На правах рукописи

Ильясова Маргарита Вадимовна

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ НЕЙТРОННОЙ И ГАММА СПЕКТРОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПОВЕДЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

Специальность: 1.3.9 – физика плазмы

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук Шевелев Александр Евгеньевич

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Санкт-Петербург 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Быстрые ионы в термоядерной плазме	15
1.1. Инжекция пучков нейтральных атомов	15
1.2. Ионный циклотронный резонансный нагрев	18
1.3. Продукты термоядерного синтеза	22
1.4. Быстрые ионы отдачи	24
1.5. Выводы к Главе 1	26
Глава 2. Спектрометрия нейтронного и гамма-излучения, рожденного в плазме	
токамака	27
2.1. Принципы нейтронной спектрометрии высокотемпературной плазмы	27
2.2. Детекторы, применяемые в нейтронной спектрометрии	29
2.3. Принципы гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы	41
2.4. Детекторы, применяемые в гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы	45
2.5. Гамма-спектрометрические системы на существующих установках	48
2.6. Анализ спектров гамма-излучения, рожденного в плазме	52
2.6.1. Анализ интенсивностей линий гамма-излучения	52
2.6.2. Анализ Доплеровской формы гамма-линий	54
2.7. Выводы к Главе 2	58
Глава 3. Разработка и создание нейтронных спектрометрических систем на токамаках	
ФТИ им. А.Ф. Иоффе	59
3.1. Калибровка компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого сцинтиллятора BC-501A на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе	59
3.1.1. Описание экспериментальной установки для калибровки нейтронных	
сцинтилляционных спектрометров	60
3.1.2. ⁹ Be(⁴ He,n) ¹² С реакция как источник моноэнергетических нейтронов	63
3.1.3. Описание метода нейтрон-гамма совпадений, использованного при	
калибровке нейтронных спектрометров	65
3.1.4. Нейтрон-гамма разделение	69
3.1.5. Результаты калибровки	72
3.1.6. Система неитронной диагностики на токамаке 1 У МАН-3М	/6
3.1.7. Описание системы неитронной диагностики на токамаке 1 у МАН-3М.	/0
3.1.6. Гезультаты измерения неитронных потоков на токамаке ту мАп-эм	19
	04
3.2.1. Описание системы неитронной спектромстрий на токамаке глобус-тиг 3.2.2. Результаты измерения нейтронных потоков на токамаке Глобус-М2	04 87
3.3. Выволы к Главе 3	
Глава 4 Гамма-спектрометрия термоялерной плармы токамака IFT	03
4.1 Оненка скорости рожнония с настин в D^{3} На висока	
4.2. Энергетинеское и удаород разпрананиц и исругирали и исстии	
4.3. Выволы к Главе 4	102
н.э. раруда к т лару тт этару т	.104

Глава 5. Подготовка к измерениям функций возбуждения ядер ¹¹ В и ¹¹ С, рожденных в		
ядерных реакциях между ионами ³ Не и ⁹ Ве	104	
5.1. Методика эксперимента	105	
5.2. Результаты эксперимента	110	
5.3. Выводы к Главе 5	113	
Заключение	114	
Благодарности	117	
Список использованных сокращений		
Список использованной литературы		

Введение

Актуальность темы диссертации заключается в следующем. Понимание физики быстрых ионов в термоядерной плазме считается одной из важнейших задач для обеспечения работы термоядерного реактора. В работе будущих термоядерных реакторов, таких как ИТЭР и ДЭМО, ожидается, что энергия будет высвобождаться из реакции синтеза $D + T \rightarrow n + \alpha$, которая протекает между дейтерием и тритием в плазменном состоянии при температурах 10-20 кэВ. В результате протекания этой реакции высвобождается 17,5 МэВ энергии, которая, согласно кинематике ядерных реакций, в неравных долях распределяется между продуктами реакции: α -частицами, $E_{\alpha} = 3,5$ МэВ, и нейтронами, $E_n = 14$ МэВ. Не имеющий заряда нейтрон не подвергается влиянию внешнего магнитного поля и покидает токамак, при этом его кинетическая энергия может быть конвертирована в тепловую посредством специально спроектированного окружения токамака. В то же время α-частицы остаются в плазме, удерживаемые внешним магнитным полем токамака, и их роль становится жизненно важной с точки зрения создания самоподдерживающейся термоядерной реакции синтеза. α-частицы, рожденные с энергией гораздо выше средних температур ионов трития и дейтерия, должны передать свою энергию взаимодействующим ионам через замедление в основной плазме посредством большого числа актов Кулоновского рассеяния на малые углы. Замедление происходит за конечное время (до 1 с в термоядерном реакторе) до тех пор, пока другие процессы не начнут препятствовать этому. На различных установках, таких как JET, TFTR, Alcator C-Mode и др., достаточно часто наблюдаются неустойчивости, вызванные быстрыми ионами. Неустойчивости в свою очередь оказывают влияние на удержание ионов и представляют серьезную угрозу для надежной работы термоядерного реактора.

