровне 50 %, а также предположения, что остальные два компонента не испытывают прямых потерь.

Как следует из формы спектров, представленных на рис. 25, подобный анализ не может быть корректно применен к распределениям, полученным при энергии инжекции 25 кэВ. Дело в том, что в области энергий  $1/2E_{NBI} - E_{NBI}$  распределение имеет сильный изгиб. Эта особенность наиболее заметно проявляется при отсутствии смещения плазмы. В связи с этим аппроксимация зарегистрированного спектра суперпозицией зависимостей (22), которая, как было отмечено, выглядит как прямая линия в координатах графика (в диапазоне энергий  $1/2E_{NBI} - E_{NBI}$ ), становится не вполне корректной.

Для правильной интерпретации полученных результатов, во-первых, была проведена проверка корректности использования функции (22) для описания распределения быстрых частиц. Дело в том, что подход, ранее используемый для анализа спектров быстрых частиц в [88], содержит некоторые существенные допущения. Во-первых, он не учитывает

особенностей формирования потоков нейтральных частиц, регистрируемых анализатором атомов, то есть того факта, что анализатор регистрирует частицы, имеющие определенные питч углы, собирая их вдоль линии видимости, которая пересекает плазменный шнур, а также линию инъекции пучка. В рамках этого подхода считается, что функция распределения ионов однородна по объему плазмы.

Во-вторых, решение (22) соответствует модели, в которой влияние рассеяния по питч углу на энергетическое распределение частиц не учитывается. В соответствии с этим, оно может корректно использоваться для описания случая, когда регистрируется интегральное по питч углу распределение частиц, либо для описания распределений в случае изотропного источника быстрых частиц. В то же время для регистрации энергетических распределений этих частиц, используются анализатор потоков атомов. Прибор имеет достаточно узкий конус обзора, что позволяет ему регистрировать энергетические распределения только для определенных питч углов. Кроме того, при НИ распределение образующихся в плазме ионов анизотропно по питч углу. Здесь важно отметить, что распределение в случае анизотропной функции рождения частиц может иметь пик на энергии инъекции и резкий спад с изгибом ниже нее. Характерная форма такого распределения представлена на рис. 6 в главе 2.

Несмотря на указанные несоответствия, есть следующие аргументы в пользу возможности использования функции (22) для описания зарегистрированных анализатором распределений. Во-первых, прицельный параметр анализатора близок к прицельному параметру центрального луча инъекционного пучка, что позволяет ему регистрировать частицы с теми же питч углами, с которыми они образуются в результате инъекции. Наиболее интересующая нас область спектра  $1/2E_{NBI} - E_{NBI}$  расположена выше критической энергии  $E_{crit} \approx 10$  кэВ. При энергии  $E > E_{crit}$  должно наблюдаться слабое рассеяние ионов по питч углу вследствие того, что взаимодействуют они в основном с легкими электронами. В соответствии с этими доводами можно

“в первом приближении” считать, что анализатор регистрирует все замедляющиеся в плазме частицы (т.е. их интегральное по углу распределение), образовавшиеся с питч углом, соответствующим линии видимости анализатора. Во-вторых, широкий в поперечном сечении пучок атомов создает широкий по питч углам источник ионов в плазме. Частицы, попадающие в анализатор, имеют питч углы, лежащие около середины этого широкого распределения. Даже если предположить, что некоторое рассеяние по питч углу имеет место, то в таких условиях оно не должно оказывать сильного влияния на энергетическое распределение тех частиц, которые после нейтрализации попадают в анализатор. Насколько представленные аргументы выполняются в реальных условиях проводимых экспериментов, однозначно определить было сложно. В их пользу, говорили результаты, полученные при низкой энергии пучка.

Было решено провести более детальное моделирование, учитывающее анизотропию источника ионов, рассеяние их по питч углу, а также особенности формирования сигнала анализатора с учетом профиля нейтральной плотности.

С помощью кода, разработанного в Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого [53, 89], был проведен расчет функций распределения быстрых ионов, тормозящихся в плазме, с учетом реальной геометрии пучка, плазмы, особенностей проникновения и поглощения пучка, торможения образовавшихся ионов, а также особенностей формирования потоков нейтральных частиц, направленных в анализатор. Пучок гауссовой формы описывался в коде пакетом лучей, проходящих через плазму. Магнитная конфигурация плазмы представлялась набором магнитных поверхностей, восстановленных при помощи кода EFIT по данным для реперного разряда (#30135). Профили плотности и концентрации, использовавшиеся в коде, были получены из данных томсоновской диагностики. Профиль плотности нейтральных частиц, необходимый для расчета сигнала анализатора, рассчитывался при помощи кода DOUBLE [71, 72].

Работу кода, основанного на публикациях [53, 89], можно кратко описать следующим образом. На первой стадии рассчитывалось распространение и поглощение нейтрального пучка в плазме, в результате чего определялся источник быстрых ионов для каждой магнитной поверхности. После этого решалось уравнение Больцмана и находилась функция распределения ионов по энергии и pitch углу в предположении, что быстрые ионы не покидают магнитные поверхности, на которых образовались. Далее рассчитывался сигнал анализатора, формируемый в каждой точке его линии видимости в плазме с учетом полученной функции распределения ионов в этой точке и плотности нейтральных частиц, служащих мишенью для перезарядки этих ионов.

Результаты расчетов энергетических распределений атомов перезарядки, попадающих в анализатор, полученные при помощи кода [52, 89], для случаев без смещения представлены на рис 27.

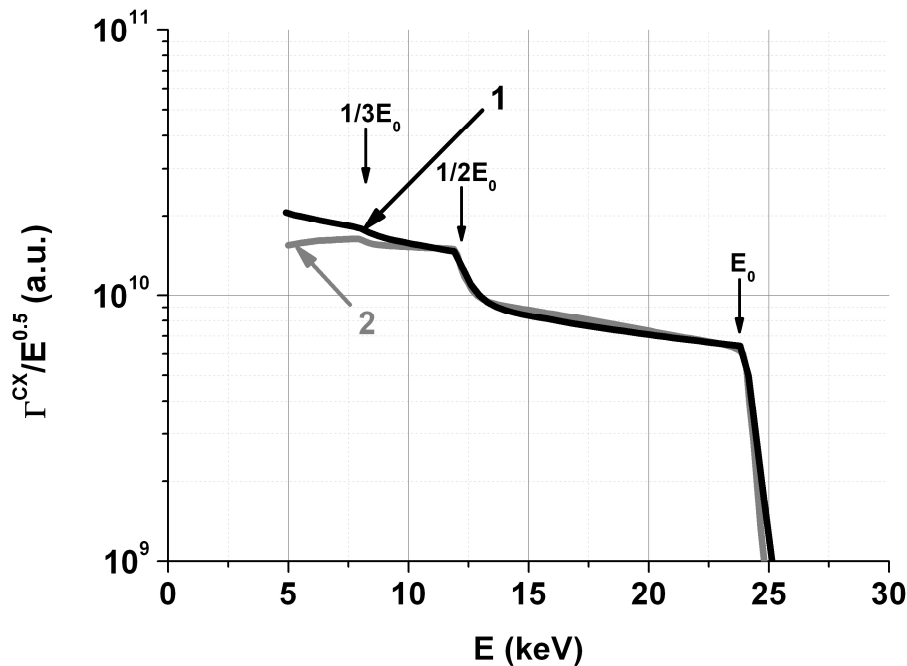


Рис. 27. Расчетные энергетические спектры атомов перезарядки для плазмы без смещения. 1 – расчет на основании суперпозиций решений (22) уравнения Фоккера-Планка, 2 – расчет при помощи кода [52, 89].

Также на рисунке представлено распределение, полученное как суперпозиция решений (22). В обоих расчетах использовался компонентный состав инжектируемого пучка на установке Глобус-М

$I^0(E_{NBI}):I^0(1/2E_{NBI}):I^0(1/3E_{NBI})=68:28:4$ . Также при проведении этих расчетов было учтено, что прямые потери основного компонента составляют примерно 50% (это оценочный уровень потерь, полученный при расчете с помощью траекторного кода, описанного в [88]), а потери в остальных компонентах считались незначительными и ими пренебрегали. Потери во время торможения (на перезарядку) вычислялись кодом [52, 89] на основании профиля плотности остаточных атомов, значения которой в центральных областях составляли  $n_0(0)\sim 5\cdot 10^6\text{ см}^{-3}$ , а на границе  $n_0(a)\sim 10^{10}\text{ см}^{-3}$ . В решении (22) эти потери были учтены параметром  $\nu\approx 0.5$ , что примерно соответствует  $n_0\sim 5\cdot 10^8\text{ см}^{-3}$ .

Необходимо отметить, что вследствие процессов столкновения быстрых ионов с плазмой имеется некоторое число ионов с энергией выше энергии инжекции. Распределение этих ионов детально рассчитывается в коде [52, 89]. Упрощенный вид этого распределения приводится в работе [90], где показано, что распределение ионов выше энергии инжекции может быть описано экспоненциально спадающей функцией вида  $f(E)\propto \exp(-E/T_{eff})$  с эффективной температурой

$$T_{eff}\approx \frac{T_i + (E/E_{crit})^{3/2}T_e}{1 + (E/E_{crit})^{3/2}}, \quad (29)$$

где  $T_i$ ,  $T_e$  – температура ионного и электронного компонентов плазмы. Распределение, представленное в этом виде было добавлено в суперпозицию решений (22).

Следует отметить, что в области энергий  $1/2E_{NBI} - E_{NBI}$ , представляющей наибольший интерес для анализа, нет сильного отличия между функциями распределения, рассчитанными при помощи кода [52, 89] и построенными на основании суперпозиции аналитического решения уравнения Фоккера - Планка (22). При этом форма обоих распределений сильно отличаются от экспериментальных данных, представленных на рис. 25.

Полученные результаты позволили с большей степенью уверенности считать, что использование решения (22) для описания спектров быстрых частиц в указанном случае оправдано.

Следует отметить, что дальнейший анализ был проведен при помощи аналитического решения (22) и без использования кода [52, 89]. Дело в том, что первый подход позволяет достаточно оперативно менять расчетные параметры и производить сравнение расчета и экспериментальных данных. В тоже время код [52, 89] требует гораздо более существенных временных затрат.

Для объяснения особенностей функции распределения быстрых ионов был проведен анализ возможных вариантов ее формирования. Было сделано два предположения. Первое предположение заключалось в том, что в рассматриваемом режиме работы установки, существует фактор, проявляющийся на спектрах атомов перезарядки, как достаточно сильные потери быстрых ионов во время торможения. Это предположение позволило объяснить провал на спектре ниже энергии инжекции. Именно потери ионов во время торможения влияют на наклон спектра. При существенных потерях ионов наклон становится «положительным», и, соответственно, на спектре образуется спад ниже энергии инжекции. При этом в рамках только первого предположения обосновать, за счет чего меняется наклон спектра по мере приближения к энергии  $1/2E_{NBI}$  и, соответственно, образуется изгиб, не представлялось возможным.

Для того чтобы объяснить изгиб спектра в области 15 – 25 кэВ, было сделано второе предположение, заключающееся в том, что в нейтральном пучке существует четвертый компонент с энергией  $2/3E_{NBI}$ . В результате распределение ионов, образовавшихся в плазме с этой энергией (для  $E_{NBI}=25$  кэВ  $2/3E_{NBI} \approx 16.5$  кэВ), могло накладываться на спад распределения основного компонента и изменять форму спектра.

В рамках сделанных предположений зарегистрированные спектры были аппроксимированы суперпозицией из четырех решений вида (22). На рис. 28 представлен экспериментальный спектр в случае плазмы со смещением и его аппроксимация с учетом конечного энергетического разрешения анализатора (10 – 20 % в зависимости от энергии). Было найдено, что аппроксимация наилучшим образом соответствует экспериментальному спектру при высоком



значении  $\nu \approx 5$ , а в случае отсутствия смещения плазмы этот параметр должен быть еще выше, достигая аномально высокого уровня  $\nu \approx 7$ .

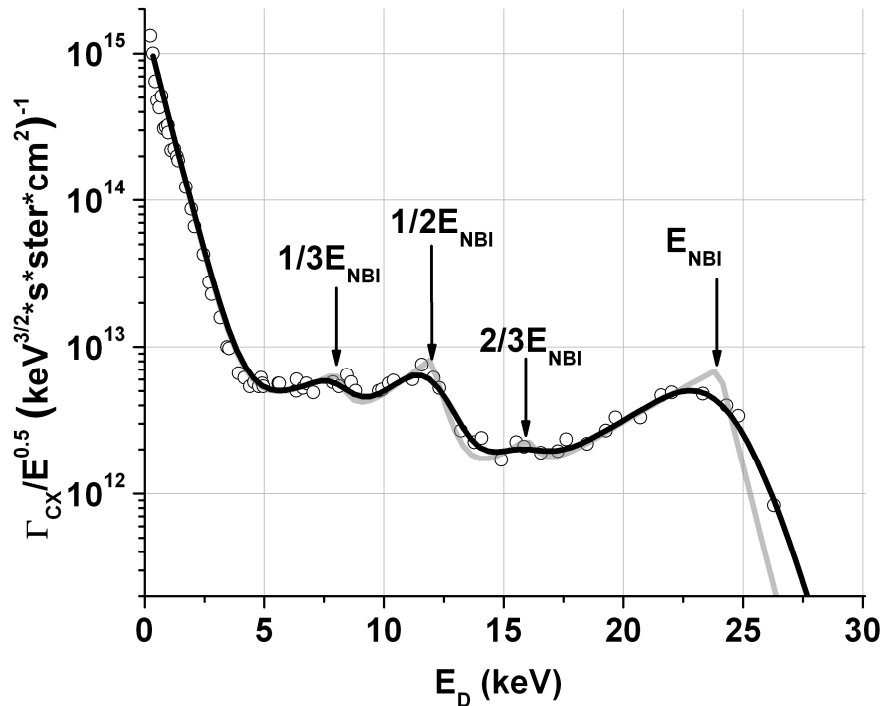


Рис. 28. Аппроксимация энергетического спектра атомов перезарядки (кружки) в случае смещенной плазмы: серая линия - суперпозиция решений уравнения Фоккера – Планка, тепловая часть аппроксимирована распределением Максвелла; черная линия – аппроксимация с учетом конечного энергетического разрешения прибора.  $E_{NBI}$ ,  $2/3 E_{NBI}$ ,  $1/2 E_{NBI}$ ,  $1/3 E_{NBI}$  – энергетические компоненты пучка.

В дополнение стоит отметить следующее. Из анализа аппроксимации экспериментальных спектров следует, что интенсивность пучка с энергией  $2/3 E_{NBI}$  должна быть достаточно мала ( $\sim 5\%$ ) по сравнению с остальными компонентами пучка. Поэтому эффект влияния этого компонента на форму спектра проявляется только тогда, когда есть сильные потери частиц основного компонента во время их торможения. В этом случае число частиц, пришедших в область  $2/3 E_{NBI}$  за счет торможения основного компонента, становится сравнимым с числом частиц, образовавшихся в плазме непосредственно с энергией  $2/3 E_{NBI}$ . Видимо, по этой причине в более ранних экспериментах,

когда существенные потери во время торможения не наблюдались, влияние компонента  $2/3E_{NBI}$  замечено не было.

### 3.2.5 Компонентный состав инжектируемого пучка.

Атомы дейтерия с энергией  $2/3E_{NBI}$  могли появиться в инжекционном пучке вследствие диссоциации ионов  $HD^+$  с энергией  $E_{NBI}$  во время нейтрализации. При этом должны были образоваться атомы  $D^0$  и  $H^0$  с энергиями  $2/3E_{NBI}$  и  $1/3E_{NBI}$  соответственно. К сожалению, данные, полученные с помощью доплеровской спектроскопии пучка [49], не позволили однозначно определить наличие в пучке компонента с энергией  $2/3E_{NBI}$ . Пик малой интенсивности было трудно выделить из сигналов основного, половинного компонентов, а также шумов. Однако присутствие таких частиц в пучке было подтверждено следующим способом.

Был поставлен эксперимент по инжекции нейтрального пучка в камеру токамака, заполненную рабочим газом (дейтерий), при включенном тороидальном магнитном поле. Атомы пучка, попав в камеру, частично ионизовались на молекулах газа. Образовавшиеся ионы, удерживаясь тороидальным полем, могли перемещаться вдоль камеры токамака до тех пор, пока не уходили на стенку или не нейтрализовались. Если нейтрализация происходила в тот момент, когда вектор скорости был направлен вдоль линии видимости анализатора АКОРД-24М, то образовавшийся нейтральный атом попадал в прибор. Так как при ионизации и нейтрализации не происходит существенных энергетических потерь, то можно утверждать, что анализатором регистрировались частицы с энергиями, соответствующими энергиям инжекции.

Энергетическое распределение инжектируемых частиц, измеренное анализатором, представлено на рис. 29. Энергия инжекции составляла около 26 кэВ. На спектре хорошо видны пики, соответствующие основному компоненту пучка  $E_{NBI}$ , а также с энергиями  $1/2E_{NBI}$  и  $1/3E_{NBI}$ . Кроме того, отчетливо наблюдается пик с энергией около 17 кэВ, соответствующий значению  $2/3E_{NBI}$ .

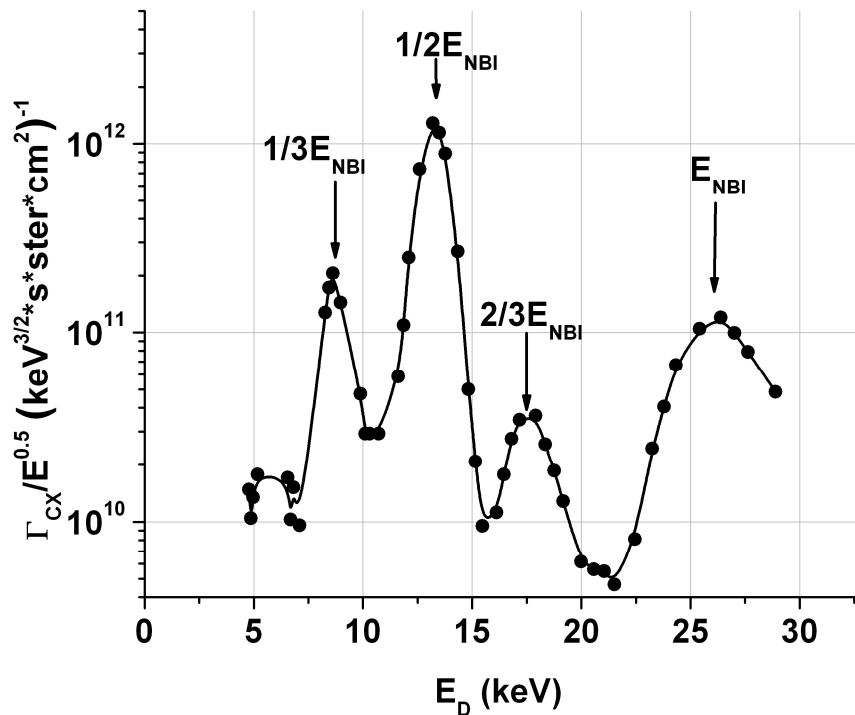


Рис. 29. Энергетический спектр атомов дейтерия, зарегистрированный анализатором АКОРД-24 при инъекции в газ с включенным тороидальным полем.  $E_{NBI}$ ,  $2/3E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$  – энергетические компоненты пучка.

Необходимо отметить, что соотношение эквивалентных токов в инжектированном пучке, при энергии около 25 кэВ согласно данным спектроскопической диагностики для реперных разрядов составляет  $I^0(E_{NBI}):I^0(1/2E_{NBI}):I^0(1/3E_{NBI}) \approx 68:28:4$ . В измеренном энергетическом распределении это соотношение не выполняется. По всей видимости, в процессе транспортировки частиц пучка от инжектора к анализатору происходят потери, существенно образом зависящие от энергии частиц. В связи с этим точную оценку количества частиц с энергией  $2/3E_{NBI}$ , основываясь на измерениях анализатора, дать нельзя, однако сам факт наличия этих частиц в пучке не вызывает сомнений.

### 3.2.6 Воздействие пилообразных колебаний на распределения быстрых ионов.

Как было указано в разделе 3.2.4, для объяснения формы зарегистрированных спектров было сделано предположение о наличии фактора, проявляющегося как высокие потери ионов во время торможения.

Одним из известных механизмов, обуславливающих потери ионов во время торможения, является процесс перезарядки. Эти потери зависят от концентрации нейтральных атомов в плазме. Однако в экспериментах по инъекции пучка с энергией 18 кэВ сильных потерь на перезарядку не наблюдалось. При переходе на более высокую энергию инъекции не было оснований считать, что концентрация фоновых атомов увеличилась. Сечение перезарядки, которое определяет величину соответствующих потерь, при увеличении энергии быстрой частицы падает (см. рис. 4, глава 2). Указанные два факта позволили заключить, что имеется дополнительный механизм, который превалирует над потерями за счет перезарядки.

Ситуация с поиском возможных причин разрешилась, когда временное разрешение анализатора АКОРД-24М было улучшено до 300 мкс. При регистрации спектров были обнаружены сильные колебания потоков атомов перезарядки с энергиями близкими к энергии инъекции [91]. В разряде #30376 временной ход потока атомов перезарядки с энергией 26 кэВ, примерно равной энергии инъекции, показан на рис. 30 а). С целью установления причины такого поведения потоков были проанализированы сигналы основных параметров плазмы. Обнаружено, что колебания потока атомов перезарядки происходят синфазно с пилообразными колебаниями плазмы, а резкое падение потока на 140.5 мс соответствует моменту начала развития колебаний (первому внутреннему срыву).

Характерное поведение среднечордовой плотности и мягкого рентгеновского излучения представлены на рис. 30 б) и 10 с). На осциллограмме потока видно, что в период между моментами внутренних срывов пилообразных колебаний происходит рост потока, а после каждого срыва он падает в несколько раз.

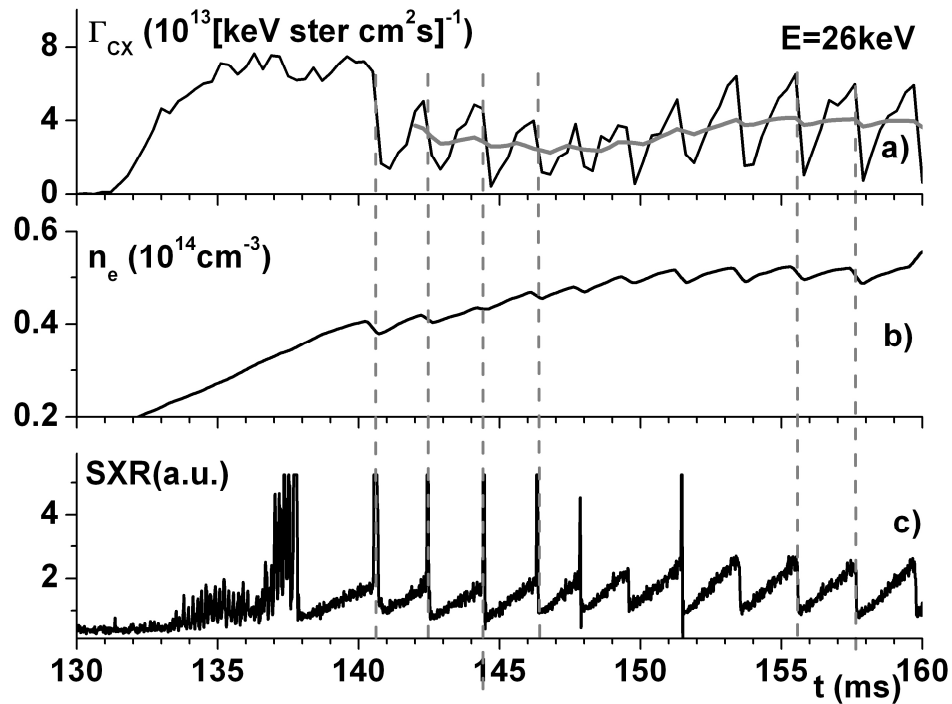


Рис. 30. Временной ход а) потока атомов перезарядки с энергией 26 кэВ во время пилообразных колебаний (черная линия – с временным окном 200 мкс, серая сплошная линия – усредненного за 15 мс); б) среднехордовой плотности плазмы; в) сигнала с детектора мягкого рентгеновского излучения.