В настоящее время эксперименты по зажиганию термоядерного синтеза проводятся в дейтериевой и дейтерий-тритиевой плазме с внешним источником быстрых ионов, т.е. энергичные ионы генерируются посредством различных методов дополнительного нагрева, таких как ионный циклотронный радиочастотный нагрев (Ion Cyclotron Resonance Heating, ИЦР-нагрев) или инжекция пучка нейтральных атомов (Neutral Beam Injection, NBI), а также их комбинацией. Для изучения физики быстрых ионов разработан и функционирует специальный набор диагностических средств. Было накоплено большое количество информации, объясняющей физику быстрых ионов в плазме, но несмотря на это, остаются неразрешенными ряд фундаментальных вопросов, касающихся удержания α-частиц в термоядерном реакторе, и, возможно, решение этих вопросов будет найдено только в экспериментах по зажиганию дейтерий-тритиевой плазмы.

С точки зрения диагностики дейтерий-тритиевая плазма с большой выделяемой мощностью и большого объема представляет собой жесткую рабочую среду, в которой большая часть средств диагностики быстрых ионов, используемых в современных

устройствах, сталкивается с серьезными техническими и принципиальными ограничениями. Поэтому возникла необходимость поиска новых процессов, которые могли бы лечь в основу новых методов диагностики плазмы. В термоядерном реакторе с горящей дейтерий-тритиевой плазмой ожидается высокая интенсивность испускания нейтронного и гамма-излучения. Нейтроны рождаются в реакциях 2 H(d, n) 3 He и 3 H(d, n) 4 He, в то время как испускание гаммаизлучения, в основном, является результатом взаимодействия α -частиц и других энергичных ионов с ионами примесей. Оба процесса могут быть использованы для диагностики быстрых ионов в термоядерной плазме, поскольку соответствующие методы детектирования преодолевают большую часть технических и принципиальных проблем, встречающихся в современной диагностике быстрых ионов.

Степень разработанности темы диссертации

Нейтронная спектрометрия применяется на существующих установках более 40 лет. За это время были созданы усовершенствованные спектрометры нейтронного излучения, и с их помощью были измерены спектры нейтронного излучения и изучены особенности его распределения. Спектры нейтронов, покидающих плазму, предоставляют информацию об энергетическом распределении быстрых частиц в плазме. Применение нейтронной спектрометрии на токамаках в разрядах с инжекцией пучков нейтральных атомов позволяет изучать взаимодействие пучковых частиц между собой, а также с ионами основной плазмы.

Спектрометрия гамма-излучения – относительно новый метод в сравнении с нейтронной спектрометрией. Тем не менее, за время существования этого метода диагностики плазмы были спроектированы высокоэффективные быстрые спектрометры на основе сцинтиллятора LaBr₃(Ce) с высоким разрешением для проведения измерений в условиях высокой загрузки детекторов. Наблюдаемый в измерениях уровень гамма-излучения, рожденного высокоэнергичными ионами, используется для определения эффективной температуры хвоста функции распределения протонов. В более общем случае измеренная интенсивность гаммаизлучения используется для оценки времени удержания быстрых ионов. Полученные данные могут быть сравнены с данными, полученными с помощью других диагностик плазмы, например, детектора потерь быстрых ионов на токамаке (Fast Ion Loss Detector, FILD), анализатора атомов перезарядки (Neutral Particle Analyzer, NPA). Благодаря установке детектора на основе особо чистого германия (High Purity Germanium, HPGe) на токамаке JET в 2008 году было измерено уширение за счет эффекта Доплера пика гамма-излучения из ядерной реакции ¹²С(³He, рү)¹⁴N, протекающей в термоядерной плазме. В дальнейшем на токамаке JET проводилось большое количество экспериментов в плазме с содержанием ²H, ⁴Не и ³Не ионов, где ионы ²Н, ⁴Не и ³Не ускорялись до энергий МэВ-ного диапазона с помощью дополнительного нагрева плазмы. В этих экспериментах наблюдались уширенные

за счет эффекта Доплера пики гамма-излучения из ядерных реакций ${}^{12}C(d, p\gamma){}^{13}C, {}^{9}Be(\alpha, n\gamma){}^{12}C, {}^{9}Be({}^{3}He, n\gamma){}^{11}C$ и ${}^{9}Be({}^{3}He, p\gamma){}^{11}B.$

Результаты, полученные с помощью нейтронной и гамма-диагностики на существующих установках за последние годы, демонстрируют развитие методов диагностики термоядерной плазмы, основанных на анализе ядерного излучения. В частности, результаты показывают, что из измерений нейтронного и гамма-излучения можно получить количественную информацию об энергетическом распределении быстрых ионов, их взаимодействии с ионами примесей и о влиянии неустойчивостей в плазме на распределение ионов, детально рассматривая ядерные процессы, происходящие при этом взаимодействии. Настоящая работа представляет собой актуальное развитие методов диагностики быстрых частиц в термоядерной плазме.