Первоначально такое поведение потоков было интерпретировано как потеря быстрых частиц в момент внутренних срывов. При этом точной модели, описывающей потери ионов во время внутренних срывов пилообразных колебаний, не было. Предполагалось, что в момент срыва нарушается магнитная конфигурация плазмы и возникают электрические поля. Оба фактора приводят к изменению траекторий этих частиц [92]. Так как область удержания быстрых ионов при большой энергии достаточно мала, то считалось вполне вероятным, что даже небольшое изменение их траекторий приводит к потере.

Проанализированные позже данные по регистрации потока нейтронов с высоким временным разрешением (200 мкс) показали, что потоки нейтронов также модулируются пилообразными колебаниями [93 рис. 3]. Поток нейтронов создается в основном самыми быстрыми ионами. Модуляция потока нейтронов подтверждала представление о том, что быстрые ионы действительно теряются из плазмы. Однако так же было замечено, что модуляция нейтронного потока была не настолько существенной, как модуляция потоков быстрых частиц,

регистрируемых анализатором. Поток нейтронов в момент перезамыкания падал на 20-30%, в то время как поток быстрых частиц падал в несколько раз (потери за один срыв достигали 80 %).

Одно из возможных объяснений этого несоответствия заключается в следующем. В момент перезамыкания кроме потерь ионов происходит их перераспределение по пространству и по углам. Это перераспределение может приводить к тому, что существенная доля быстрых ионов перестает попадать в анализатор, при этом оставаясь в плазме. Нейтронный сигнал не зависит от распределения по углам и падает только пропорционально потерям ионов.

Итак, было обнаружено, что пилообразные колебания модулируют потоки атомов перезарядки. При этом во время модуляции происходит резкое снижение среднего уровня потоков с энергиями инжекции. Снижение составляет примерно 2 раза (рис. 30 а.). Потоки с энергиями ниже энергий инжекции испытывают еще более сильное падение. Ситуация иллюстрирована на рис. 31, где приведены спектры ионов в разряде 30376 на стадии до возникновения колебаний (139 мс) и после начала колебаний (143 мс). При этом потоки сглажены за время 3 мс, чтобы выявить эффект от воздействия колебаний в среднем.

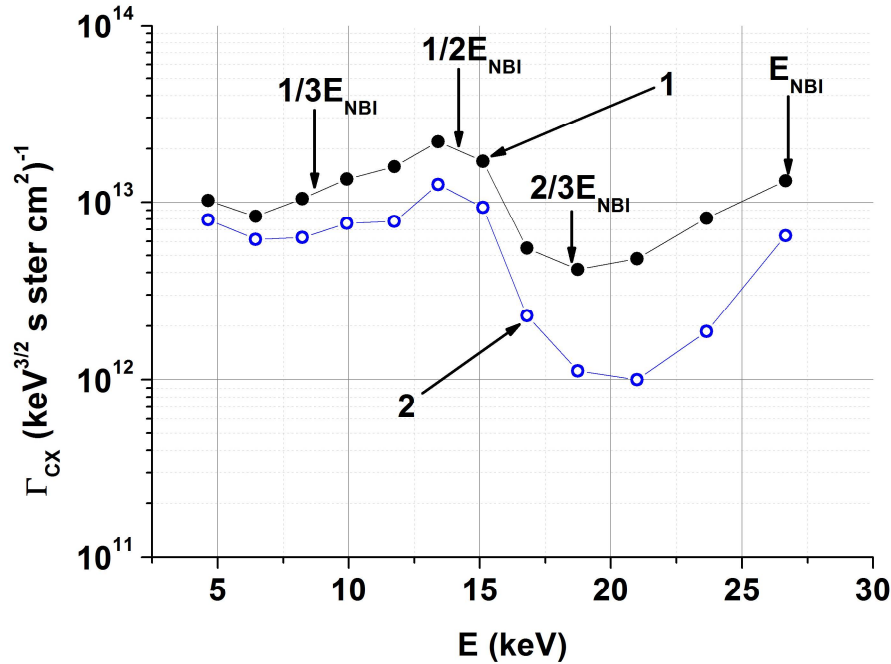


Рис. 31. Спектры быстрых ионов 1 – до начала пилообразных колебаний (139 мс), 2 – после начала пилообразных колебаний (143 мс).  $E_{NBI}$ ,  $2/3E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$  – энергетические компоненты пучка.

Нетрудно заметить, что такое воздействие пилообразных колебаний на функцию распределения аналогично воздействию прямых потерь и потерь в процессе торможения. Двукратный провал на энергиях инжекции аналогичен воздействию на каждый компонент прямых потерь, составляющих примерно 50 %. Изменение наклона (по крайней мере, основного компонента) с  $\nu \approx 4.5$  на  $\nu \approx 8$  аналогичен увеличению потерь во время торможения.

Необходимо сделать три замечания. Во-первых, представленные значения не являются оценкой потерь. Как было отмечено выше, на спектрах эффект от потерь и возможный эффект от перераспределения ионов по углам и выхода из области видимости анализатора разделить нельзя. Приведенные числа могут служить только оценкой потерь сверху. Во-вторых, рассматриваемый разряд #30376 не является типичным для экспериментов по нагреву. Инжекция происходит на ранней стадии (130 мс) когда параметры плазмы меняются, в то время как обычно инжекция начинается на стационарной стадии разряда (150 мс). Этот разряд был выбран для анализа, так как в нем, в отличие от типичных разрядов, имеется промежуток времени без пилообразных колебаний. В-

третьих, еще до начала колебаний уже наблюдается большой наклон ( $\nu=4.5$ ) основного компонента. Это, по всей видимости, следствие повышенных потерь на перезарядку (низкая плотность плазмы на начальной стадии обуславливает высокую плотность остаточных атомов) и, возможно, того, что функция распределения быстрых частиц еще не успела прийти к стационарному состоянию. Таким образом, представленный результат можно использовать для качественного понимания влияния пилообразных колебаний на функцию распределения, а не для точной оценки потерь быстрых частиц в режимах с пилообразными колебаниями.

В заключение рассмотрения вопроса о воздействии пилообразных колебаний на поведение быстрых частиц стоит отметить следующее обстоятельство. Как было выяснено, потери и перераспределение ионов происходит в момент каждого внутреннего срыва. Пилообразные колебания – периодический процесс. В соответствии с этими фактами, эффект от пилообразных колебаний должен зависеть не только от потерь и перераспределения ионов в одном акте перезамыкания, но и от частоты следования этих явлений. В качестве временного параметра, характеризующего пилообразные колебания, для понимания сделанного утверждения удобно выбрать период  $T_{ST}$ , а не частоту. За период между срывами быстрые частицы накапливаются и успевают частично затормозиться. Соответственно, чем больше период, тем больше частиц с энергиями инжекции успевает накопиться и тем больше успевают тормозящиеся частицы передать энергии плазме и продвинуться вниз по энергии. Таким образом, период пилообразных колебаний может выступать в качестве характерного времени потерь быстрых частиц  $\tau_l$  (а наклон спектра, в таком случае, должен зависеть от соотношения  $\tau_{se}/3T_{ST}$ , см. формулу 22).

В большинстве случаев имеются свидетельства, подтверждающие предположение о влиянии периода пилообразных колебаний на быстрые частицы. Например, в разряде #30370 прослеживается среднее увеличение в 1.5 раза потока атомов с энергией инжекции при изменении периода пилообразных



колебаний с  $\approx 1$  мс до  $\approx 2.5$  мс. На рис. 32 приведена иллюстрация этого явления. Также в следующем разделе рассматривается влияние смещения плазмы на вид спектра. Забегая вперед, можно отметить, что при смещении плазмы к центральному столбу наблюдается совместное уменьшение наклона спектра и увеличение периода пилообразных колебаний.

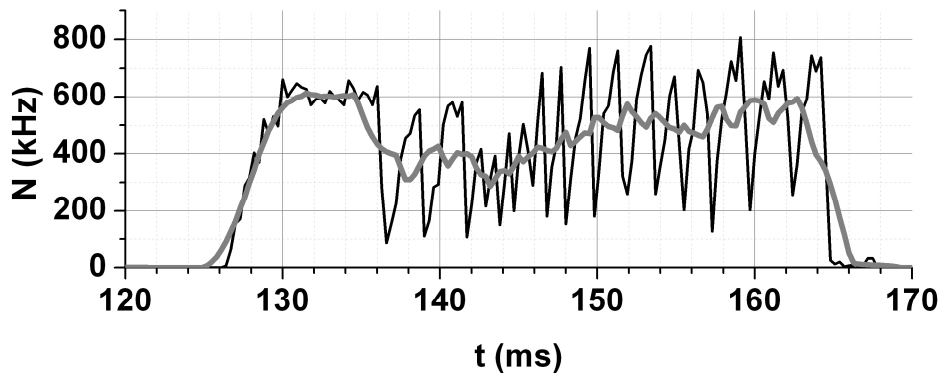


Рис. 32. Временной ход скорости счета в канале анализатора, регистрирующего поток потока атомов перезарядки с энергией 26 кэВ во время пилообразных колебаний в разряде 30370 (черная линия – с временным окном 200 мкс, серая сплошная линия – усредненного за 15 мс).

Необходимо подчеркнуть, что изменение периода практически во всех случаях сочетается с изменениями других параметров плазмы (таких как ток, плотность, положение шнура), которые также могут влиять на удержание частиц. Это усложняет количественную проверку сделанного предположения о механизме влияния периода пилообразных колебаний на поведения быстрых ионов. Однако тот факт, что улучшение удержания ионов связано с увеличением периода пилообразных колебаний не вызывает сомнений.

### 3.2.7 Влияние смещения плазмы на спектры быстрых частиц при максимальной энергии инжекции.

В разделе 3.2.3 отмечалось, что в экспериментах по изучению нагрева плазмы дейтериевым пучком с максимальной энергией спектры быстрых ионов были зарегистрированы как в случае штатного положения плазмы, так и с плазмой, смещенной к центральному столбу примерно на 2 см. Было обнаружено влияние положения плазмы на спектры быстрых ионов при максимальной энергии инжекции. Влияние заключалось в том, что в разрядах

со смещенной плазмой провал спектра ниже основной энергии инжекции становился значительно менее выраженным по сравнению с разрядами с несмещенной плазмой. Как было найдено из аппроксимации, параметр наклона спектра  $\nu$  уменьшался с 7 до 5. Кроме изменения формы при смещении примерно в 1.7 раза увеличивался общий уровень спектра.

Как было показано выше, в режиме с пилообразными колебаниями на форму спектров наряду с прямыми потерями и потерями на перезарядку сильное воздействие оказывают сами пилообразные колебания. Напомним, что пилообразные колебания могут приводить как к потерям так и, вероятно, к перераспределению быстрых ионов по pitch углам, что проявляется на спектрах как дополнительные прямые потери и потери во время торможения (см. раздел 3.2.6). На основании только имеющихся данных невозможно было однозначно выявить, какими из указанных факторов (уменьшение потерь или снижение влияния пилообразных колебаний) обусловлены указанные изменения спектров. Более того, если изменения спектров обусловлены только снижением влияния пилообразных колебаний, то невозможно определить, происходит ли вообще существенное снижение потерь быстрых ионов при смещении плазмы, или изменение спектров является следствием только уменьшением эффекта перераспределений частиц по углам. Для ответа на этот вопрос была необходима дополнительная информация. Такая информация была получена из анализа поведения ионной температуры и потока нейтронов.

При измерениях ионной температуры, проведенных одновременно с измерениями спектров быстрых частиц, было обнаружено влияние положения плазменного шнура на нагрев ионного компонента плазмы. При смещении плазменного шнура наблюдалось значительное увеличение прироста ионной температуры  $\Delta T_i$  относительно омического уровня. Типичные значения  $\Delta T_i$  в отсутствие смещения составляли величину 100-200 эВ, в то время как при смещении внутрь эта величина выростала до значений 300-600 эВ. Поведение ионной температуры для разрядов проиллюстрировано на рис. 33.

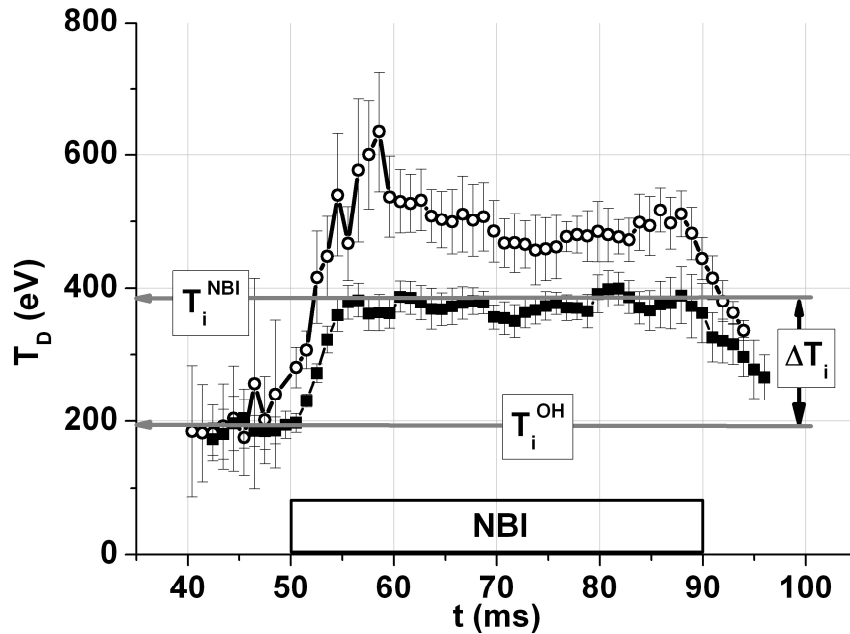


Рис. 33. Временной ход температуры ионов плазмы (дейтерия). Квадратики – плазма без смещения, кружки – плазма со смещением.  $T_i^{OH}$  – температура ионов на омической стадии,  $T_i^{NBI}$  – температура ионов во время НИ,  $\Delta T_i$  – прирост температуры за счет НИ (обозначения приведены для разрядов без смещения плазмы), NBI – импульс нагревного пучка.

Данные, полученные с помощью нейтронной диагностики, указывали на увеличение потоков быстрых частиц в случае смещенной плазмы. На рис. 34 показан временной ход потоков нейтронов [93], образовавшихся в результате D-D реакции синтеза между надтепловыми ионами и ионами основной плазмы. При смещении плазменного шнура по направлению к центральной колонне поток нейтронов увеличивался примерно в 1.5 раза.

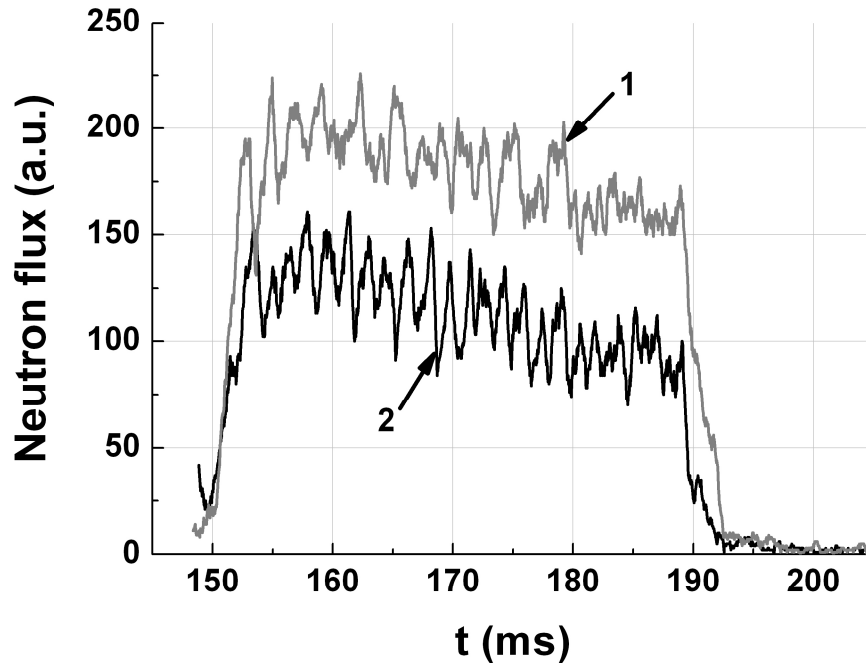


Рис. 34. Временной ход потока нейтронов. 1 – плазма со смещением, 2 – плазма без смещения.

Таким образом, дополнительные два экспериментальных факта (подъем ионной температуры и увеличение потоков нейтронов) указывали на реальное снижение потерь быстрых частиц, а не на эффекты, связанные с перераспределением быстрых ионов по углам. В более поздних экспериментах [93] были исследованы основные причины, не связанные с пилообразными колебаниями, вследствие которых при смещении плазмы могут уменьшаться потери мощности нейтрального пучка. Исследования проводились при низкой энергии инжекции 18 кэВ, так как интерпретация результатов в таком режиме существенно упрощалась вследствие отсутствия сильного влияния пилообразных колебаний. В частности, было обнаружено снижение прямых потерь (орбитальной составляющей) вследствие улучшения условий захвата быстрых ионов и смещения плазмы в область более сильного тороидального поля. Также отмечалось некоторое снижение потерь на перезарядку.

В рассматриваемом режиме с высокой энергией инжекции 25 кэВ, по всей видимости, тоже работали факторы снижения потерь, найденные в [93]. Помимо них наряду со снижением "традиционных" орбитальных потерь

должны снижаться и потери быстрых ионов, обусловленные пилообразными колебаниями. Дело в том, что последние носят также орбитальный характер (потери вследствие вылета иона за границу плазмы), и поэтому одновременно с улучшением условий захвата быстрых ионов плазмой должно наблюдаться и снижение потерь во время пилообразных колебаний.

Кроме этого при смещении плазмы улучшение удержания быстрых частиц в рассматриваемом режиме, вероятно, обусловлено еще и фактором, связанным с периодом колебаний. Было обнаружено, что в разрядах со смещенной плазмой наблюдается значительно больший период пилообразных колебаний 2 – 2.5 мс по сравнению с разрядами без смещения, где период составляет 1 – 1.5 мс. Таким образом, в смещенной плазме быстрые ионы реже подвергаются влиянию внутренних срывов. Взаимосвязь периода и удержания быстрых ионов обсуждалась в разделе 3.2.6.

Анализ энергобаланса плазмы во время НИ показал взаимосвязь между величиной мощности, передаваемой ионам плазмы (рассчитаной на основании экспериментальных спектров быстрых ионов), и приростом их температуры. Количественно эта взаимосвязь может быть объяснена, если предположить, что основная причина, которая влияет на форму спектров быстрых частиц при смещении плазмы – это снижение потерь. Мощность  $W_i$ , передаваемая быстрыми частицами ионам плазмы, равна

$$W_i = \int \frac{dE_i}{dt}(E) f(E) dE \sim \int \frac{f(E)}{\sqrt{E}} dE. \quad (30)$$

Если рассчитать эту величину, используя  $f(E)$  из экспериментально зарегистрированных спектров, то при смещении плазмы  $W_i$  увеличивается примерно в 1.9 раза. Это находится в приемлемом согласии с приростом ионной температуры в 1.5 – 2 раза.

Выход нейтронов пропорционален потоку быстрых частиц в плазме. Причем, вследствие резкого падения сечения образования нейтронов с уменьшением энергии можно ограничиться рассмотрением только наиболее быстрых частиц (например, с энергиями выше 20 кэВ).

$$S_n \sim \int_{20keV}^{\infty} \sqrt{E} \cdot f(E) dE \quad (31)$$

При смещении плазмы интеграл, посчитанный на основании экспериментальных распределений  $f(E)$ , увеличивается примерно в 1.7 раза. Это также находится в удовлетворительном согласии с ростом потоков нейтронов 1.5.

### 3.2.8 Прямые потери инжектируемых частиц.

На установке Глобус-М вследствие относительно низкого поля и малых размеров при высокой энергии инжекции (24 – 30 кэВ) ожидалось высокие прямые потери (на уровне не ниже 50%) инжектированных частиц [88, 94]. После получения экспериментальных данных возник вопрос, насколько форма зарегистрированных спектров соответствует представлению о столь высоких прямых потерях.

Для серий разрядов, в которых измерялись спектры быстрых частиц, был проведен расчет с помощью траекторного кода, описанного в [88]. Он показал, что основной компонент должен испытывать прямые потери на уровне примерно 60%, половинный – 25, компонент с третью энергии – 20%. Необходимо отметить, что детальное исследование прямых потерь при помощи компьютерного моделирования указывает на их некоторое уменьшение при смещении плазмы. В данной работе не ставилась задача исследования этого эффекта, а требовалось выяснить, соответствует ли вид функции распределения предполагаемому высокому уровню прямых потерь.

На основании аппроксимации зарегистрированных спектров суперпозицией функций распределения (22) было получено соотношение энергетических компонент  $S_0(E_{NBI}):S_0(2/3E_{NBI}):S_0(1/2E_{NBI}):S_0(1/3E_{NBI})$ . Оно составило 57:4:29:10 для случая без смещения. Если не учитывать вклад компонента с энергией  $2/3E_{NBI}$  и нормировать оставшиеся три компонента на 100%, то соотношение компонент будет составлять  $S_0(E_{NBI}):S_0(1/2E_{NBI}):S_0(1/3E_{NBI}) \approx 60:30:10$ .

С другой стороны, компонентный состав пучка на выходе из инжектора по данным спектроскопической диагностики составляет  $I^0(E_{NBI}):I^0(1/2E_{NBI}):I^0(1/3E_{NBI})\approx 68:28:4$ . При учете рассчитанных значений прямых потерь (60%, 25%, 20% для трех компонентов, соответственно) нормированное на 100% расчетное значение компонентного состава захваченных ионов должно составлять 53:41:6.

Как видно, наблюдается некоторое расхождение между полученным в эксперименте соотношением энергетических компонент в плазме (60:30:10) и расчетным значением этой величины (53:41:6) с учетом прямых потерь. Расхождение в третьем компоненте представляется несущественным. Оно может быть вызвано причинами, связанными с не вполне корректным применением аналитического решения (22) при аппроксимации функции распределения ионов для малых энергий. Кроме того, вследствие технических особенностей работы анализатора при измерениях потоков в области энергий третьего компонента был слабый сигнал и плохое соотношение сигнал/фон, что также могло привести к неточностям.

Расхождение в соотношении компонентов с полной и половинной энергиями имеет более существенное значение, так как его нельзя объяснить неточностью измерений. Чтобы привести в соответствие расчет с экспериментом, необходимо предположить, что потери основного компонента находятся на более низком уровне, чем дает расчет. А именно, необходимо предположить, что эти потери составляют величину около 40% вместо 60%.

Одна из причин, которые могли привести к указанному несоответствию, может быть связана с критерием расчета прямых потерь кодом [88]. Дело в том, что этот код рассчитывает долю потерянных частиц следующим образом: частица считается потерянной, если она выходит за границу плазмы (пересекает сепаратрису). В реальности частица может некоторое время (микросекунды) проводить за сепаратрисой и возвращаться в плазму, если не ударится о стенку камеры. В дальнейшем такая частица может быть зарегистрирована анализатором. В связи с этим, в отношении потоков

регистрируемых частиц, величина расчетного значения прямых потерь 60% может быть в некоторой степени завышенной.

Стоит отметить, что указанное выше замечание относится в основном к функции распределения быстрых ионов. В отношении нагрева плазмы указанный критерий оценки прямых потерь представляется достаточно корректным. Время перезарядки частицы, траектория которой частично (примерно половина траектории) проходит за пределами плазмы, составляет величину ( $< 1$  мс), значительно меньшую, чем характерные времена передачи энергии плазме (5-10 мс). Такая частица перезарядится, не успев передать плазме значительную долю энергии. По этой причине (с точки зрения передачи энергии основной плазме) можно считать, что подобные частицы испытывают именно прямые потери.

### 3.3 Заключение к главе 3.

В режиме с дополнительным нагревом плазмы нейтральным пучком дейтерия с энергией 24 – 30 кэВ были зарегистрированы энергетические распределения инжектированных частиц. Замечено, что эти распределения имеют особую форму. Показано, что такая форма спектров является следствием влияния пилообразных колебаний на быстрые частицы, а также наличия компоненты с энергией  $2/3 E_{NBI}$  в инжекционном пучке. Обнаружено, что пилообразные колебания приводят к потерям и, вероятно, перераспределению быстрых ионов по pitch углам и объему плазмы, вследствие чего происходит снижение уровня и увеличение наклона спектров быстрых ионов ниже энергии инжекции. Замечено, что период пилообразных колебаний является одним из факторов, связанных с уровнем потерь быстрых ионов.

Обнаружено влияние смещения плазменного шнура по большому радиусу на спектры быстрых ионов. Сделан вывод об уменьшении потерь мощности НИ при смещении плазменного шнура к центральной колонне.

Комплекс КД, запущенный на установке Глобус-М, показал высокие эксплуатационные качества. Независимая работа двух анализаторов позволила в каждом разряде регистрировать спектры быстрых ионов и при этом



одновременно вести измерения температуры. Анализатор АКОРД-24М позволял регистрировать достаточно подробные для анализа спектры за один разряд. Серия из 3 – 5 идентичных разрядов позволила получать детализированные спектры быстрых ионов. Высокое разрешение анализатора АКОРД-24М позволило идентифицировать компонент с энергией  $2/3E_{NBI}$  во время экспериментов по инжекции в газ.

#### ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ ТУМАН-3М.

Эксперименты по нагреву плазмы методом НИ на установке ТУМАН-3М начались в конце 2004 года [95]. В этих экспериментах применялся инжектор аналогичный тому, который использовался на установке Глобус-М. Схема инжектора показана на рис. 3. В первых экспериментах в инжекторе использовался ионный источник ИПМ-2. Этот источник позволял создавать пучок атомов дейтерия с энергией до  $E_{NBI} \approx 22$  кэВ и мощностью до  $W_{NBI} \approx 330$  кВт.

Инжекция проводилась тангенциально в направлении тока, текущего по плазме (ко-инжекция), прицельный параметр центрального луча составлял  $\rho = 0.42$  м. Схема эксперимента представлена на рис. 35. Параметры типичного плазменного разряда были следующими  $R = 0.53$  м,  $a = 0.23$  м,  $B_T \approx 0.8$  Тл,  $I_p \approx 135$  кА,  $\langle n_e \rangle = (1.3-3.0)10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

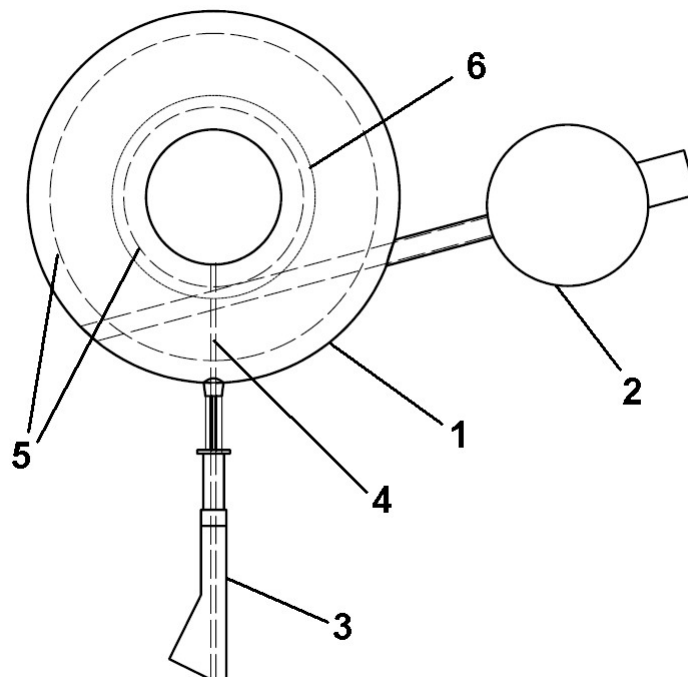


Рис. 35. Схема первых экспериментов по инжекции нейтрального дейтериевого пучка в плазму токамака ТУМАН-3М. Вид сверху. 1 – камера токамака, 2 – инжектор атомов, 3 – анализатор потоков атомов АКОРД-12, 4 – линия видимости анализатора, 5 – границы плазмы, 6 – прицельный параметр нейтрального пучка.

В первых экспериментах по НИ для диагностики ионного компонента плазмы применялся анализатор потоков атомов АКОРД-12. Анализатор был расположен так, что его линия видимости находилась в экваториальной плоскости и была направлена перпендикулярно оси плазменного шнура. Как уже отмечалось в главе 3, такое положение анализатора оптимально для измерения потоков атомов в тепловой области и определения ионной температуры.

Измерения ионной температуры при помощи анализатора АКОРД-12 показали ее рост при включении импульса инжектора, что свидетельствовало о поглощении мощности пучка плазмой. Однако было замечено, что значения температуры при НИ находятся на достаточно умеренном уровне. В омическом режиме ионная температура составляла около 150 – 200 эВ, при инжекции с максимальной мощностью 330 кВт было зарегистрировано максимальное значение  $T_i=330$  эВ. Это существенно ниже ожидаемого значения  $T_i \approx 700$  эВ, которое следует из расчетов, выполненных при подготовке эксперимента по НИ на токамаке ТУМАН-3М [96].

Во время первых экспериментов по пучковому нагреву плазмы также были проведены измерения ионной температуры при различной мощности инжекции. Увеличение мощности достигалось повышением энергии инжекции. На рис. 36 представлен временной ход ионной температуры, полученный при 3-х различных уровнях мощности инжекции в серии разрядов 27.01.2005##17-26. Как следует из рисунка, наблюдается насыщение роста ионной температуры при увеличении мощности инжекции.

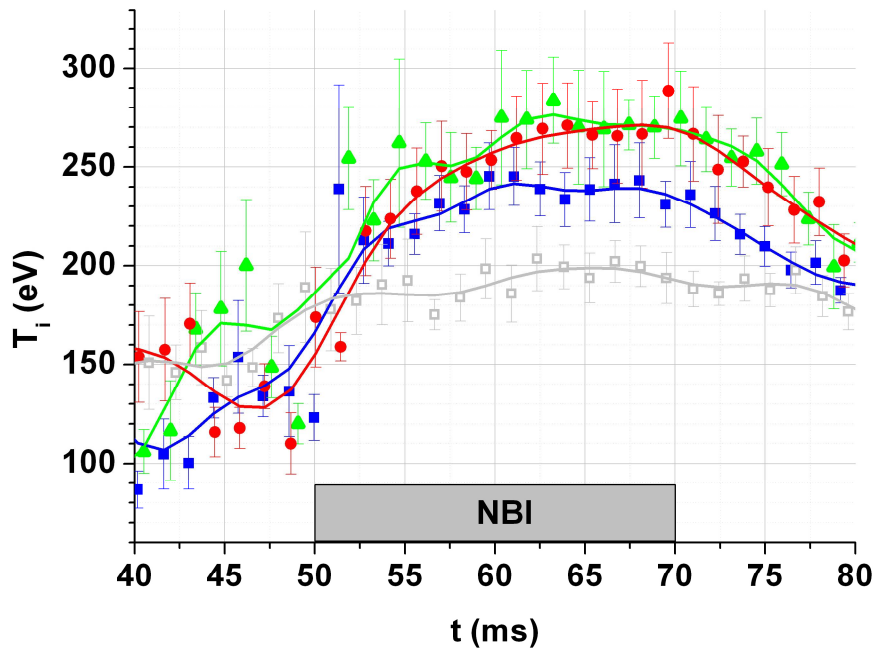


Рис. 36. Поведение ионной температуры, измеренной анализатором АКОРД-12, при различной мощности инжекции.  $\square$  – без дополнительного нагрева,  $\blacksquare$  – 12 кэВ (70 кВт),  $\blacktriangle$  – 17.5 кэВ (210 кВт),  $\bullet$  – 21.5 кэВ (330 кВт).

Здесь необходимо отметить то обстоятельство, что зависимость температуры ионов от мощности НИ должна иметь достаточно сложный характер. Эта зависимость определяется не только абсолютным значением мощности инжекции  $W_{NBI}$ , но и многими другими факторами, в частности, соотношением энергии инжекции  $E_{NBI}$  и критической энергии  $E_c$  (см. раздел 1.2.3). Однако даже с учетом указанного обстоятельства температура ионов  $T_i$  должна увеличиваться при увеличении мощности инжекции. Поэтому отсутствие роста  $T_i$  при увеличении энергии  $E_{NBI}$  свыше 17.5 кэВ свидетельствовало о наличии потерь мощности. Это послужило мотивацией для дальнейшего изучения поведения быстрых частиц.

Проведенные в [97] оценки прямых потерь инжектируемых частиц показали, что они постепенно возрастают с увеличением энергии инжекции (от  $\approx 20\%$  при  $E_{NBI}=12$  кэВ до  $\approx 40\%$  при  $E_{NBI}=22$  кэВ). Однако даже с учетом этих потерь, мощность, поглощенная плазмой, должна возрастать примерно пропорционально энергии инжекции. Таким образом, обнаруженный эффект

насыщения ионной температуры, скорей всего, не мог быть объяснен только увеличением прямых потерь.

В качестве возможной причины потерь мощности было названо взаимодействие пучка со стенками переходного патрубка. В рамках этого предположения насыщение  $T_i$  при росте  $W_{NBI}$  объяснялось потерями частиц пучка непосредственно в патрубке, а также поступлением примесей в плазму и охлаждение ее за счет излучения.

Проверка предположения о наличии эффекта ослабления пучка частиц в переходном патрубке могла быть осуществлена, например, при помощи анализа функции распределения быстрых ионов, возникающих в плазме.

#### 4.1 Задачи.

Перед автором была поставлена задача обеспечить возможность регистрации функции распределения быстрых ионов, образующихся при НИ. После этого необходимо было провести серию экспериментов с инъекцией нейтрального пучка при различной мощности, произвести анализ спектров быстрых ионов, а также ионной температуры, с тем, чтобы подтвердить или опровергнуть предположение об ослаблении пучка в переходном патрубке.

Несмотря на то, что значительная доля мощности НИ была подвержена потерям, природу которых необходимо было выяснить, часть пучка все-таки поглощалась плазмой. В связи с этим наряду с задачей исследования указанных потерь, имелась возможность изучить основные особенности пучкового нагрева и его влияние на основной ионный компонент плазмы.

#### 4.2. Обеспечение регистрации быстрых ионов.

Как было отмечено в главе 2, для измерения потоков быстрых частиц в условиях НИ на токамаке ТУМАН-3М мог быть использован имеющийся анализатор АКОРД-12. Однако расположение анализатора было таким, что линия видимости проходила перпендикулярно оси плазменного шнура, а для обеспечения регистрации спектров атомов под питч углами, совпадающими с питч углами быстрых ионов, требовалась, направить линию видимости прибора

тангенциально к плазменному шнуру. Причем прицельный параметр линии видимости должен был быть близок к прицельному параметру центрального луча инжекционного пучка. Узкий в горизонтальном сечении порт корпускулярной диагностики не позволял переместить прибор в требуемое положение.

#### 4.2.1 Применение металлического отражателя.

Переделка порта корпускулярной диагностики являлась достаточно сложной задачей. По этой причине для обеспечения регистрации потоков быстрых пролетных ионов было предложено следующее, достаточно простое с технической точки зрения, решение. На входе в анализатор был установлен отражатель из полированной нержавеющей стали [98]. Схема эксперимента представлена на рис. 37.

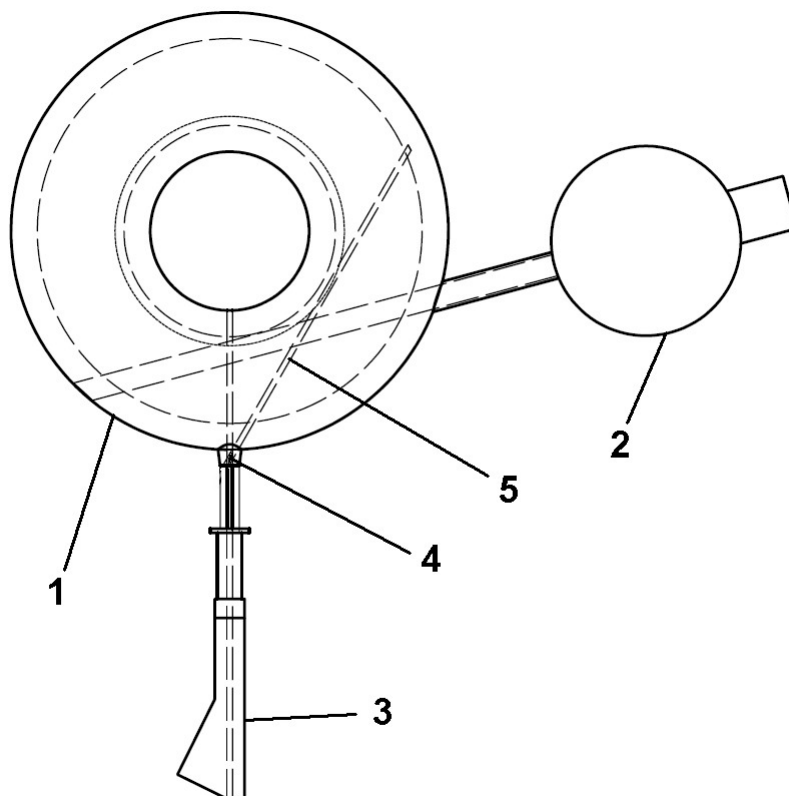


Рис. 37. Схема измерений потоков инжектированных частиц с использованием отражателя. Вид сверху. 1 – камера токамака, 2 – инжектор атомов, 3 – анализатор потоков атомов АКОРД-12, 4 – отражатель, 5 – новая линия видимости анализатора АКОРД-12.

Идея использования отражателя заключалась в том, что нейтрализовавшиеся быстрые ионы, летящие вдоль линии 5, будут отражаться от пластины из нержавеющей стали и попадать в анализатор.

При помощи этого отражателя были зарегистрированы потоки атомов, образовавшиеся при нейтрализации быстрых ионов. Энергетический спектр, зарегистрированный при инжекции дейтериевого пучка с энергией 22 кэВ и мощностью 330 кВт в разрядах 29.04.2005##20-24, представлен на рис. 38.

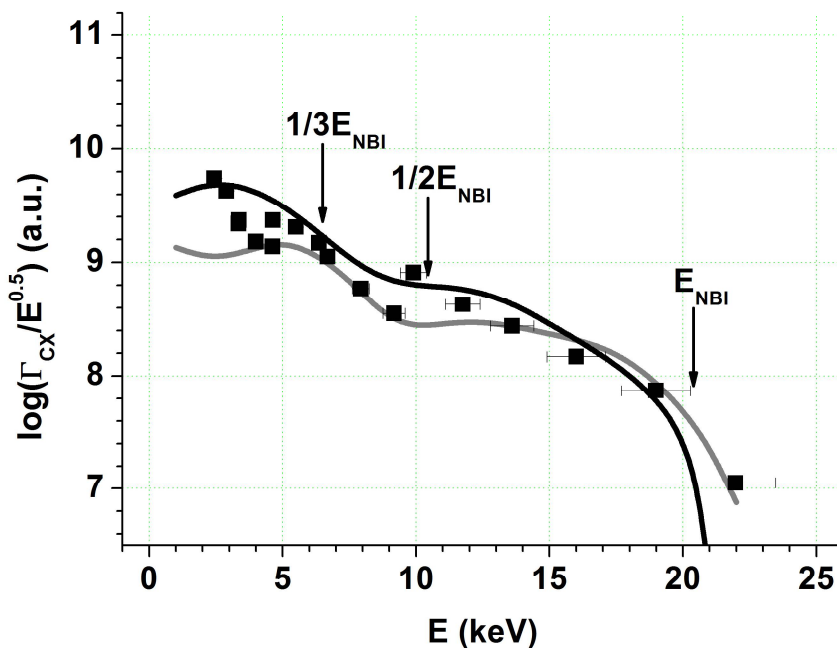


Рис. 38. Спектр быстрых частиц после отражения от пластины из нержавеющей стали: ■ – зарегистрированный при помощи анализатора АКОРД-12, черная линия – расчетный с параметром  $\nu=1$ , серая линия – расчетный с параметром  $\nu=5$ .  $E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$  – энергетические компоненты пучка.

Интерпретация полученных результатов оказалась весьма затруднительной. Проведенное с помощью кода SRIM [99] моделирование процесса взаимодействия частиц с отражателем показало, что при отражении может происходить искажение энергетического спектра. Искажение происходит вследствие частичной передачи энергии атомов пучка материалу отражателя. В итоге, процесс отражения может сопровождаться достаточно сильным сглаживанием спектра и смещением его в область более низких энергий.

На рис. 38 также представлены расчетные спектры, полученные при помощи моделирования процесса отражения. Как видно, спектры не сильно отличаются друг от друга и приемлемо описывают экспериментальные точки. В ходе моделирования считалось, что спектр частиц до взаимодействия с отражателем представляет собой суперпозицию решений (22) с различным параметром  $\nu = \tau_{se}/3\tau_l$  (см. раздел 1.2.5), равным для одного случая 1, а для второго – 5. Как видно из рисунка, даже при таком сильном различии в форме исходного спектра, после отражения разница практически нивелируется.

Дополнительно было выяснено, что форма спектра после отражения могла также сильно зависеть от состава вещества на поверхности отражателя. Дело в том, что непосредственно перед экспериментами была проведена боронизация камеры токамака ТУМАН-3М. В процессе боронизации на поверхность отражателя могла осесть пленка из карбида бора. Это обстоятельство вносило неопределенность в интерпретацию результатов, так как процесс отражения атомарных потоков от стали и от напыленного слоя достаточно сильно отличается.

Так как интерпретация полученных при помощи отражателя данных не дала однозначного ответа о виде исходного спектра быстрых частиц, был сделан вывод о том, что необходима прямая регистрация потоков атомов, выходящих из плазмы в тангенциальном направлении.

#### 4.2.2 Модернизация порта корпускулярной диагностики.

После анализа результатов экспериментов с отражателем было принято решение о модернизации порта КД. Был разработан новый порт, который обеспечивал подсоединение анализатора АКОРД-12 к токамаку ТУМАН-3М так, чтобы линия видимости прибора могла проходить тангенциально к оси плазменного шнура с прицельным параметром  $\rho \approx 0.41$  м, совпадающим с прицельным параметром инжекции.

После изготовления нового порта КД стала возможной прямая регистрация потоков быстрых частиц, вылетающих из плазмы в



тангенциальном направлении. Схема расположения прибора после модернизации порта КД представлена на рис. 39.

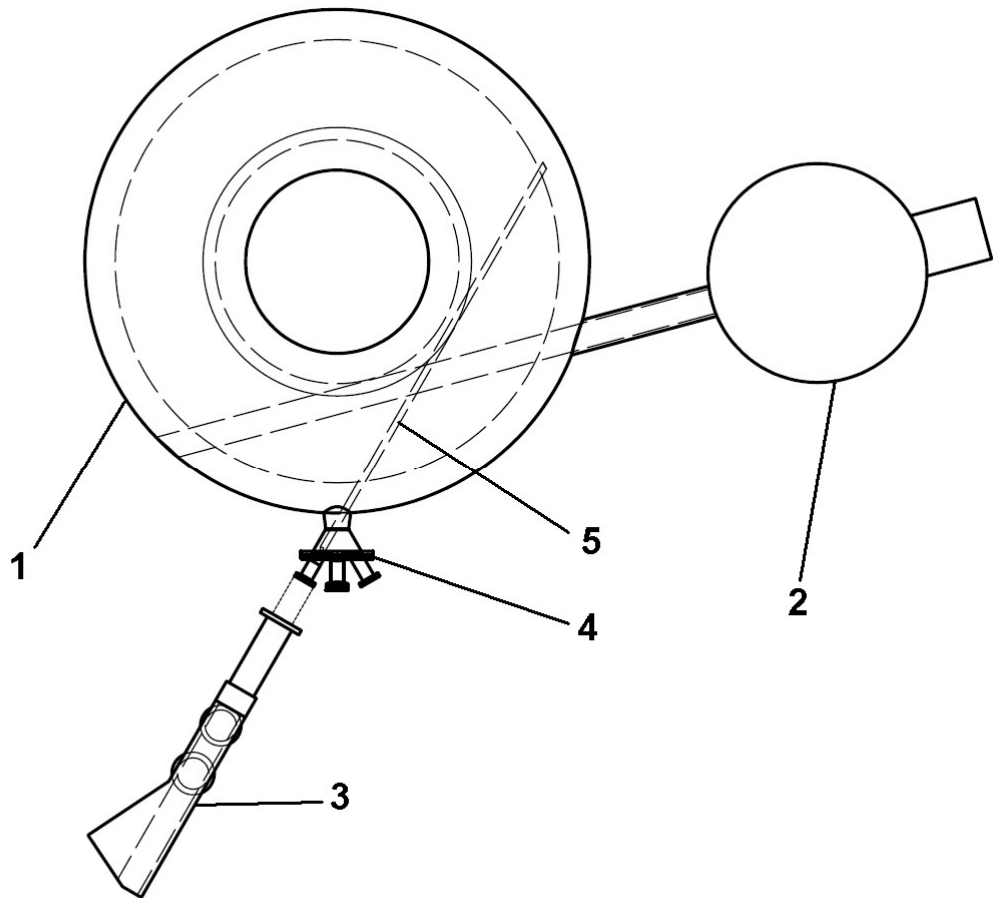


Рис. 39. Схема измерений потоков инжектированных частиц при тангенциальном расположении анализатора АКОРД-12. Вид сверху. 1 – камера токамака, 2 – инжектор атомов, 3 – анализатор потоков атомов АКОРД-12, 4 – новый порт КД, 5 – линия видимости анализатора АКОРД-12.

#### 4.3 Поведение ионов плазмы при различной мощности нейтральной инжекции.

После установки анализатора АКОРД-12 в тангенциальное положение была проведена серия экспериментов по инжекции дейтериевого пучка различной мощности в дейтериевую плазму [100]. Параметры плазменных разрядов этой серии были следующими:  $R \approx 0.53$  м,  $a \approx 0.23$  м,  $B_i \approx 0.7$  Тл,  $I_p \approx 150$  кА,  $\langle n_e \rangle = (2-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

В инжекторе использовался ионный источник ИПМ-1. Он позволял получать более высокие ионные токи и, соответственно, более высокую мощность инжекции по сравнению с источником ИПМ-2.

#### 4.3.1 Измерения ионной температуры при различной мощности инжекции.

Результаты измерения ионной температуры, полученные с помощью анализатора АКОРД-12, представлены на рис. 40. На рисунке показан временной ход ионной температуры при 7-ми различных уровнях мощности инжекции в серии разрядов 05.04.2013##09-24.

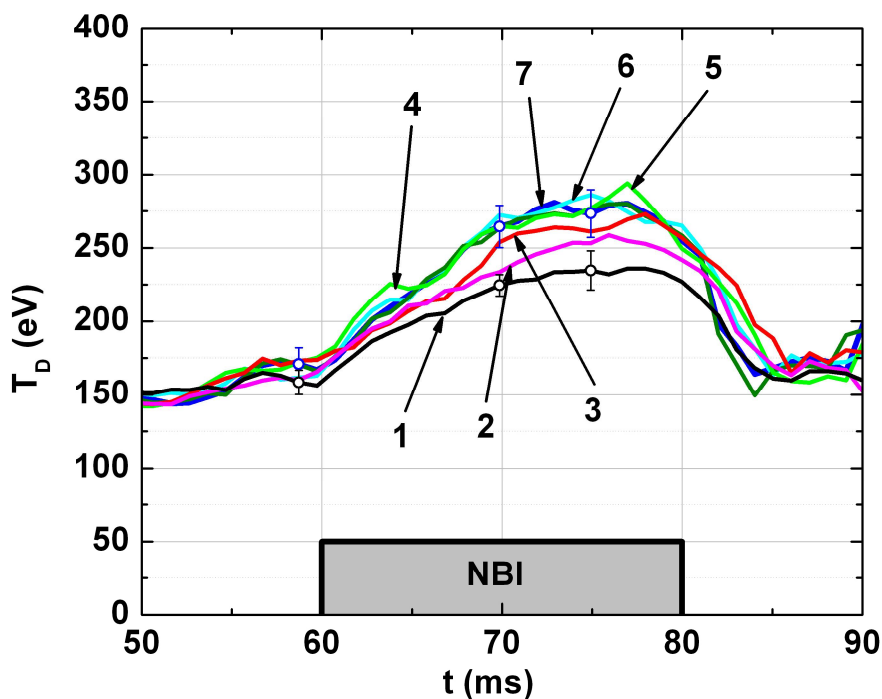


Рис. 40. Поведение ионной температуры, измеренной при помощи анализатора АКОРД-12 в тангенциальном положении, при различной мощности инжекции: 1 – 8 кэВ (75 кВт), 2 – 10 кэВ, 120 кВт, 3 – 11.5 кэВ, 165 кВт, 4 – 13.7 кэВ, 230 кВт, 5 – 15.9 кэВ, 285 кВт, 6 – 17.9 кэВ, 350 кВт, 7 – 19.7 кэВ, 400 кВт.

Анализ полученных данных показал, что при увеличении энергии инжекции выше 11.5 кэВ (мощность 165 кВт), максимальная ионная температура прекращает возрастать и ограничена значением, равным примерно 280 эВ. Таким образом, эффект насыщения прироста температуры за счет НИ при увеличении энергии инжекции, впервые обнаруженный при использовании

источника ИПМ-2 и перпендикулярно расположенного анализатора АКОРД-12, также проявлялся и в новых условиях эксперимента (источник ИПМ-1, тангенциальное расположение анализатора).

#### 4.3.2 Измерения спектров быстрых ионов при различной мощности инжекции.

При помощи анализатора АКОРД-12 также были проведены измерения спектров быстрых ионов при 4-х значениях мощности инжекции. (Для получения подробного спектра быстрых ионов с помощью анализатора АКОРД-12 требовалось большое число разрядов (не менее пяти), поэтому пришлось ограничиться набором из 4-х значений мощности). Спектры быстрых частиц, зарегистрированные в сериях разрядов 09.04.2013##6-23, 10.04.2013##11-19, 11.04.2013##18-26 представлены на рис. 41. Спектры приведены для момента времени  $t=15$  мс от начала инжекции (это соответствует 75 мс от начала разряда).

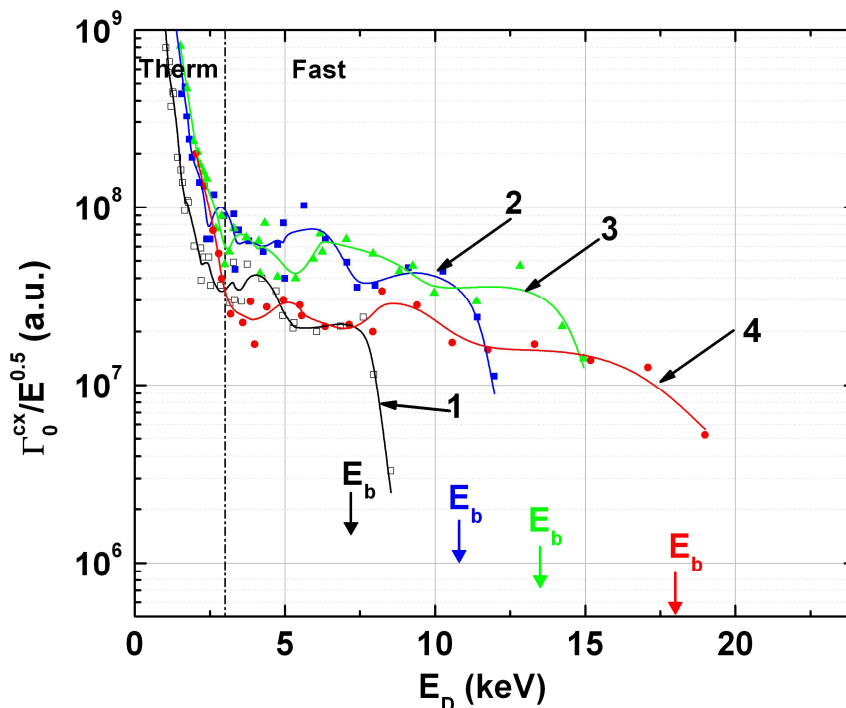


Рис. 41. Спектры быстрых частиц, измеренные анализатором АКОРД-12 в тангенциальном положении, при различной мощности инжекции. 1(□) – 8 кэВ (80 кВт), 2(■) – 12 кэВ (170 кВт), 3(▲) – 15 кэВ (250 кВт), 4 (●) – 20 кэВ (415 кВт).  $E_b$  – основная энергия нейтрального пучка.

На рис. 41 кроме экспериментальных точек для улучшения восприятия также представлены кривые, полученные при помощи сглаживания экспериментальных данных. Кроме того, по оси абсцисс стрелками отмечены значения  $E_b$ , соответствующие энергии основного компонента пучка. Как уже отмечалось в главе 3, при работе инжекторов, применяемых на установках Глобус-М и ТУМАН-3М, происходит небольшое падение ускоряющего напряжения за время импульса. Отмеченные значения  $E_b$  соответствуют моменту времени 15 мс от начала инъекции и примерно на 10% меньше номинальных. Номинальными принято считать значения энергии инъекции в начальный момент импульса. Например, номинальной энергии инъекции  $E_{NBI} \approx 20$  кэВ соответствует  $E_b \approx 18$  кэВ на 15 мс.

Анализ зарегистрированных спектров выявил следующие особенности. При увеличении энергии от 8 кэВ до 12 кэВ (здесь имеется в виду номинальное значение) происходит подъем уровня спектра, регистрируемого анализатором. Это находится в соответствии с тем, что при увеличении мощности увеличивается поток частиц из инжектора в плазму. При этом ток ионного пучка в инжекторе возрастал с 12 А до 18 А. Следует отметить, что для сравнения необходимо использовать эквивалентный ток основного компонента нейтрального пучка. Однако с учетом изменения коэффициента нейтрализации в интересующем нас диапазоне энергий и изменения тока пучка основной фракции можно считать, что эквивалентный ток основного компонента примерно пропорционален ионному току.

При дальнейшем увеличении энергии инъекции с 12 до 15 кэВ, уровень регистрируемых спектров практически не менялся, в то время как ток ионного пучка увеличился с 19 А до 25 А. При увеличении энергии инъекции с 15 кэВ до 20 кэВ было обнаружено падение уровня спектра, тогда как ток ионного пучка вырос с 25 А до 34 А.

Итак, при регистрации спектров быстрых частиц было зафиксировано падение уровня этих спектров при увеличении мощности нагревного пучка. Подобное поведение спектров могло наблюдаться по ряду причин. Во-первых,

могла уменьшаться плотность остаточных нейтральных атомов в плазме, которая определяет интенсивность потоков атомов перезарядки. Во-вторых, могли увеличиваться потери быстрых частиц из плазмы. В-третьих, при увеличении мощности инжекции могли возрасти ее потери еще до входа пучка в плазму.

#### 4.3.3 Моделирование поведения быстрых ионов при изменении мощности инжекции.

Для того чтобы оценить количественно, как должен вести себя уровень спектров, регистрируемых анализатором, при увеличении мощности инжекции было проведено моделирование потоков атомов, регистрируемых анализатором. Моделирование требовалось, чтобы учесть эффекты, связанные с поглощением плазмой нагревного пучка, а также эффекты, связанные с формированием сигнала анализатора. Для моделирования потоков атомов, регистрируемых анализатором АКОРД-12, использовался код [52, 89], принцип действия которого описан в разделе 3.2.4. Как уже отмечалось, расчеты с применением этого кода требуют достаточно больших временных затрат. По этой причине для моделирования были выбраны две характерные энергии инжекции:  $E_{NBI}=10.8$  кэВ и  $E_{NBI}=18$  кэВ. Эти два значения  $E_{NBI}$  соответствовали реальным значениям энергии  $E_b$  основного компонента пучка на 15 мс при номинальных значениях  $E_{NBI}$  12 кэВ и 20 кэВ соответственно. В качестве “реперного” был взят разряд 09.04.2013#23, основные параметры которого ( $R=0.53$  м,  $a=0.23$  м,  $B_r \approx 0.7$  Тл,  $I_p=143$  кА,  $\langle n_e \rangle = 2.3 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e(0)=515$  эВ) были использованы при моделировании как случая низкой, так и высокой энергии инжекции. Значения тех параметров, которые отличались для этих двух случаев, представлены в таблице 3.

Параметр	Энергия инжекции	
	10.8 кэВ	18 кэВ
Эквивалентный ток пучка $I^0$	15 А	20.5 А
Соотношение токов компонентов $I^0(E_{NBI}):I^0(1/2E_{NBI}):I^0(1/3E_{NBI})$	64:31:5	72:28:0
Ионная температура плазмы $T_i$	260 эВ	275 эВ

Профиль эквивалентного тока нейтрального пучка в расчете аппроксимировался по высоте и ширине гауссовыми распределениями. Эффект от прямых потерь на этой стадии расчетов не учитывался.

Результаты моделирования представлены на рис. 42. Для корректного сравнения с экспериментальными данными расчетные спектры были сглажены по энергии с учетом энергетического разрешения анализатора АКОРД-12,  $\Delta E/E=(10-25)$  % в зависимости от энергии. При энергии инжекции 10.8 кэВ расчетный спектр был нормирован, так чтобы наилучшим образом описывать экспериментальные точки, по крайней мере, в области основной энергии инжекции. К сожалению, не имелось возможности провести абсолютное сравнение экспериментального и расчетного спектров, так как для этого требовались достаточно точные данные о таких параметрах, как телесный угол видимости прибором плазмы, а также значение плотности и энергии атомов на границе плазмы. Неопределенность в указанных параметрах составляла не менее 50 %.

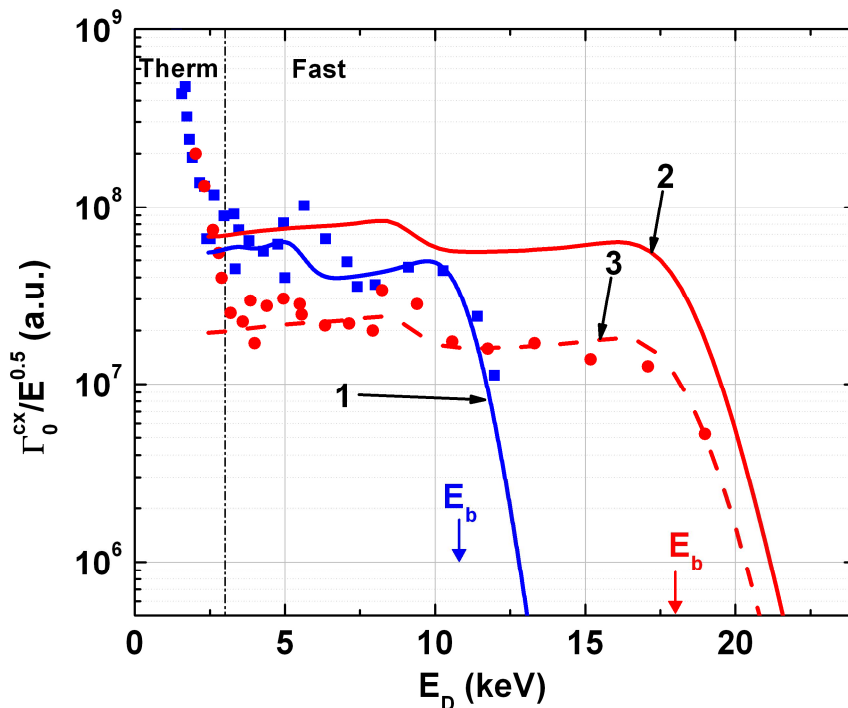


Рис. 42. Спектры быстрых частиц, измеренные анализатором АКОРД-12 в тангенциальном положении, при различной мощности инжекции: ■ – 12 кэВ, ● – 20 кэВ. Рассчитанные по коду [52, 89]: 1 – для энергии инжекции 10.8 кэВ, 2 – для энергии инжекции 18 кэВ. 3 – расчетный спектр, поделенный на фактор 3.5.

Для построения спектра при энергии 18 кэВ был использован нормировочный коэффициент, полученный при подгонке спектра с энергией 10.8 кэВ. Как видно из рис. 42, расчетный спектр в этом случае лежит значительно выше экспериментальных точек. Для того чтобы расчетный спектр удовлетворительно описывал экспериментальные данные, необходимо было уменьшить нормировочный коэффициент примерно в 3.5 раза.

Итак, анализ результатов моделирования позволил сделать следующее заключение: при увеличении мощности инжекции должно происходить заметное возрастание уровня спектра, регистрируемого анализатором. В то же время, эксперимент демонстрирует снижение уровня потоков, регистрируемых анализатором, при увеличении мощности инжекции. Это снижение может достигать более чем 3-х раз при энергии инжекции 20 кэВ по сравнению с расчетным уровнем.

При помощи траекторного кода, подобного описанному в [88], была проведена оценка прямых потерь инжектированных частиц для различных энергий инжекции. Было получено, что для указанных условий разряда прямые потери при энергии инжекции 10.8 кэВ составляют около 15 %, а при энергии инжекции 18 кэВ около 35% [97]. В соответствии с этим доля удерживаемых ионов должна была падать с 85 % до 65% при увеличении энергии инжекции. Однако это падение (примерно в 1.3 раза) не могло объяснить более чем 3-кратное снижение уровня спектра. Таким образом, прямые потери могли оказывать влияние на снижение уровня спектра, однако эффект от их увеличения был не определяющим. По всей видимости, имелись дополнительные факторы снижения потоков.

Оставшиеся две возможные причины заключались в снижении концентрации фоновых атомов и в снижении мощности пучка еще до его входа в плазму.

#### 4.3.4 Влияние концентрации остаточных атомов плазмы на уровень спектров быстрых частиц.

Концентрация остаточных атомов в плазме оказывает непосредственное влияние на уровень потоков атомов, регистрируемых анализатором. Эти остаточные атомы представляют собой мишень для перезарядки быстрых ионов, и поэтому снижение уровня спектра гипотетически могло быть вызвано снижением концентрации атомов.

Остаточные атомы дейтерия вследствие процесса их возбуждения в плазме испускают кванты света. Интенсивность этого излучения пропорциональна концентрации атомов. Для проверки предположения об изменении плотности мишени для перезарядки был проанализирован сигнал  $D_{\alpha}$ , регистрирующей интенсивность свечения  $\alpha$ - линии серии Бальмера атомов дейтерия. Поведения сигналов  $D_{\alpha}$  для разрядов 09.04.2013#08 с энергией инжекции 20 кэВ и 09.04.2013#23 с энергией инжекции 12 кэВ представлено на рис. 43.



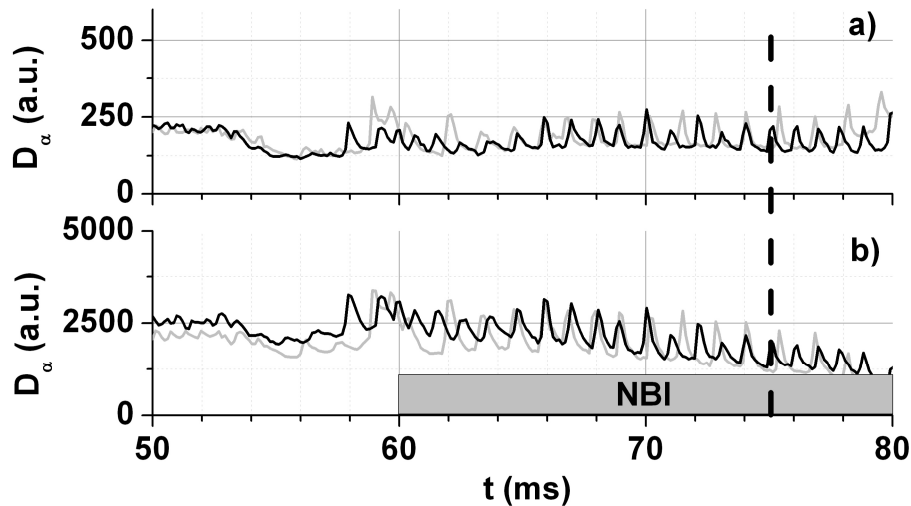


Рис. 43. Поведения сигнала  $D_\alpha$ . а) – хорда наблюдения “5”, б) – хорда наблюдения “3”. Серая линия – энергия инжекции 20 кэВ, черная линия – энергия инжекции 12 кэВ.

На рисунке показано поведение интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  для двух хорд наблюдения. Хорда “5” расположена вблизи порта КД, а хорда “3” расположена в противоположной относительно порта КД части токамака (примерно  $180^\circ$  по тороидальному обходу). Как следует из рисунка, на хорде 5 различий в свечении линии  $D_\alpha$  не наблюдается, в то время как имеется небольшое снижение интенсивности свечения линии  $D_\alpha$  при более высокой энергии инжекции. По всей видимости, такое поведение связано с тем, что хорда 3 расположена вблизи клапана газонапуска. Отметим, что для поддержания одинаковой плотности разряда при меньшей мощности инжекции напуск газа немного увеличивался.

Результат анализа поведения концентрации остаточных атомов по свечению линии  $D_\alpha$  можно охарактеризовать следующим образом. В разрядах с низкой энергией (мощностью) инжекции концентрация остаточных атомов могла быть несколько выше, чем в разрядах с высокой энергией. Судя по свечению линии  $D_\alpha$ , эта разница не превышает несколько процентов на начальной стадии инжекции и практически нивелируется к 75 мс. Таким образом, изменение концентрации мишени для перезарядки, по всей

видимости, являлось малозначимым фактором в снижении уровня спектров при увеличении мощности инъекции.

Итак, анализ свечения линии  $D_{\alpha}$  показал, что изменение концентрации остаточных атомов (также, как и изменение прямых потерь) не может полностью обеспечить эффект снижения уровня спектров быстрых частиц при увеличении мощности НИ. Таким образом, было сделано заключение, что данные КД свидетельствуют о дополнительных (помимо прямых) потерях мощности нейтрального пучка.

-----

Дальнейшие исследования, направленные на выяснение возможных причин ослабления мощности НИ на установке ТУМАН-3М, строго говоря, выходили за рамки КД. Однако они представлены в работе, так как являются логическим продолжением всех экспериментов, описанных выше и были фактически ими инициированы, а также проходили при непосредственном участии автора.

#### 4.3.5 Регистрация взаимодействия нейтрального пучка с переходным патрубком.

Одним из возможных объяснений снижения мощности инъекции мог быть эффект, связанный с потерями нейтрального пучка за счет ионизации (в литературе используют термин “реионизация”) в патрубке [102, 103]. Реионизация частиц пучка происходит на остаточном газе. Источниками этого газа являются, во-первых, газ из ионного источника и нейтрализатора, во-вторых, газ, десорбированный со стенок патрубка непосредственно частицами пучка, а также вследствие тепловой нагрузки. Причем, второй источник зависит от мощности нагревного пучка, то есть десорбция газа увеличивается при увеличении мощности, поглощаемой стенками патрубка. Магнитное поле установки может дополнительно усилить процесс десорбции, так как отклоненные им реионизированные частицы могут попадать на стенку.

Количественную оценку потерь мощности пучка на реионизацию могли бы дать измерения давления в переходном патрубке в момент инъекции. К

сожалению, технической возможности для установки датчика давления в патрубках не было. Однако качественно взаимодействие нейтрального пучка с переходным патрубком было обнаружено при помощи фотосъемки момента инжекции пучка в камеру токамака при помощи высокоскоростной видеокамерой. Схема эксперимента представлена на рис. 44.

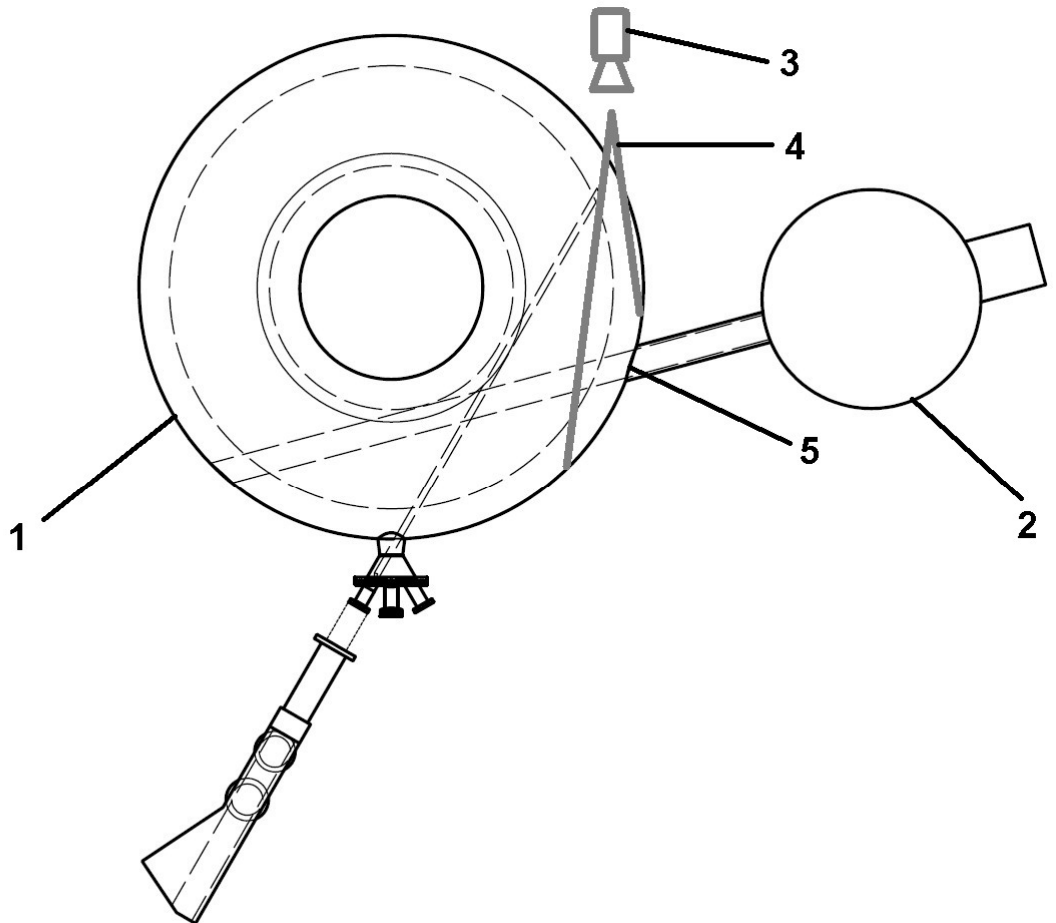


Рис. 44. Схема эксперимента по регистрации взаимодействия нейтрального пучка с патрубком. Токамак ТУМАН-3М, вид сверху. 1 – камера токамака, 2 – инжектор атомов, 3 – видеокамера, 4 – область обзора видеокамеры, 5 – срез патрубка нейтрального пучка.

На рис. 45 показаны изображения области патрубка внутри камеры токамака, полученные при помощи съемки высокоскоростной видеокамерой в момент инжекции нейтрального пучка. Необходимо отметить, что во время съемки представленных изображений в камеру токамака дополнительно был напущен газ. Газ позволял увидеть след нейтрального пучка в камере, однако

он не оказывал влияния на взаимодействие пучка с патрубком. Это было проверено в экспериментах без напуска газа.

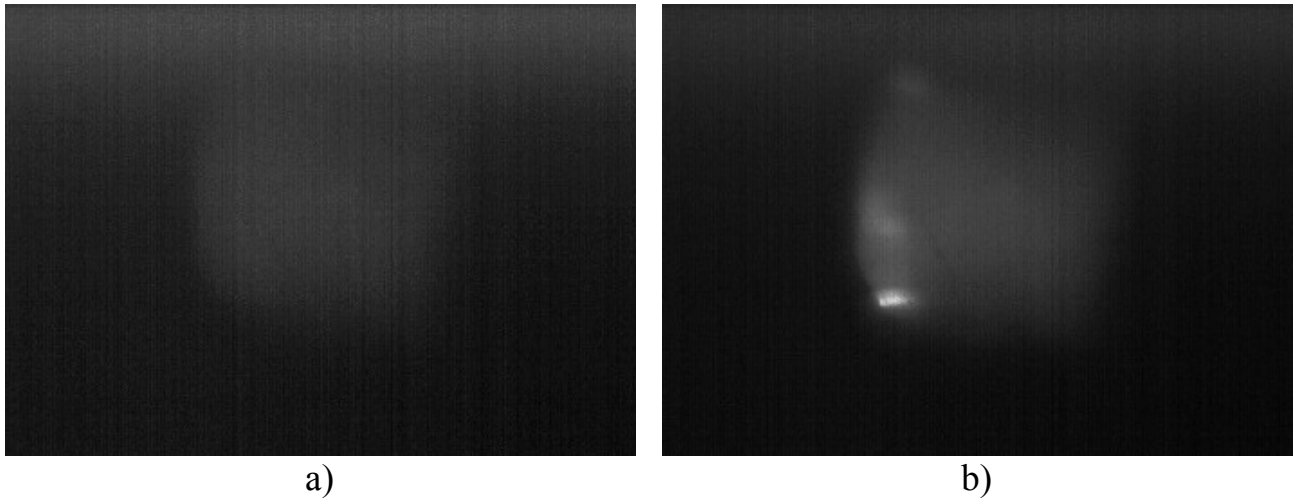


Рис. 45. Регистрация взаимодействия нейтрального пучка с переходным патрубком: а) – при энергии инжекции 12 кэВ, б) – при энергии инжекции 18 кэВ.

На рис. 45 а) представлено изображение, полученное при энергии инжекции 12 кэВ (разряд 28.04.2016#18). Как видно из рисунка, наблюдается слабое свечение газа в камере токамака (подобное поведение наблюдалось вплоть до энергий инжекции  $\approx 15$  кэВ). Это свечение обусловлено возбуждением молекул газа быстрыми атомами пучка с последующим испусканием квантов. На рис. 45 б) представлено изображение, полученное при энергии инжекции 18 кэВ (разряд 28.04.2016#15). В этом случае помимо свечения газа в камере токамака наблюдается сильное свечение внутренней стенки патрубка. Особенно ярко этот эффект проявляется в нижней части патрубка. По всей видимости, данное свечение связано с взаимодействием нейтрального пучка со стенками патрубка и десорбированным с их поверхности газом.

Таким образом, результаты эксперимента, описанного в текущем разделе, на качественном уровне подтверждают наличие потерь частиц нейтрального пучка при взаимодействии со стенками патрубка.

#### 4.3.6 Проверка ослабления нейтрального пучка по сигналу $D_{\alpha}$ .

Дополнительно к видеосъемке для проверки присутствия потерь на реионизацию были проведены спектральные измерения в области  $D_{\alpha}$ . Идея этих измерений заключалась в том, чтобы по интенсивности свечения соответствующих линий проследить изменение мощности нейтрального пучка, прошедшего в камеру токамака, при изменении мощности пучка в инжекторе.

Мощность нейтрального пучка, прошедшего в камеру, определяется его энергией и эквивалентным током. Если считать, что энергия инъекции задана ускоряющим напряжением и не меняется при прохождении пучка в камеру токамака, то изменение мощности зависит только от изменения эквивалентного тока нейтрального пучка. Таким образом, было необходимо исследовать, как изменяется эквивалентный ток нейтрального пучка, прошедшего в камеру, при изменении ионного тока в инжекторе.

Измерение ионного тока является штатной процедурой и выполняется для каждого импульса инжектора. Для регистрации изменений эквивалентного тока нейтрального пучка в камере было предложено использовать имеющийся на установке спектрометр, настроенный на длины волн в области  $D_{\alpha}$ . Была использована одна из хорд наблюдения спектрометра, направленная вдоль инжекционного пучка. Схема эксперимента представлена на рис. 46.

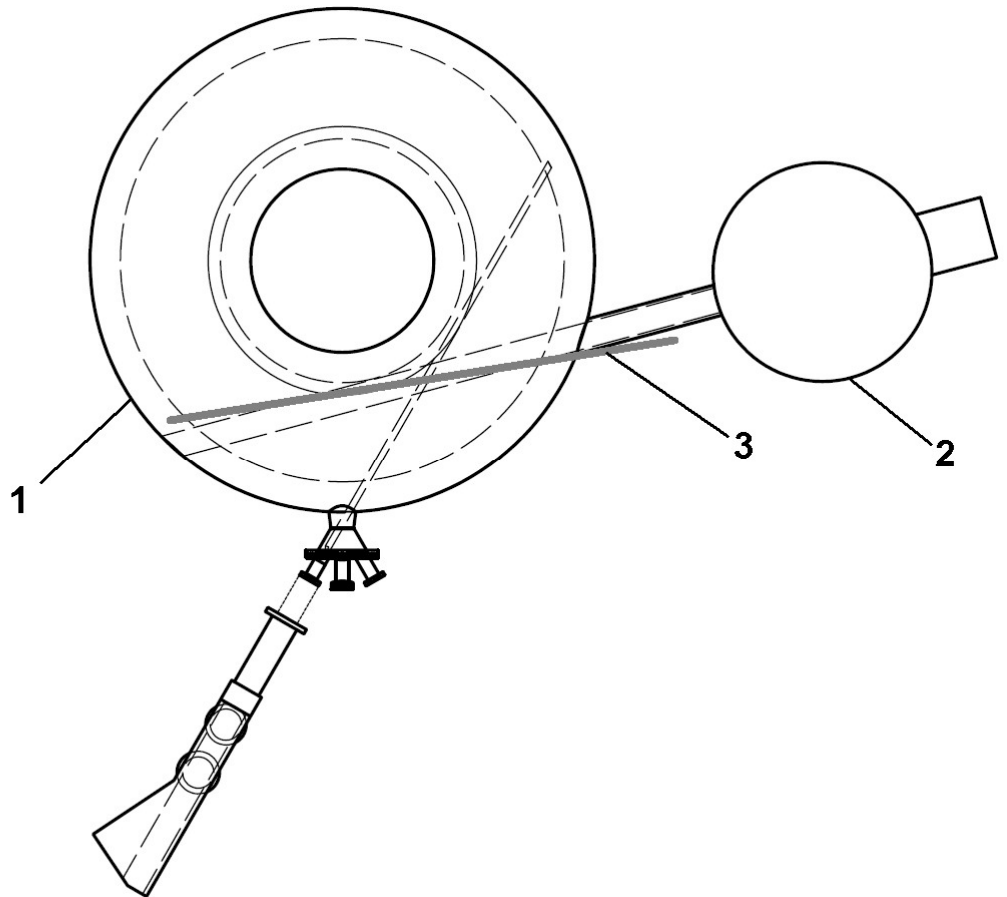


Рис. 46. Схема эксперимента по ослаблению пучка в патрубке. Токамак ТУМАН-3М, вид сверху. 1 – камера токамака, 2 – инжектор атомов, 3 – линия наблюдения спектрометра.

Для того чтобы быстрые атомы, проникшие в токамак, испускали кванты, камера наполнялась газом (дейтерий). При взаимодействии с молекулами этого газа атомы пучка переходили в возбужденное состояние с последующим высвечиванием фотонов. На регистрируемом спектре в области  $D_\alpha$  в результате доплеровского сдвига можно было наблюдать линии всех основных компонентов пучка с энергиями  $E_{NBI}$ ,  $1/2E_{NBI}$ ,  $1/3E_{NBI}$ . При этом интенсивность свечения атомов с основной энергией пропорциональна:

$$J_{D\alpha} \sim n_f \sigma_{D\alpha} v_f \sim I^0(E_{NBI}) \sigma_{D\alpha}, \quad (32)$$

где  $n_f$ ,  $v_f$  – концентрация и скорость быстрых атомов в пучке,  $\sigma_{D\alpha}$  – сечение высвечивания линии  $D_\alpha$ ,  $I^0(E_{NBI})$  – эквивалентный ток нейтрального пучка основного компонента. Причем, если учесть, что сечение  $\sigma_{D\alpha}$  слабо меняется в

области энергий 10 – 20 кэВ [101], то интенсивность линии  $J_{D\alpha}$  должна быть пропорционально току нейтрального пучка  $I^0(E_{NBI})$ .

На рис. 47 представлены спектры в области  $D_\alpha$  при двух энергиях инжекции – 12 кэВ и 18 кэВ, наблюдавшиеся в разрядах 06.05.2016#18 и 06.05.2016#26.

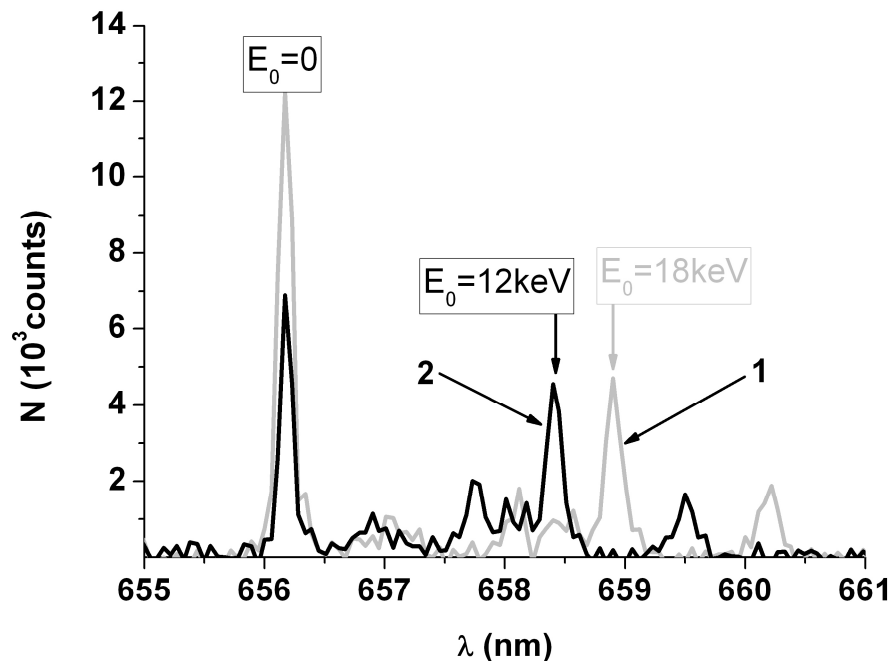


Рис. 47. Спектр излучения в области линии  $D_\alpha$ : 1 – при энергии инжекции 18 кэВ, 2 – при энергии инжекции 12 кэВ.  $E_0=0$  – линия, испускаемая атомами газа,  $E_0=12$  кэВ – линия, испускаемая атомами пучка с энергией 12 кэВ,  $E_0=18$  кэВ – линия, испускаемая атомами пучка с энергией 18 кэВ.

На спектрах хорошо идентифицируется линия  $D_\alpha$ , соответствующая излучению относительно медленно и хаотическидвигающихся атомов газа. Также хорошо идентифицируются линии, соответствующие высвечиванию атомов, движущихся с энергией инжекции. Эти линии, смещенные в длинноволновую область за счет эффекта Доплера, представляют для анализа наибольший интерес. Помимо указанных линий в спектрах присутствуют еще не очень интенсивные пики, соответствующие дробным энергетическим компонентам, а также водороду.

Как видно из рисунка 47, при увеличении энергии инжекции с 12 кэВ до 18 кэВ не происходит существенного роста интенсивности свечения линии  $D_\alpha$ ,

испускаемой атомами пучка. Интеграл под пиком при энергии 18 кэВ (707 относительных единиц), больше интеграла под пиком при энергии 12 кэВ (645 относительных единиц) всего в 1.1 раза. При этом величина токов основного компонента нейтрального пучка при этих энергиях составляет 13.8 А и 10.5 А соответственно. Отношение нейтральных токов составляет примерно 1.3, что выше отношения интенсивностей линии, равного 1.1.

Как видно из представленных оценок наблюдается недостаток не менее чем 20 % сигнала  $D_\alpha$  на энергии 18 кэВ. Исходя из представленных в начале раздела соображений, этот факт можно интерпретировать как снижение тока нейтрального пучка (по меньшей мере, на 20 %), по сравнению с ожидаемой величиной.

Следует отметить, что представленный эксперимент однозначно не доказывает наличие сильных потерь частиц пучка в переходном патрубке. Однако умеренное (на 20%) снижение тока пучка было обнаружено не при максимальных энергиях (20-22 кэВ), а при 18 кэВ. К сожалению, в экспериментах, описанных в разделах 4.3.6 и 4.3.7, энергию инжекции выше значения 18 кэВ не удалось получить по техническим причинам.

Однако, как отмечается в [103], потери на реионизацию могут лавинообразно нарастать при увеличении мощности пучка. При помощи видеосъемки было обнаружено, что пучок начинает чрезвычайно активно взаимодействовать с патрубком при энергиях в диапазоне от 15 до 18 кэВ. Принимая во внимание эти факты, можно сделать предположение, что при дальнейшем повышении энергии инжекции ожидаются потери частиц, существенно превышающие 20%.

Дополнительно следует отметить, что эксперименты с инжекцией в газ полностью не воспроизводят условий экспериментов с плазмой. Во-первых, в присутствии плазмы дополнительно к тороидальному магнитному полю добавляется полоидальное поле тока. Оно разворачивает реионизованные частицы в горизонтальной плоскости, причем, размеры патрубка в горизонтальном сечении существенно меньше, чем в вертикальном. Вследствие



этого при наличии плазмы взаимодействие пучка со стенками патрубков должно усиливаться.

Кроме того, в присутствии плазмы возможно ухудшение начальных вакуумных условий в трубке. Потoki излучения и частиц из плазмы могут вызывать эмиссию газа с внутренней поверхности вакуумной камеры и, в частности, с поверхности порта нейтрального пучка. Плохие начальные вакуумные условия могут дополнительно усилить развитие процесса реионизации.

Таким образом, результаты спектральных измерений при инжекции пучка в газ, описанных в текущем разделе, не противоречат выводам, сделанным при анализе данных с КД, о наличии потерь нейтрального пучка. Напротив, они указывают на увеличение реионизации пучка при повышении энергии инжекции. При этом, в случае инжекции в плазму возможно дополнительное усиление реионизации пучка по сравнению со случаем инжекции в газ.

#### 4.3.7 Заключение к разделу 4.3.

Представленные в разделе 4.3 работы были мотивированы необходимостью исследования насыщения роста ионной температуры при увеличении мощности инжекции на установке ТУМАН-3М. Этот эффект был обнаружен при использовании в инжекторе источника ионов ИПМ-2. В дальнейшем аналогичный эффект был обнаружен и для источника ИПМ-1. В этих экспериментах при увеличении мощности инжекции было зарегистрировано падение уровня спектров быстрых частиц. Были найдены причины этого явления: изменение плотности остаточных атомов, увеличение прямых потерь и ослабление нейтрального пучка в переходном трубке.

По-видимому, последняя причина является основной из всех трех перечисленных. Несмотря на то, что четких количественных доказательств этого утверждения получить не удалось, однако имеется ряд косвенных свидетельств, указывающих на данное обстоятельство. С помощью видеосъемки было обнаружено активное взаимодействие нейтрального пучка с внутренней поверхностью переходного трубков, начинающееся при энергиях

инжекции 15-18 кэВ для источника ионов ИПМ-1. Дополнительно при помощи спектрометра, настроенного на длины волн в области линии  $D_{\alpha}$ , было зарегистрировано снижение тока нейтрального пучка по сравнению с расчетным значением. На энергии 18 кэВ это снижение составляло не менее 20 %.

Из представленных наблюдений был сделан следующий вывод. Взаимодействие нейтрального пучка с патрубком является, скорее всего, главной причиной насыщения ионной температуры. Это взаимодействие, приводит к потерям частиц нейтрального пучка на реионизацию, которая резко возрастает при увеличении энергии инъекции. Кроме того, взаимодействие пучка со стенками патрубка может оказывать непосредственное влияние и на основную плазму, т.к. оно сопровождается десорбцией примесей. Выбитые реионизованным пучком примеси могут поступать в плазму и приводить к ее охлаждению.

По результатам представленных работ было принято решение о модернизации переходного патрубка, с тем, чтобы устранить взаимодействие нейтрального пучка со стенками патрубка. Подготовка к этой модернизации осуществляются в настоящее время.

#### 4.4 Поведение быстрых ионов при смещении плазмы по большому радиусу.

Эффекты, связанные с взаимодействием нейтрального пучка со стенками патрубка наиболее сильно проявлялись при максимальных энергиях инъекции 20 – 22 кэВ. При умеренных энергиях инъекции (примерно ниже 18 кэВ) существенная часть мощности доходила до плазмы. В этих условиях требовалось изучить основные аспекты поведения быстрых частиц при НИ.

Как видно из рис. 40 точность измерения спектров быстрых частиц анализатором АКОРД-12 в условиях не очень хорошей повторяемости разрядов находится на не вполне удовлетворительном уровне. Экспериментальные точки, полученные в различных разрядах одной серии, имеют большой разброс. Это обстоятельство в значительной степени ограничивало потенциальные

возможности диагностики, однако позволило установить некоторые важные общие особенности поведения быстрых ионов. В целом экспериментально зарегистрированные спектры имели характерную форму, присущую распределению частиц, замедляющихся в плазме за счет кулоновских столкновений. Исследовать более тонкие эффекты, связанные, как это было, например, в случае установки Глобус-М, с наклоном спектров или наличием компонента  $2/3E_{NBI}$ , не представлялось возможным по причине ограниченной точности экспериментальных данных.

Сильного влияния пилообразных колебаний на потоки быстрых частиц, подобного представленному для Глобус-М, на установке ТУМАН-3М обнаружено не было. По всей видимости, отсутствие сильной модуляции потоков атомов пилообразными колебаниями было связано с низкой энергией пучка и относительно высоким тороидальным полем.

#### 4.4.1 Условия эксперимента по смещению плазмы.

Было обнаружено, что в случае установки ТУМАН-3М существенное влияние на потоки быстрых частиц при НИ оказывало смещение плазмы по большому радиусу [104]. Опыты проводились в режиме с током по плазме  $I_p = 140-150$  кА, тороидальным магнитным полем в момент инжекции  $B_t=0.67-0.75$  Тл, средней концентрацией плазмы  $\langle n_e \rangle = (2-3)10^{19}$  м<sup>-3</sup>. Инжекция атомов дейтерия с энергией  $E_0 \approx 18$  кэВ производилась с 60 по 80 мс в дейтериевую плазму, находящуюся в омическом Н-режиме. Выбор этого времени инжекции был обусловлен тем, что ток по плазме в период работы инжектора слабо менялся. Смещение плазмы по большому радиусу осуществлялось на начальной стадии разряда. Смещение происходило по направлению уменьшения большого радиуса, величина смещения составляла примерно 2.5 см по сравнению со стандартным смещением плазменного шнура 1.5 см. Взаимное расположение анализатора и инжектора соответствовало схеме, представленной на рис. 39. Направление тока по плазме и нейтрального пучка совпадали (ко-инжекция).

#### 4.4.2 Результаты измерений спектров быстрых частиц.

На рис. 48 представлено сравнение спектров быстрых частиц, зарегистрированных в случае стандартного смещения плазмы (разряды 26.03.2013##10,14-19) и смещения на 2.5 см (разряды 26.03.2013##22-26).

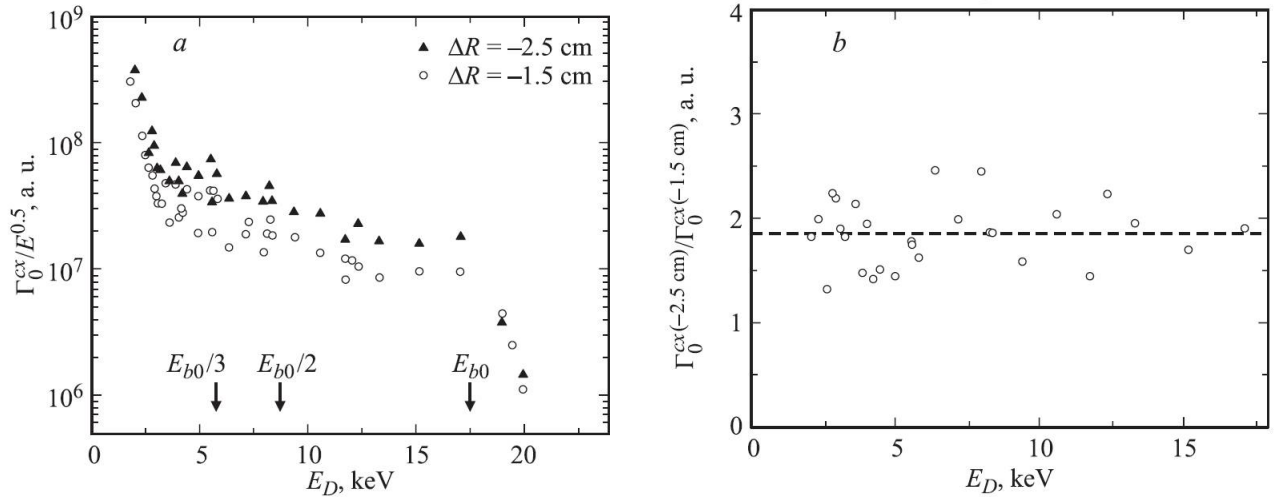


Рис. 48. Сравнение спектров атомов перезарядки при разном смещении плазмы. а) – Спектры, зарегистрированные анализатором АКОРД-12:  $\circ$  – при смещении на 1.5 см,  $\blacktriangle$  – при смещении на 2.5 см;  $E_{b0}$ ,  $E_{b0}/2$ ,  $E_{b0}/3$  – положение на оси абсцисс энергетических компонент пучка в момент регистрации спектров. б) – Отношение потоков атомов перезарядки в разрядах с различным смещением, пунктир – среднее значение отношения потоков.

Данные, приведенные на рисунке, соответствуют моменту времени  $t=15$  мс после начала инжекции. Энергия инжектируемого пучка в этот момент времени составляла  $E_0 = 17.5$  кэВ. Основное отличие спектров, полученных при различных смещениях оси разряда, заключается в абсолютной величине зарегистрированных потоков атомов перезарядки: для режима со смещением  $\Delta R=-2.5$  см потоки в 1.9 раза выше, чем при стандартном смещении  $\Delta R=-1.5$  см. Особенностью спектров является отсутствие зависимости отношения потоков от энергии. В диапазоне энергий 2-18 кэВ отношение  $\Gamma^{cx}(-2.5 \text{ см})/\Gamma^{cx}(-1.5 \text{ см})$  меняется в пределах 1.4-2.5, составляя в среднем 1.9 раз (см. рис. 49 б), при этом явной зависимости от энергии не обнаруживается. Эта особенность может свидетельствовать как об увеличении количества быстрых ионов, так и о росте плотности атомов мишени  $n_0$ . Как видно из рис. 49 с), интенсивность свечения линии нейтрального дейтерия  $D_\alpha$ , в первом приближении пропорциональная

плотности нейтральных атомов  $n_0$ , при смещении не увеличивается, а уменьшается на 20 %. Таким образом, наиболее вероятной причиной роста потоков атомов перезарядки является увеличение количества быстрых ионов при смещении плазмы внутрь.

Это предположение также подтверждают измерения ионной температуры, осуществленные при помощи анализатора АКОРД-12. При переходе от стандартного смещения к смещению на 2.5 см максимальная ионная температура возросла от 250 эВ до 350 эВ. По всей видимости, это было следствием увеличения количества быстрых ионов в плазме.

Рост числа быстрых частиц при увеличении смещения плазмы качественно подтверждали также и нейтронные измерения. Интегральный поток нейтронов регистрировался с помощью детекторов, описанных в [97]. При увеличении смещения плазмы наблюдался рост интенсивности потока нейтронов в 1.2 раза, хотя объем плазмы при этом уменьшался на 10%.

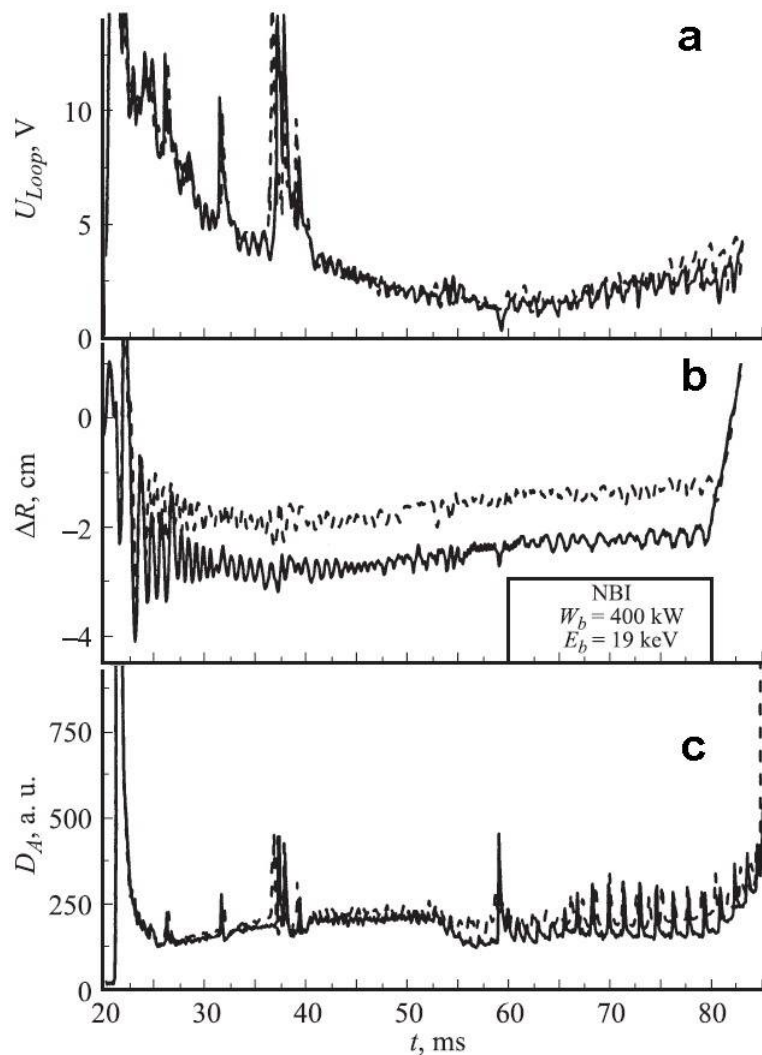


Рис. 49. Эволюция параметров разряда в экспериментах по смещению плазмы вдоль большого радиуса: а) – напряжение обхода, б) – смещение крайней замкнутой магнитной поверхности и время действия импульса НИ, с) – интенсивность свечения линии дейтерия  $D_{\alpha}$ . Прерывистая линия – разряд со смещением 1.5 см, непрерывная линия – разряд со смещением 2.5 см.

#### 4.4.3 Возможные причины роста числа быстрых ионов при смещении плазмы.

Рост числа быстрых частиц обусловлен, по всей видимости, совместным воздействием нескольких факторов. Во-первых, как показали расчеты прямых потерь при помощи кода [88], в смещенном шнуре улучшаются условия захвата быстрых ионов. Это приводит к увеличению их числа на 5-10 % [105].

Во-вторых, рост популяции быстрых ионов может быть обусловлен увеличением времени их торможения вследствие повышения электронной температуры  $T_e$  (см. формулы 8, 22). Этот фактор обуславливает увеличение

числа ионов на 20-30 % [97]. Повышение электронной температуры косвенно подтверждается измерениями напряжения обхода. На рис. 49 а) видно, что в разрядах со смещением 2.5 см напряжение обхода плазмы в момент инжекции несколько меньше, чем в разрядах со стандартным смещением. Это, скорее всего, указывает на уменьшение сопротивления плазмы за счет увеличения электронной температуры.

#### 4.4.4 Заключение к разделу 4.4

Обнаружено, что смещение плазменного шнура вдоль большого радиуса токамака заметным образом влияет на потоки атомов перезарядки. Смещение внутрь на 1 см приводит к росту этих потоков в 1.9 раза. Высказано предположение, что значительное увеличение потоков атомов перезарядки при смещении плазмы происходит в результате роста количества захватываемых энергичных частиц и возрастания времени их торможения. Рост популяции быстрых ионов подтверждается, в частности, повышением в 1.2 раза выхода нейтронов. Благодаря увеличению числа быстрых ионов повышается эффективность нагрева ионного компонента плазмы. Это подтверждается измерениями ионной температуры, которые указывают на ее рост от 250 до 350 эВ.

#### 4.5 Заключение к главе 4.

На установке ТУМАН-3М был введен в действие комплекс КД на основе анализатора АКОРД-12, позволяющий изучать поведение как быстрых, так и тепловых ионов, во время НИ. При помощи КД были проведены исследования поведения ионного компонента плазмы при различной мощности нагревного пучка, а также при различном положении плазменного шнура. Обнаружено, что при увеличении мощности НИ возникают потери быстрых частиц, ухудшается передача энергии от пучка плазме и возникает насыщение ионной температуры. Указаны наиболее вероятные причины этого явления: взаимодействие пучка со стенками переходного патрубка (последующая потеря частиц пучка на реионизацию и загрязнение плазмы примесями), а также прямые потери частиц.

При исследовании смещения плазмы по большому радиусу к центру обнаружено увеличение популяции быстрых ионов, сопровождающееся ростом ионной температуры. Называются две основные причины этого явления: улучшение удержания быстрых частиц и возрастания времени их торможения.

Как обсуждалось выше, в условиях средней повторяемости разрядов использование анализатора АКОРД-12 приводит к невысокой точности измерения спектров быстрых ионов. При этом наличие в составе КД только одного анализатора исключает возможность одновременных измерений ионной температуры, и надтепловых спектров. В итоге опыт использования анализатора АКОРД-12 показал, что для изучения поведения ионного компонента плазмы в условиях НИ значительно продуктивнее использовать комплекс из двух анализаторов, подобный имеющемуся на установке Глобус-М. Создание такого комплекса для установки ТУМАН-3М, состоящего из двух анализаторов, ведется в данный момент.



## ГЛАВА 5. ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА ТОКАМАКЕ COMPASS.

Как отмечалось в разделе 2.1, анализатор АКОРД-24, модернизированный в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, был отправлен в Институт физики плазмы Чешской Республики (Прага). В 2013 году прибор был подсоединен к токамаку COMPASS. Анализатор был установлен в тангенциальное положение с прицельным параметром, равным прицельному параметру инжекционного пучка ( $\rho \approx R \approx 0.56$  м). Как уже отмечалось в главах 3 и 4 такое положение прибора необходимо для регистрации быстрых инжектированных частиц. Схема расположения анализатора АКОРД-24 на установке COMPASS представлена на рис. 50.

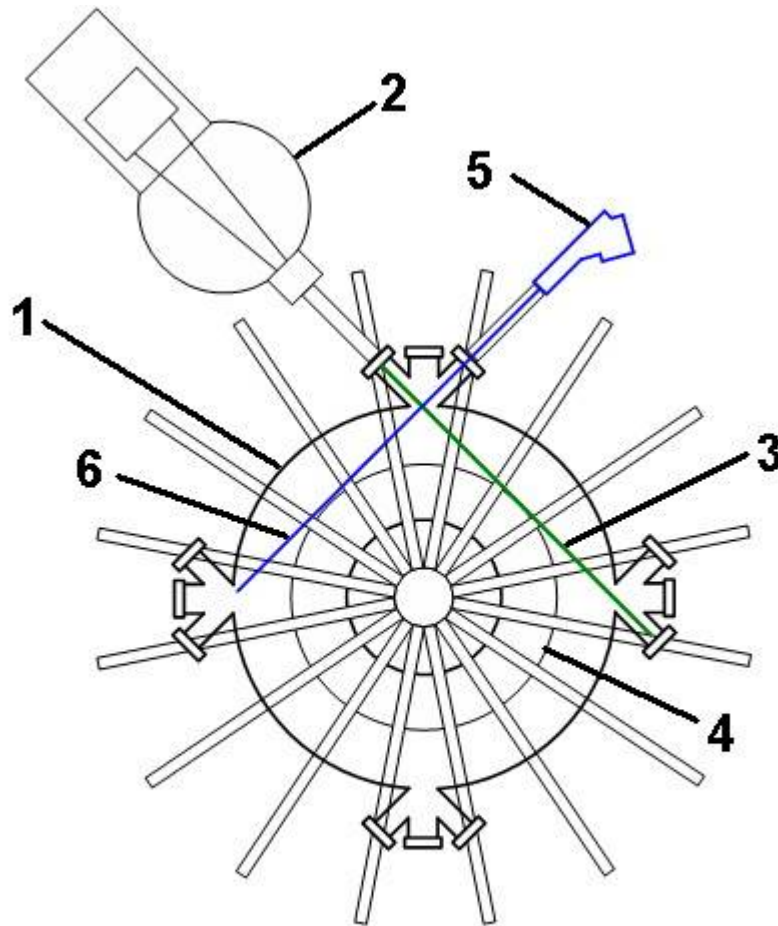


Рис. 50. Расположение анализатора на установке COMPASS. Вид сверху. 1 – вакуумная камера, 2 – инжектор нейтрального пучка, 3 – центральный луч инжекционного пучка, 4 – прицельный параметр пучка, 5 – анализатор АКОРД-24, 6 – линия видимости анализатора.

### 5.1 Задача.

К 2014 году подготовительные работы были завершены. На заключительном этапе ввода прибора в эксплуатацию от автора требовалось проведение первых измерений потоков атомов с помощью КД. Основной целью экспериментов была демонстрация возможностей прибора АКОРД-24 в условиях токамака COMPASS. В рамках этой работы требовалось зарегистрировать энергетическое распределение атомов перезарядки в тепловой области спектра и, используя эти данные, сделать оценку ионной температуры. Также было необходимо произвести регистрацию спектра ионов в надтепловой области во время НИ и сделать выводы об удержании быстрых ионов.

### 5.2 Регистрация спектров в тепловой области и оценка ионной температуры.

#### 5.2.1 Условия эксперимента.

На первом этапе работ была проведена регистрация спектров в омическом режиме нагрева плазмы. Этот режим позволял получать стабильно повторяющиеся разряды, что было удобно для запуска диагностики. Параметры типичного разряда были следующие:  $R \approx 0.56$  м,  $a \approx 0.16$  м,  $B_r \approx 1.1$  Тл,  $I_p \approx 180$  кА,  $\langle n_e \rangle = (3-5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , длительность импульса  $t \approx 250$  мс, рабочий газ – дейтерий.

#### 5.2.2 Измерения потоков атомов в тепловой области энергий.

В указанном режиме при помощи анализатора АКОРД-24 были зарегистрированы потоки атомов, испускаемых установкой COMPASS [106, 107]. Энергетический спектр на 195 мс от начала разряда #8871 (1150 мс по временной шкале установки) представлен на рис. 51. На этом же рисунке представлен спектр фонового сигнала, зарегистрированный в разряде #8874.

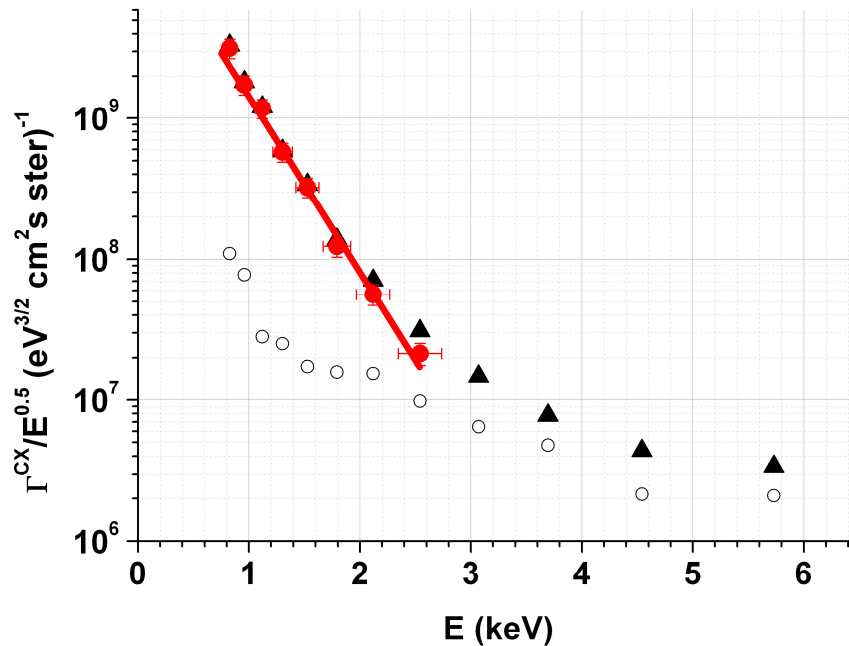


Рис. 51. Зарегистрированные при помощи анализатора АКОРД-24 спектры атомов, испускаемых установкой COMPASS. ▲ – энергетический спектр атомов перезарядки, ○ – спектр фонового сигнала, ● – энергетический спектр атомов с вычетом фонового сигнала, используемый для определения ионной температуры, линия – максвелловское распределение с температурой 340 эВ.

Одной из основных проблем, которые препятствуют измерениям потоков атомов, может быть низкий уровень полезного сигнала или высокий уровень фонового. Фоновый сигнал, как правило, связан с регистрацией детекторами анализатора квантов рентгеновского излучения. Как видно из рис. 51 для энергий ниже 3 кэВ полезный сигнал хорошо отделяется от фонового.

### 5.2.3 Оценка ионной температуры.

Значение ионной температуры, которое ожидалось для приведенных выше параметров плазмы, составляло величину около 300 эВ. Это предположение основывалось, во-первых, на предшествующих измерениях ионной температуры на токамаке COMPASS-D в Великобритании, а также на оценке уровня ионной температуры с помощью, так называемой, формулы Арцимовича [108]. Исходя из этого, для определения ионной температуры использовалась часть спектра, зарегистрированного анализатором, в диапазоне энергий 0.8-2.5 кэВ. Это примерно соответствовало рекомендациям,

приведенным в разделе 1.3.3, согласно которым для определения центрального значения ионной температуры необходимо использовать интервал энергий около  $E=(2-8)T_i$ . Необходимо отметить, что в этой области энергий наблюдалось высокое ( $>3$ ) соотношение сигнал/фон, что значительно повышало достоверность оценки ионной температуры. Для учета влияния рентгеновского излучения связанный с ним фоновый сигнал был вычтен.

Если не учитывать влияния процессов ослабления потоков атомов, выходящих из внутренних областей плазмы, описанных в главе 1, то ионную температуру можно оценить по наклону спектра атомов. На рис. 51 показано распределение Максвелла с температурой 340 эВ. Как видно, оно достаточно хорошо описывает экспериментальные точки. Так как статистические ошибки находятся на достаточно низком уровне, то можно считать, что погрешность метода обусловлена в основном отклонением экспериментальных точек от распределения Максвелла. В этом случае неопределенность в величине ионной температуры составляет  $\pm 15$  эВ.

В разделе 1.3.4 при обсуждении особенностей формирования потоков атомов в тепловой области энергий отмечалось, что при относительно высоких плотностях и больших размерах плазмы ( $n_{ea} > 10^{19} \text{ м}^{-2}$ ) существенную роль может играть ее непрозрачность. В представленных разрядах соотношение  $n_{ea}$  было на уровне около  $8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2}$ , что достаточно близко к этому граничному значению. Кроме того, тангенциально направленная линия видимости анализатора увеличивает (по сравнению с перпендикулярно направленной) путь из центра плазмы до периферии, усиливая эффект непрозрачности плазмы.

Для оценки эффектов, связанных с непрозрачностью плазмы на токамаке COMPASS, был использован код DOUBLE [71, 72]. Принцип его действия заключается в следующем: вначале методом Монте-Карло строится распределение атомов в плазме, после чего на основании этого распределения рассчитываются потоки выходящих из плазмы атомов. При помощи этого кода можно получить так называемую функцию светимости плазмы для определенной энергии атомов. Эта функция характеризует вероятность

рождения и выхода атома из определенной точки плазмы. Такие функции для энергий 1 и 2.5 кэВ для разряда #8871 представлены на рис. 52.

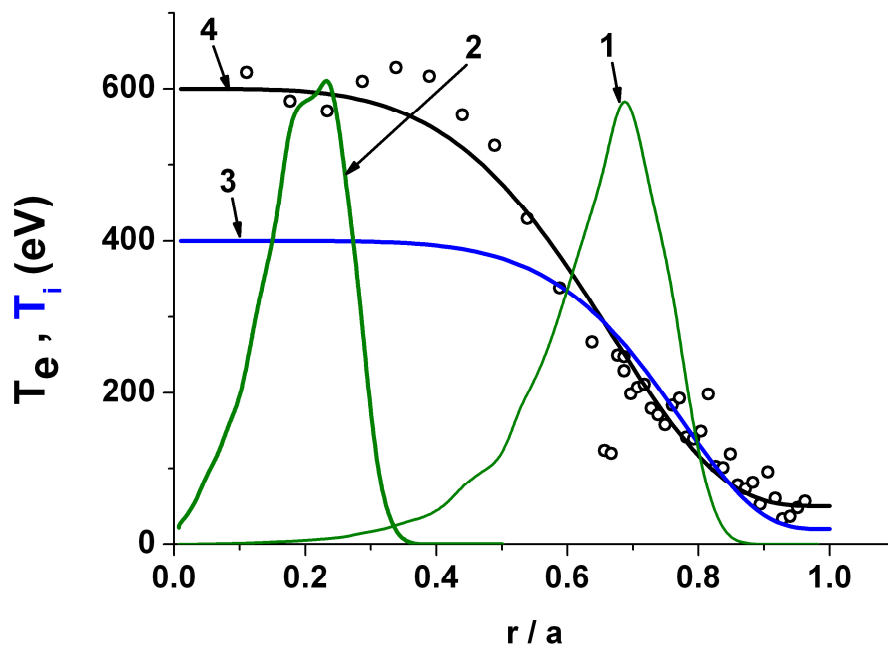


Рис. 52. Функции светимости плазмы: 1 – с энергией 1 кэВ, 2 – с энергией 2.5 кэВ. 3 – профиль ионной температуры, используемый в расчете, 4 – профиль электронной температуры, используемый в расчете,  $\circ$  – данные томсоновской диагностики о температуре электронов.

Как видно из рисунка, функция светимости с энергией 1 кэВ имеет максимум в периферийных областях плазмы. Из этого следует, что потоки атомов с энергиями около 1 кэВ и ниже рождаются преимущественно на границе плазмы, где ионная температура существенно отличается от центрального значения. При этом потоки атомов, с энергиями выше примерно 1-2 кэВ рождаются преимущественно в центральных областях плазмы. Таким образом, оценка ионной температуры, произведенная по наклону спектра в диапазоне энергий 0.8-2.5 кэВ, может быть несколько ниже значения центральной ионной температуры.

Оценка центральной ионной температуры при помощи кода DOUBLE осуществлялась на основании ее вариации и подгонки расчетного спектра атомов, выходящих из плазмы, к экспериментально зарегистрированному. На рис. 53. представлены оба этих спектра.

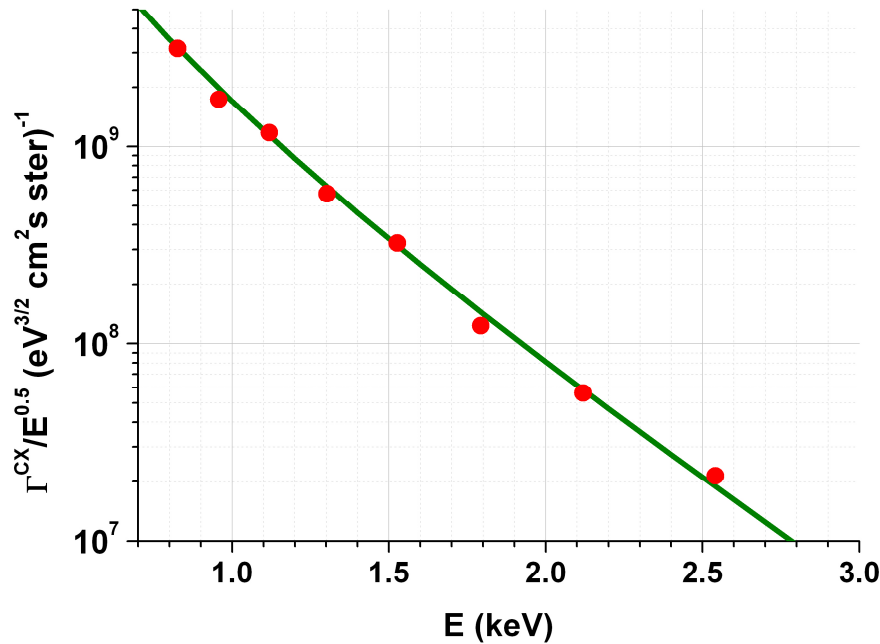


Рис. 53. Энергетические спектры атомов, испускаемые плазмой установки COMPASS: линия – рассчитанный при помощи кода DOUBLE, ● – зарегистрированный при помощи анализатора АКОРД-24.

Наилучшее соответствие экспериментальных точек и расчетной зависимости достигается при значении центральной ионной температуры около 400 эВ и профиле, представленном на рис. 52. Таким образом, оценка центральной ионной температуры при учете непрозрачности плазмы дает величину 400 эВ, что, как и ожидалось, несколько выше оценки, сделанной по наклону спектра (340 эВ).

### 5.3 Регистрация спектров быстрых частиц при нейтральной инжекции.

Как отмечалось в разделе 5.1, второй задачей КД на токамаке COMPASS была регистрация спектра быстрых частиц при НИ. Необходимо отметить, что в момент проведения первых экспериментов с использованием анализатора АКОРД-24 инжектор атомов находился в тестовом режиме, и получение серий идентичных разрядов было технически трудно осуществимо. По этой причине регистрация спектров была осуществлена в единичных разрядах.

### 5.3.1 Условия эксперимента.

Дейтериевый пучок с энергией  $E_{NBI} \approx 40$  кэВ и мощностью  $W_{NBI} \approx 265$  кВт инжектировался в дейтериевую плазму по направлению тока плазмы (ко-инжекция). Измерения спектра быстрых частиц были произведены в разряде #8959. Параметры разряда были следующие:  $R \approx 0.56$  м,  $a \approx 0.16$  м, D-образная форма сечения плазмы с вытянутость  $\kappa = 1.8$ ,  $B_t = 1.15$  Тл,  $I_p \approx 160$  кА,  $\langle n_e \rangle \approx 4.5 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>.

### 5.3.2 Спектр быстрых частиц при инжекции нейтрального пучка в плазму.

В указанном разряде при помощи анализатора АКОРД-24 был зарегистрирован спектр быстрых частиц. Этот спектр в момент времени  $t = 20$  мс после начала инжекции ( $t = 1170$  мс по временной шкале установки) представлен на рис. 54.

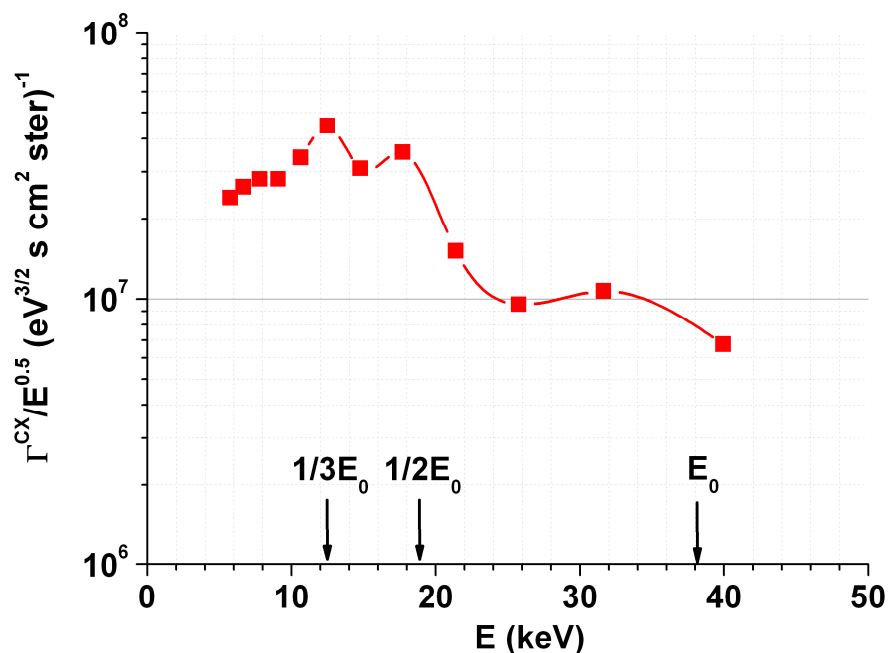


Рис. 54. Энергетический спектр быстрых частиц, зарегистрированный при помощи анализатора АКОРД-24 в момент инжекции.

Как видно из рисунка, в целом форма спектра соответствует распределению быстрых ионов, тормозящихся в плазме за счет кулоновских столкновений. На спектре хорошо идентифицируются энергетические

компоненты  $E_0$ ,  $1/2E_0$ ,  $1/3E_0$ . Отсутствие провалов ниже энергии инжекции  $E_0$  свидетельствует об отсутствии сильных потерь ионов во время торможения.

Следует отметить, что при регистрации спектра быстрых ионов в единичном разряде неоптимальное расположение каналов по энергии анализатора АКОРД-24 проявилось особенно сильно. Как видно на рис. 54 в области основной энергии инжекции, спектр зарегистрирован значительно менее подробно, чем в области энергий ниже третьего компонента. Для получения детального спектра быстрых частиц с помощью этого прибора требуется серия из нескольких идентичных разрядов. В то же время аналогичные измерения при помощи анализатора АКОРД-24М, проведенные на токамаке Глобус-М (см. рис. 31), дают достаточно подробный спектр во всем энергетическом диапазоне.

### 5.3.3 Энергетический спектр нейтрального пучка.

В дополнение к спектру быстрых частиц, тормозящихся в плазме, был зарегистрирован спектр при инжекции в газ, подобно тому, как это было сделано на установке Глобус-М (см. раздел 3.2.5).

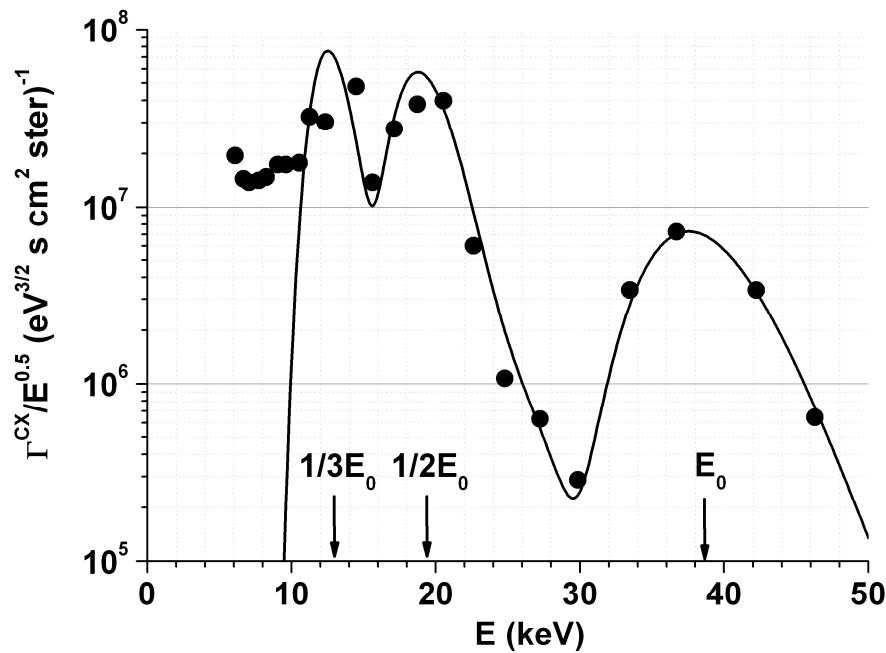


Рис. 55. Энергетический спектр быстрых частиц, измеренный при помощи анализатора АКОРД-24 в момент инжекции в газ.



На спектре, представленном на рис. 55, присутствуют три основных энергетических компонента, которым соответствуют пики в районе энергий  $E_0$ ,  $1/2E_0$ ,  $1/3E_0$ . Между этими пиками не наблюдается частиц с промежуточными энергиями, как это было, например, в случае экспериментов на установке Глобус-М. Это факт значительно упрощает интерпретацию распределения быстрых ионов в плазме, представленного на рис. 54. Он позволяет сделать вывод о том, что его вид в условиях малых потерь обусловлен, в основном, их торможением на ионах и электронах основной плазмы.

Используя результаты регистрации спектра при инжекции в газ, можно провести сравнение анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М по такому параметру, как энергетическое разрешение. При сравнении спектров на рис. 29 и 55 видно, что анализатор АКОРД-24М, обладает более высоким энергетическим разрешением, что позволяет ему лучше разделять пики, соответствующие энергетическим компонентам пучка.

#### 5.4 Измерение ионной температуры при нейтральной инжекции.

Как было отмечено в разделе 5.3, во время первых экспериментов инжектор находился в тестовом режиме. По этой причине оценки ионной температуры при НИ также были выполнены для единичных плазменных разрядов. Параметры разряда #8956, который был использован для оценки  $T_i$ , были следующие: дейтериевая плазма,  $R \approx 0.56$  м,  $a \approx 0.16$  м, D-образная форма сечения плазмы с вытянутость  $\kappa = 1.8$ ,  $B_t = 1.15$  Тл,  $I_p \approx 185$  кА,  $\langle n_e \rangle \approx 4.7 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>. Инжектировался дейтериевый пучок  $E_0 \approx 40$  кэВ,  $W_{NBI} \approx 270$  кВт по направлению тока плазмы. На рис. 56 представлено поведение потока атомов с энергией 4.5 кэВ, зарегистрированного при помощи анализатора АКОРД-24, а также ионной температуры в этом разряде.

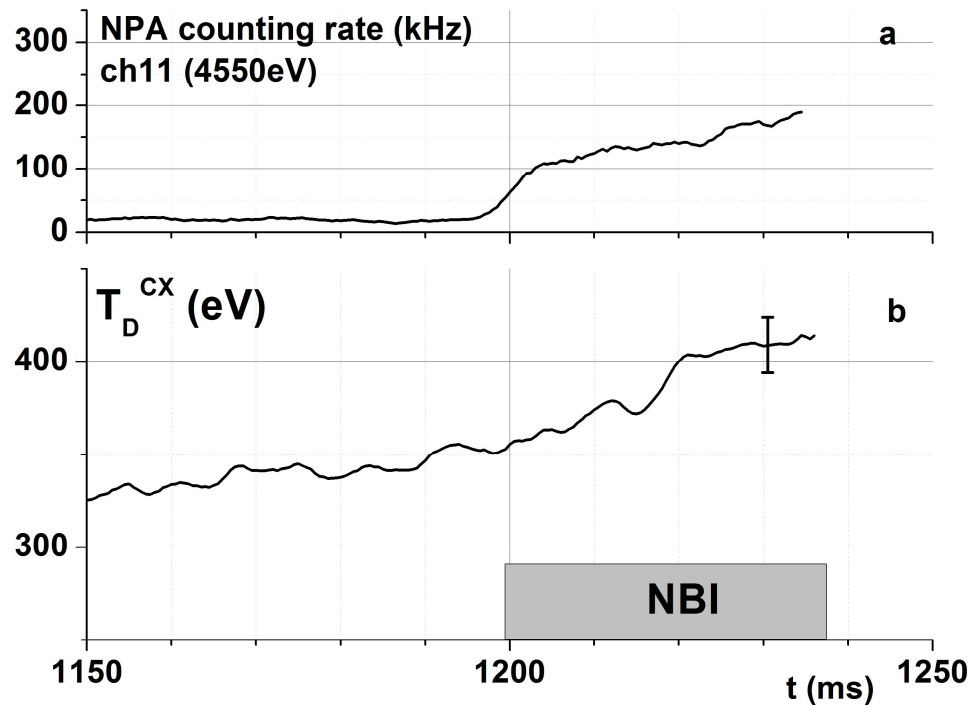


Рис. 56. Результаты измерений, полученные с помощью анализатора АКОРД-24 во время НИ на установке COMPASS. а – временной ход потока атомов с энергией 4.5 кэВ, б – временной ход ионной температуры.

Как видно из рис. 56 а в момент инжекции наблюдался рост потока атомов, что свидетельствовало о взаимодействии нейтрального пучка с плазмой. На рис. 56 б представлено поведение ионной температуры, определенной по наклону спектра атомов (см. раздел 5.2.2). Во время включения дополнительного нагрева регистрировался прирост ионной температуры примерно на 70 эВ (с 350 до 420 эВ) относительно омического уровня.

Следует отметить, что значение прироста ионной температуры за счет дополнительного нагрева находилось на достаточно умеренном уровне. Детально причины этого явления в рамках описываемой работы не изучались, так как перед проведением анализа поведения ионной температуры необходимо было накопить достаточное количество экспериментальных данных. В рамках работы по запуску диагностики сделать это было не возможно по причине нестабильной работы инжектора. Умеренный рост ионной температуры предположительно мог быть обусловлен следующими факторами. Во-первых, абсолютная мощность пучка была не очень высока (265 кВт). Для примера

отметим, что при подобных уровнях мощности НИ на токамаке ТУМАН-3М наблюдался нагрев всего на  $\approx 150$  эВ. Во-вторых, энергия инжектируемых атомов ( $E_{NBI}=40$  кэВ) в несколько раз превышала критическую энергию ( $E_{crit}\approx 13$  кэВ), и вследствие этого подавляющая часть мощности НИ должна была идти на нагрев электронного, а не ионного компонента. Также полностью нельзя было исключать влияние прямых потерь и возможного присутствия дополнительных каналов потерь мощности.

### 5.5 Заключение к главе 5.

На установке COMPASS был введен в действие комплекс КД на основе анализатора АКОРД-24, позволяющий изучать поведение как быстрых, так и тепловых ионов. При помощи КД были проведены первые измерения ионной температуры. В омическом режиме нагрева получено значение центральной ионной температуры около 400 эВ. В режиме с пучковым нагревом зарегистрировано увеличение ионной температуры примерно на 70 эВ по сравнению с уровнем температуры при омическом нагреве. Также при НИ зарегистрирован спектр быстрых частиц. По форме спектра был сделан вывод, что торможение быстрых ионов проходит без их существенных потерь.

Сравнение эксплуатационных качеств анализаторов АКОРД-24 и АКОРД-24М в условиях экспериментов с плазмой, а также при инжекции в газ, подтвердило преимущества анализатора АКОРД-24М. Эквидистантное распределение каналов по энергии и более высокое энергетическое разрешение этого прибора позволили более точно и подробно регистрировать энергетический спектр быстрых частиц.

Наличие в составе КД только одного анализатора АКОРД-24 на установке COMPASS, также как и на установке ТУМАН-3М, исключает возможность одновременных измерений ионной температуры и спектров быстрых частиц. Опыт работы с прибором в условиях плазменных экспериментов показал, что для изучения ионного компонента плазмы при НИ значительно продуктивнее использовать комплекс из двух анализаторов (подобный созданному на установке Глобус-М). В связи с этим на установке

COMPASS запланированы работы по введению в эксплуатацию второго анализатора потока атомов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Данная диссертационная работа посвящена изучению поведения основного ионного компонента плазмы в токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М и COMPASS при дополнительном пучковом нагреве. Работа была направлена как на развитие метода КД, так и на проведение экспериментов по нагреву плазмы. На защиту выносятся следующие основные результаты.

1. Разработан новый модифицированный анализатор атомов перезарядки АКОРД-24М, оптимизированный для задач изучения поведения быстрых ионов. Анализатор прокалиброван на атомарном пучке. Сравнение основных параметров нового анализатора АКОРД-24М и стандартного анализатора АКОРД-24, а также их эксплуатационных качеств в плазменных экспериментах подтвердило, что вновь созданный прибор, обладая эквидистантным шагом каналов по энергии, лучше подходит для регистрации спектров быстрых частиц при НИ. Он позволяет достаточно подробно регистрировать распределение ионов за один плазменный разряд, а улучшенное примерно в 1.5 раза энергетическое разрешение данного анализатора позволяет получать более детализированные спектры быстрых частиц.

2. На токамаках Глобус-М, ТУМАН-3М, COMPASS модернизированы и введены в действие комплексы КД.

На установке Глобус-М создан комплекс КД, оптимизированный как для измерений ионной температуры, так и для изучения поведения быстрых надтепловых ионов. Он включает в себя анализатор АКОРД-24М, направленный тангенциально, и анализатор АКОРД-12, направленный перпендикулярно к плазменному шнуру. Наличие двух анализаторов и их расположение относительно плазменного шнура позволило производить одновременную регистрацию спектров, как термализованных, так и надтепловых ионов, возникающих в результате применения НИ.

Применение вновь созданных комплексов КД на установках ТУМАН-3М и COMPASS позволило провести изучение основных особенностей поведения быстрых и тепловых ионов в экспериментах по нагреву плазмы методом НИ.

Сравнение эксплуатационных качеств трех введенных в действие диагностических комплексов показало, что для изучения ионного компонента плазмы в условиях НИ продуктивнее использовать сочетание двух анализаторов, подобно тому, как это реализовано на токамаке Глобус-М.

3. На токамаке Глобус-М в режиме с дополнительным нагревом плазмы нейтральным пучком дейтерия с энергией 24 – 30 кэВ зарегистрированы энергетические распределения быстрых ионов. Обнаружено, что эти распределения имеют особую форму, отличную от формы распределений при низкой энергии инжекции ( $\approx 18$  кэВ). Показано, что специфическая форма является следствием влияния пилообразных колебаний на быстрые ионы, а также наличия компонента с энергией  $2/3 E_{NBI}$  в инжекционном пучке. Обнаружено, что пилообразные колебания приводят к потерям и, вероятно, перераспределению быстрых ионов по питч углам и объему плазмы, вследствие чего происходит снижение уровня и увеличение наклона спектров быстрых ионов ниже энергии инжекции. Замечено, что период пилообразных колебаний является одним из факторов, связанных с уровнем потерь быстрых ионов.

Обнаружено влияние смещения плазменного шнура по большому радиусу на спектры быстрых ионов. Сделан вывод об уменьшении потерь мощности НИ при смещении плазменного шнура к центральной колонне.

4. При помощи модернизированного комплекса КД на установке ТУМАН-3М были проведены исследования поведения ионного компонента плазмы при различной мощности нагревного пучка, а также при различном положении плазменного шнура. Обнаружено, что при увеличении мощности НИ выше 250-300 кВт возникают потери быстрых частиц, и наблюдается насыщение ионной температуры на уровне 280 эВ. Указаны наиболее вероятные причины этого явления: прямые потери частиц, а также взаимодействие пучка со стенками переходного патрубка, приводящее к потерям частиц пучка на реионизацию и загрязнению плазмы примесями. При исследовании смещения плазмы по большому радиусу к центру обнаружено увеличение популяции быстрых ионов и рост ионной температуры с 250 эВ до

350 эВ. Две основные причины этого явления: улучшение удержания быстрых частиц и возрастания времени их торможения.

5. При помощи КД на токамаке COMPASS проведены первые на этой установке измерения ионной температуры. Обнаружено, что в омическом режиме значение центральной ионной температуры составляет около 400 эВ. В режиме с пучковым нагревом зарегистрировано увеличение ионной температуры примерно на 70 эВ во время включения инжекции. Зарегистрирован спектр быстрых частиц, возникающих в результате действия НИ. Сделан вывод о том, что торможение быстрых ионов проходит без их существенных потерь.

В заключение хочу поблагодарить своего научного руководителя Ф.В. Чернышева за неоценимую помощь и содействие на всех этапах работы. Также хочу поблагодарить руководителя группы корпускулярной диагностики М.П. Петрова за интерес к моей работе, прочтение диссертации и конструктивные замечания. Хочу выразить благодарность С.Я. Петрову, а также заведующему лабораторией атомных столкновений В.И. Афанасьеву за интерес к моей работе, создание условий для ее написания и прецизионное отслеживание темпов выполнения. Хочу поблагодарить своих коллег М.И. Миронова и В.Г. Несеневича за консультирование по вопросам физики плазмы.

Хочу поблагодарить руководителей токамаков Глобус-М, ТУМАН-3М В.К. Гусева и С.В. Лебедева, а также коллективы этих установок и, в частности, коллег, с которыми была связана моя работа: Ю.В. Петрова, В.Б. Минаева, Г.С. Курскиева, Н.Н. Бахарева, П.Б. Щеголева, А.С. Тукачинского, В.А. Корнева, Д.В. Разуменко.

Выражаю благодарность сотруднику Политехнического института им. Петра Великого П.Р. Гончарову за расчеты функции распределения быстрых частиц в токамаках Глобус-М и ТУМАН-3М.

Считаю необходимым также выразить благодарность зарубежным коллегам Я. Штекелу, М. Томешу и К. Митошинковой, а также остальным

сотрудникам установки COMPASS за благоприятные условия работы и продуктивную совместную деятельность.



СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. ITER Technical Basis. // ITER EDA Documentation Series. IAEA: Vienna – 2002. – N. 24.
2. *Peng Y-K.M., Dory R.A.* Very Small Aspect Ratio Tokamak // Oak Ridge National Laboratory Rep. ORNL/TM-6535 – October 1978.
3. *Peng Y-K.M., Strickler D.J.* Features of spherical torus plasmas // Nucl. Fusion – 1986. – V. 26 – N. 6 – P. 769.
4. *Sykes A.* Behavior of low-aspect-ratio tokamak plasmas // Plasma Phys. and Control. Fusion – 1992. – V. 34. – N. 13 – P. 1925.
5. *Artsimovich L.A., Bobrovsky G.A., Gorbunov E.P., et al.* Experiments in tokamak device: Proc. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research // Journal of Plasma Physics and Thermonuclear Fusion. Special supplement. – 1969.
6. *Apgar E., Coppi B., Gondhalekar A., et al.* High-density and collisional plasma regimes in the Alcator programme: Proc. of 6th European Conference on Controlled fusion and Plasma Physics. – Moscow, 1973. – V. 1 – P.247.
7. *Gorbunov E.P., Zaverjaev V.S., Petrov M.P.* Behavior of ions in the TOKAMAK-4 Plasma: Proc. of 6th European Conference on Controlled fusion and Plasma Physics. – Moscow, 1973. – V. 1 – P.1.
8. *Bol K., Cecchi J.L., Daughney C.C., et al.* Stability and Heating Experiments on the ATC Tokamak: Proc. of 6th European Conference on Controlled fusion and Plasma Physics. – Moscow, 1973. – V. 1 – P.18.
9. *Paul J.W.M, Gibson A., Hugill J., et al.* The CLEO tokamak experiment: Proc. of 6th European Conference on Controlled fusion and Plasma Physics. – Moscow, 1973. – V. 1 – P.5.
10. *Barsukov A.G., Kovrov P.E., Kulygin V.M., et al.* Investigation of plasma confinement and injection heating in the T-11 tokamak: Proc. of 9th Int.

- Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research. – 1983. – IAEA-CN-41/A-6 – 83.
11. *Berlizov A.B., Bobrovskij G.A., Bagdasarov A.A., et al.* First results from the T-10 tokamak: Proc. 6th Conference Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden. – 1976. – V. 1. – P.3.
  12. *Grove D., Arunasalam V., Bol K., et al.* Experimental results of the PLT tokamak: Proc. 6th Conference Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Berchtesgaden. – 1976. – V. 1. – P.21.
  13. *Воробьев Г. М., Горностаев С., Григорьев А. и др.* Эксперименты по омическому нагреву и сжатию плазмы на токамаке «Туман-3». // Физика плазмы. – 1983. – Т. 9 – С. 105.
  14. *Parker R.R., Greenwald M., Luckhardt S.C., et al.* Progress in tokamak research at MIT // Nucl. Fusion. – V. 25 – N. 9 – P.1127.
  15. *Ivanov D., Keilin V., Stavisky B., Chernoplekov N.* Some results from the T-7 tokamak superconducting magnet test program // IEEE Transactions on Magnetics – 1979. – V. 15 – N. 1 – P. 550.
  16. *Bell M.G., McGuire K.M., Arunasalam V.* Overview of DT results from TFTR // Nucl. Fusion – 1995. – V. 35. – N. 12 – P. 429.
  17. *ASDEX Team.* The H-Mode of ASDEX // Nucl. Fusion – 1989. – V. 29 – N. 11 – P. 1959.
  18. *JET Team.* Physics of high performance JET plasmas in DT // Nucl. Fusion – 1999. – V. 39 – N. 9Y – P. 1227.
  19. *JET Team.* Development of key fusion technologies at JET // Nucl. Fusion – 2000. – V. 40 – N. 3Y – P. 611.
  20. *The JET Team.* Latest JET results in deuterium and deuterium - tritium plasmas // Plasma Phys. Control. Fusion – 1997. – V. 39 – P. B1.
  21. *Kishimoto H., Aikawa H., Oikawa A.* Construction and testing of JT-60 // Fusion Engineering and Design – 1987. – V.5 – N. 1 – P. 9.

22. *Lazarus E.A., Navratil G.A., Grenfield C.M.* Higher fusion power gain with profile control in DIII-D tokamak plasmas // Nucl. Fusion – 1997. – 37 – N. 1 – P. 7.
23. *Chan V.S., Greeneld C.M., Lao L.L., et al.* DIII-D advanced tokamak research overview // Nucl. Fusion – 2000. – V. 4 – N. 6 – P. 1137.
24. *Britousov N.N., Vertiporokh A.N., Ivanov D.P., et al.* Fusion facility T-15: First experiments with electromagnetic system: Proc. of the 16th Symposium on fusion technology. London // Fusion technology. – 1990 – V.1 – P. 597.
25. *Hayward, R.J. Crawley, P.J. Crossland, R.T., et al.* COMPASS mechanical design and construction: Proc. of 13th IEEE Symp. on Fusion Eng. – Knoxville, 1989. – V. 2. – P. 854.
26. *Colchin R. J., Carolan P. G., Duck R., et. al.* The small tight aspect ratio tokamak experiment // Phys. Fluids – 1993 July. – V. B5 – P.2481.
27. *Sykes A., Del Bosco E., Colchin R.J., et al.* First results from the START experiment. // Nucl. Fusion – 1992. – V. 32 – N. 4 – P. 694.
28. *Gryaznevich M., Akers R., Carolan P.G. et al.* Achievement of record  $\beta$  in the START spherical tokamak // Phys. Rev. Lett. – 1998. – V. 80 – N. 18 – P. 3972.
29. *Koppendorfer W., Ryter F., Zohm H., et al.* The H-mode in ASDEX Upgrade: Physics and Operating Regimes: Proc. of 15th Conference Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. – Seville, 1994. – V. 1 – P.241.
30. *Oyama N. and the JT-60U Team.* Overview of JT-60U results towards the establishment of advanced tokamak operation // Nucl. Fusion – 2009. – V. 49 – P. 104007.
31. *Vyas P., Denis M., Morris A.W.* Vertical position control on COMPASS-D // Fusion Technology – 1998. – V. 33 – P. 97.

32. *Fielding S.J., Ashall J.D., Carolan P.G., et al.* The H-mode in COMPASS-D // Plasma Phys. Control. Fusion – 1996. – V. 38 – P. 1091.
33. *Hutchinson I. H., Boivin R., Bombarda F. et al.* First results from Alcator-C-MOD // Phys. Plasmas – 1994 May. – V. 1 – N. 5 – P. 1511.
34. *Гусев В.К., Голант В.Е., Гусаков Е.З. и др.* Сферический Токамак Глобус-М. // ЖТФ – 1999. – Т. 69 – В. 9 – С. 58.
35. *Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильдэжюнас М.И. и др.* Удержание энергичных ионов в плазме токамака при магнитном поле 0.7–1.0 Т // Письма в ЖТФ – 2013. – Т. 39 – В. 6 – С. 41.
36. *Meyer H., Abel I.G., Akers R.J. et al.* Overview of physics results from MAST towards ITER/DEMO and the MAST Upgrade // Nucl. Fusion – 2013. – V. 53 – P. 104008.
37. *Lloyd B., Ahn J-W., Akers R.J.* MAST and the impact of low aspect ratio on tokamak physics // Plasma Phys. Control. Fusion – 2004. – V. 46 – P. B477.
38. *Raman R., Ahn J-W., Allain J., et al.* Overview of Physics Results from NSTX: Proc. of 23-rd IAEA Fusion Energy Conference Daijon, South Korea – 2010 October 11-16. – P. OV2-4.
39. *Gates D.A., Ahn J-W., Allain J., et al.* Overview of results from the National Spherical Torus Experiment (NSTX) // Nucl. Fusion – 2009. – V. 49 – N. 104016.
40. *Ono M., Kaye S.M., Peng Y.-K.M., et al.* Exploration of spherical torus physics in the NSTX device // Nucl. Fusion – V. 40 – N. 3Y – P. 557.
41. *Panek R., Adamek J., Aftanas M. et al.* Status of the COMPASS tokamak and characterization of the first H-mode // Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. – V. 58 – P. 014015.
42. *Menard J.E. for the NSTX-U Team.* Overview of First Results from NSTX-U and Analysis Highlights from NSTX. Proc: 26th IAEA Fusion Energy Conference, J-OV-Synopsis. – ID. 667.

43. MAST Upgrade Research Plan. November 2016.  
[http://www.ccfе.ac.uk/mast\\_upgrade\\_project.aspx](http://www.ccfе.ac.uk/mast_upgrade_project.aspx)
44. *Medvedev S.Yu., Hender T.C., Sauter O., Villard L.* Theoretical MHD limits in tokamaks with a separatrix. // Proc. 28th EPS Conf. on Controll.Fusion and Plasma Phys. – Funchal, 2001. – V. 25A – OR-06.
45. *Horton W., Porcelli F., Zhu P., et al.* Ignitor physics assessment and confinement projections // Nucl. Fusion – 2002. – V. 42 – P. 169.
46. *Coppi B., Nassi M., Sugiyama L.E.* Physics basis for compact ignition experiments // Physica Scripta. – 1992 – V. 45 – P. 112
47. *Hawryluk R.J., Adler H., Alling P., et al.* Review of recent D-T experiments from TFTR: Proc. of 15th Conference Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. – Seville, 1994. – V. 1 – P.11.
48. *Гусев В.К., Деч А.В., Есинов Л.А. и др.* Комплекс нейтральной инжекции сферического токамака Глобус-М. // ЖТФ – 2007. – Т. 77 – В. 9 – С. 28.
49. *Щёголев П.Б., Минаев В.Б., Мирошников И.В.* Методика измерения энергетического состава пучка атомов инжектора токамака Глобус-М // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки – 2012. – №4. – С. 79.
50. *Чернышев Ф.В.* Исследование изотопных эффектов и дополнительного нагрева плазмы в токамаках по потокам атомов перезарядки // Санкт-Петербург – 2012.
51. *Heidbrink W.W., Sadler G.J.* The behaviour of fast ions in tokamak experiments. // Nucl. Fusion – 1994. – V. 34 – N. 4 – P. 535.
52. *Пустунович В.И.* Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтралов. // Физ. плазмы. – 1976. – Т. 2 – N.1. – С. 3.
53. *Goncharov P.R., Kuteev B.V., Ozaki T. et al.* Analytical and semianalytical solutions to the kinetic equation with Coulomb collision term and a monoenergetic source function // Physics of Plasmas – 2010. – V. 17 – P. 112313.

54. *Bitter M., Hsuan H., Rice J.E. et al.* Measurements of radial profiles of the ion temperature and the plasma rotation velocity with the TFTR vertical x-ray crystal spectrometer // Review of Scientific Instruments – 1988. – V. 59 – P. 2131.
55. *Viezzer E., Pütterich T., Dux R. et al.* High-resolution charge exchange measurements at ASDEX Upgrade // Review of Scientific Instruments – 2012. – V. 83 – P. 103501.
56. *Grierson B.A., Burrell K.H., Solomon W.A. et al.* Deuterium Velocity and Temperature Measurements on the DIII-D Tokamak // General Atomics Report – 2010. – GA-A26732.
57. *Weisen H., Hellermann M.V., Boileau A. et al.* Charge exchange spectroscopy measurements of ion temperature and toroidal rotation in JET // Nucl. Fusion – 1989. – V. 29 – N. J2 – P. 2187.
58. *Avdeeva G.F., Miroshnikov I.V., Bakharev N.N. et al.* CXRS measurements of ion temperature in NBI discharges on Globus-M spherical tokamak // Journal of Physics: Conference Series 666 – 2016. – P. 012002.
59. *Luo Y., Heidbrink W. W., Burrell K. H. et al.* Measurement of the D-spectrum produced by fast ions in DIII-D // Review of Scientific Instruments – 2007. – V. 78 – P. 033505.
60. *Weiland M., Geiger B., Jacobsen A.S. et al.* Enhancement of the FIDA diagnostic at ASDEX Upgrade for velocity space tomography // Plasma Phys. Control. Fusion – 2016. – V. 58 – P. 025012.
61. *Brysk H.* Fusion neutron energies and spectra // Plasma Physics – 1973. – V. 15 – P. 611.
62. *Лукьянов С.Ю.* Диагностика термоядерной плазмы – М.: Энергоатомиздат – 1985. – 168 с.
63. *Миронов М.И.* Развитие корпускулярной диагностики изотопного состава водородной плазмы в установках томак // Санкт-Петербург – 2010.

64. *Афросимов В.В., Гладковский И.П., Калинин И.Ф. и др.* Исследование потока атомных частиц, испускаемых плазмой // Ядерный синтез – 1962. – Вып. 3 – С. 921.
65. *Арцимович Л.А., Анажин А.М., Горбунов Е.П. и др.* Нагрев ионов в установке Токамак-3 // Письма в ЖЭТФ – 1969. – Вып. 10 – С. 130.
66. *Marocco D., Esposito B., Riva M.* Exploration of ion temperature profile measurements at JET using the upgraded neutron profile monitor // Review of Scientific Instruments – 2012. – V. 83 – P. 10D314.
67. *Medley S.S., Donn  A.J.H., Kaita R. et al.* Invited Review Article: Contemporary instrumentation and application of charge exchange neutral particle diagnostics in magnetic fusion energy experiments // Review of Scientific Instruments – 2008. – V. 79 – P. 011101.
68. *Schlatter Ch., Duval B.P., Karpushov A.N.* Reconstruction of Ion Temperature Profiles from Single Chord NPA Measurements on TCV Tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006 – V. 48 – P. 1765.
69. *Medley S.S., Bell R.E., Petrov M.P. et al.* Initial neutral particle analyzer measurements of ion temperature in the National Spherical Torus Experiment // Review of Scientific Instruments – 2003. – V. 74 – P. 1896.
70. *Schneider W., Turnyanskiy M.R., Chernyshev F.V. et al.* Neutral Particle Diagnostics on MAST: Proc. of 36th EPS Conference on Plasma Phys. – 2009. – V. 33E – P-5.189.
71. *Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Kislyakov A.I.* On the Possibility of Determining the Radial Profile of Hydrogen Isotope Composition of JET Plasmas, and of Deducing Radial Transport of the Isotope Ions // Preprint JET-R-(00)04.
72. *Dnestrovskij Yu.N., Lysenko S.E. and Kislyakov A.I.* Recombination-induced neutral particle flux in tokamaks // Nucl. Fusion – 1979. – V. 19 – N. 3 – P. 293.

73. *Karpushov A.N., Duval B.P., Schlatter Ch. et al.* Determination of the Radial Profile of Hydrogen Isotope Composition in TCV plasmas: Proc. of 32-nd EPS Plasma Phys. Conference – 2005. – V. 29C – P. 4.097.
74. *Tournianski M.R., Akers R.J., Carolan P.G. et al.* Anisotropic fast neutral particle spectra in the MAST spherical tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion – 2005. – V. 47 – P. 671.
75. *Кисляков А.И., Петров М.П.* Анализаторы нейтральных атомов и их применение для диагностики горячей плазмы // Физика плазмы. – 2009. – Т.35. - №7. – С. 585.
76. *Афросимов В.В., Гладковский И.П., Гордеев Ю.С. и др.* Метод исследования потока атомов, испускаемых плазмой // ЖТФ – 1960. – Т. 30. – Вып. 12 – С. 1456.
77. *Афросимов В.В., Березовский Е.Л., Гладковский И.П. и др.* Многоканальный анализатор энергетического и массового спектров атомных частиц // ЖТФ – 1975. – Т. 45 – Вып. 1. – С. 56.
78. *Gladkovsky I.P., Izvozchikov A.B. and Petrov M.P.* A Ten-Channel Analyzer of Atomic-Particle Energy Spectra with Mass Separation over a Wide Energy Range// Nucl. Instr. and Meth – 1980 – V. 175 – N. 2-3 – P. 441.
79. *Извозчиков А.Б., Петров М.П., Петров С.Я. и др.* Многоканальный анализатор для одновременной регистрации спектров атомов водорода и дейтерия “АКОРД-12” // ЖТФ – 1992. – Т. 62 – Вып. 2 – С. 157.
80. *Chernyshev F.V., Afanasyev V.I., Detch A.V., et al.* A Compact Neutral-Particle Analyzer for Plasma Diagnostics // Instr. and Exp. Tech. – 2004. – V. 47 – P. 214.
81. *Afanasyev V.I., Gondhalekar A., Babenko P.Yu., et al.* Neutral particle analyzer/isotope separator for measurement of hydrogen isotope composition of JET plasmas // Rev. Sci. Instrum – 2003. – V. 74 – P. 2338.



82. *Kusama Y., Nemoto M., Afanassiev V.I., et al.* Neutral Particle Analyzer with Energy Range up to 4 MeV for Both Alpha Particles and Protons // *Fusion Engineering and Design* – 1997. – V. 34-35 – P. 531.
83. <http://www.sjuts.com/>
84. *Бахарев Н.Н., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Чернышев Ф.В.* Модернизация комплекса корпускулярной диагностики токамака Глобус-М // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.* – 2012. – Вып. 4 – С. 74.
85. *Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Иблямнинова А.Д., Корнев В.А., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Толстяков С.Ю., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б., Вагнер Ф.* Исследование процессов взаимодействия высокоэнергичных дейтронов с плазмой сферического токамака Глобус-М // *Письма ЖТФ* – 2013. – Т. 39 – Вып. 24 – С. 22.
86. *Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Kellman A.G. and Pfeiffer W.* Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks // *Nucl. Fusion.* – 1985. – V. 25 – P. 1611.
87. *Бахарев Н.Н., Гусев В.К., Гончаров П.Р., Курские Г.С., Мельник А.Д., Минаев В.Б., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Тельнова А.Ю., Толстяков С.Ю., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б.* Энергетические распределения надтепловых ионов в режиме с пилообразными колебаниями при пучковом нагреве на токамаке Глобус-М. // *Физ. Плазмы.* – 2017. – Т. 43. – N. 8. – С. 651.
88. *Chernyshev F.V., Afanasyev V.I., Gusev V.K., Ivanov A.E., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Nesenevich V.G., Patrov M.I., Petrov M.P., Petrov S.Ya., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., and Tolstyakov S.Yu.* Study of Fast Ion Losses in Experiments on Neutral Beam Injection on the Globus-M Spherical Tokamak // *Plasma Physics Reports* – 2011. – V. 37 – N. 7 – P. 553.

89. *Гончаров П.Р.* Свидетельство № 2015663239 от 14.12.2015 г. о государственной регистрации программы для ЭВМ «Программа для расчета функции источника быстрых частиц в плазме при инжекции нейтрального пучка».
90. *Fiore C.L., Medley S.S., Hammett G.W., et al.* Ion temperature from tangential charge exchange neutral analysis on the Tokamak Fusion Test Reactor // *Nucl. Fusion* – 1988. – V. 28 – P. 1315.
91. *Gusev V.K., Azizov E.A., Alekseev A.B., et al.* Globus-M results as the basis for a compact spherical tokamak with enhanced parameters Globus-M2 // *Nucl. Fusion*. – 2013. – V.53 – N. 9 – P.093013.
92. *Kolesnichenko Ya.I., Lutsenko V.V., White R.B., Yakovenko Yu.V.* Effect of sawtooth oscillations on energetic ions // *Nucl. Fusion* – 2000. – V. 40 – N. 7 – P. 1325.
93. *Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Goncharov P.R., Gusev V.K., Ibyaminova A.D., Kornev V.A., Kurskiev G.S., Melnik A.D., Minaev V.B., Mironov M.I., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Tolstyakov S.Y., Zadvitskiy G.V.* Fast particle behavior in the Globus-M spherical tokamak // *Nucl. Fusion* – 2015. – V. 55 – N. 4 – P. 043023.
94. *Gusev V.K., Aminov R.M., Berezutskiy A.A., Bulanin V.V., Chernyshev F.V., Chugunov I.N., Dech A.V., Dyachenko V.V., Ivanov A.E., Khitrov S.A., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Larionov M.M., Melnik A.D., Minaev V.B., Mineev A.B., Mironov M.I., Miroshnikov I.V., Mukhin E.E., Novokhatsky A.N., Panasenkov A.A., Patrov M.I., Petrov A.V., Petrov Yu.V., Podushnikova K.A., Rozhansky V.A., Rozhdestvensky V.V., Sakharov N.V., Shevelev A.E., Senichenkov I.Yu., Shcherbinin O.N., Stepanov A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V., Yagnov V.A., Yashin A.Yu., Zhilin E.G.* Investigation of beam- and wave-plasma interactions in spherical tokamak Globus-M // *Nucl. Fusion* – 2011. – V. 51 – N. 10 – P. 103019.

95. *Askinazi L.G., Barsukov A.G., Chernyshev F.V., Golant V.E., Kornev V.A., Krikunov S.V., Kuznetsov V.V., Lebedev, A.D. Lebede S.V.v, Melnik A.D., Panasenkov A.A., Polevoi A.R., Ponaev S.A., Razumenko D.V., Rozhdestvensky V.V., Smirnov A.I., Tilinin G.N., Tukachinsky A.S., Vildjunas M.I., Zhubr N.A.* First experiments on NBI in the TUMAN-3M tokamak: Proc. of 32-nd EPS Conference on Plasma Phys. – 2005 – V. 29C – P-1.102.
96. *Аскинази Л.Г., Барсуков А.Г., Голант В.Е. и др.* Подготовка эксперимента по нагреву плазмы в токамаке ТУМАН-3М путем инжекции пучка нейтральных атомов // Препринт – 1763. ФТИ, СПб. – 2003. – 29 с.
97. *Корнев В.А., Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И. и др.* Удержание энергичных ионов в плазме токамака при магнитном поле 0.7–1.0 Т // Письма в ЖТФ – 2013. – Т. 39 – В. 6 – С. 41.
98. *Аскинази Л.Г., Вильджюнас М.И., Корнев В.А., Лебедев С.В., Мельник А.Д., Миронов М.И., Разуменко Д.В., Тукачинский А.С., Чернышев Ф.В.* Применение металлического отражателя для измерения спектров замедляющихся частиц пучка на установке ТУМАН-3М: В сб. XXXIV Звенигородская конф. по физ. плазмы и УТС. – Звенигород, 2007. – С. М-41.
99. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* The stopping and range of ions in solids // New York: Pergamon Press – 1985.
100. *Аскинази Л.Г., Белокуров А.А., Гончаров П.Р., Корнев В.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Мельник А.Д., Миронов М.И., Тукачинский А.С., Чернышев Ф.В.* Исследование энергетических распределений быстрых ионов при нагреве плазмы нейтральным пучком на токамаке ТУМАН-3М: В сб. XLIII Звенигородская конф. по физ. плазмы и УТС. – Звенигород, 2016. – С. М-28.
101. *Barnet C.F.* Collisions of H, H<sub>2</sub>, He and Li atoms and ions with atoms and molecules // ORNL-6086. – V. 1 – P. C-12.

102. *Stewart L.D., Eubank H.P., Grisham L.R., et al.* Reionization losses in neutral beam ducts: Proc. of the 8th Symposium on Engineering Problems in Fusion Research – 1979. – V. 2 – P. 844.
103. *Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., и др.* Инжекторы быстрых атомов водорода // Проблемы управляемого термоядерного синтеза. Москва. – 1981.
104. *Корнев В.А., Чернышев Ф.В., Мельник А.Д., Аскинази Л.Г., Вагнер Ф., Вильджюнас М.И., Жубр Н.А., Крикунов С.В., Лебедев С.В., Разуменко Д.В., Тукачинский А.С.* Влияние смещения плазмы по большому радиусу на потоки нейтронов и нейтральных атомов при инжекционном нагреве на токамаке ТУМАН-3М // Письма ЖТФ. – 2013. – Т. 39 – Вып. 22 – С. 64.
105. *Вильджюнас М.И., Корнев В.А., Аскинази Л.Г. и др.* Оптимизация геометрии ввода нагревного нейтрального пучка в токамак "ТУМАН-3М" // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39 – В. 22 – С. 80.
106. *Mitosinkova K., Melnik A., Tomes M., Stockel J., Janky F., Komm M., Imrisek M., Hasek P., Varju J., Weinzett V.* First results from the Neutral Particle Analyzer on the COMPASS tokamak: Proc. of Science 1-st EPS Conf. on Plasma Diagnostics. – 2015. – P.074.
107. *Мельник А.Д. Митошинкова К., Томеш М., Чернышев Ф.В., Штекел Я.* Первые измерения потоков атомов перезарядки на установке COMPASS с помощью анализатора АКОРД-24: В сб. XVI Всероссийская конференция "Диагностика высокотемпературной плазмы ДВП-16". – Звенигород, 2016. – С. 104.
108. *Арцимович Л.А.* Избранные труды. Атомная физика и физика плазмы. – М.: Наука, 1978. – 304 с.