Цель данного исследования – изучение поведения быстрых ионов в плазме токамака с использованием методов спектрометрии нейтронного и гамма-излучения.

Для достижения поставленной цели следовало решить следующие задачи:

- Развить методы нейтронной спектрометрии для обеспечения нейтронных измерений в плазменных экспериментах, в том числе измерений выхода нейтронов из плазмы во время плазменного разряда, оценки скорости DD-реакции по измеренному нейтронному выходу;
- 2. Развить методы калибровки нейтронных спектрометров, включая методы обработки сигнала, получаемого с нейтронных спектрометров;
- Разработать и ввести в строй системы нейтронной спектрометрической диагностики на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ТУМАН-ЗМ и Глобус-М2 для изучения выхода нейтронов и распределений быстрых ионов с оценкой влияния на них различных физических явлений;
- Развить методы анализа спектров гамма-излучения для изучения энергетических и угловых распределений быстрых ионов в плазме токамака;
- Применить методы анализа спектров гамма-излучения в гамма-диагностике быстрых ионов в плазме токамака JET, в том числе удерживаемых α-частиц, рожденных в реакциях синтеза, а также для измерения скорости реакции синтеза;
- 6. Разработать экспериментальную установку для измерения на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе функций возбуждения гамма-переходов в ядрах ¹¹В и ¹¹С, рожденных в ядерных реакциях между ядрами ³Не и ⁹Ве для проведения детального и качественного анализа спектров гамма-излучения, генерируемого в плазме со сценариями нагрева ионов малой добавки ³Не.

Объект исследования: быстрые ионы в плазме токамака.

<u>Методология и методы исследования:</u> Оценка скорости реакции синтеза, проходящей в плазме токамака с участием быстрых ионов, производилась методом спектрометрических

нейтронов экспериментах DD измерении потоков В с плазмой И потоков высокоэнергетического гамма-излучения из D-³He плазмы. Информация об энергетическом распределении быстрых ионов извлекалась из измеренной интенсивности гамма-линий из ядерных реакций между быстрыми частицами и ядрами примеси бериллия с использованием данных о сечениях соответствующих реакций. Угловое и энергетическое распределение альфа-частиц, удерживаемых в плазме, восстанавливалось методом анализа Доплеровской формы гамма-линии 4,44 МэВ из реакции ${}^{9}Be(\alpha, n\gamma){}^{12}C$.

Научная новизна работы заключается в следующем:

- развиты методы спектрометрии нейтронного излучения при помощи детекторов на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A, включая разработку методов цифровой обработки сигналов, в частности методы отделения сигнала, полученного при регистрации нейтронного излучения, от сигнала, полученного при регистрации гаммаизлучения сцинтилляционными детекторами;
- разработана оригинальная методика измерения функций отклика сцинтилляционного спектрометра на моноэнергетические нейтроны, основанная на методе совпадений регистрации нейтронов и гамма-квантов при облучении пучком ионов ⁴Не бериллиевой мишени на циклотроне;
- с помощью нейтронных спектрометров получены экспериментальные данные о выходе нейтронного излучения из дейтериевой плазмы токамаков ТУМАН-3М и Глобус-М2 в разрядах с инжекцией пучка атомов дейтерия;
- из измерений нейтронного излучения с помощью нейтронных спектрометров получены экспериментальные данные об удержании быстрых ионов в разрядах плазмы на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2;
- развиты алгоритмы восстановления энергетического и углового распределений быстрых ионов по спектрам гамма-излучения, рождаемого в ядерных реакциях в плазме токамака;
- получены экспериментальные данные об энергетическом и угловом распределениях удерживаемых α-частиц, рожденных в реакциях синтеза в плазме токамака JET;
- из измеренных спектров и профилей гамма-излучения с энергией 16,7 МэВ, рожденного в реакции ³He(d, γ)⁵Li, получена экспериментальная оценка скорости реакции синтеза ³He(d, p)⁴He в D-³He плазме JET;

<u>Практическая ценность</u> полученных результатов диссертационной работы заключается в следующем:

- созданные спектрометры нейтронного излучения нашли применение в экспериментальных исследованиях характеристик плазмы на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2;
- разработанная методика измерения функций отклика спектрометров на моноэнергетические нейтроны может быть использована для калибровки

сцинтилляционных спектрометров и для восстановления распределений нейтронного излучения по экспериментально измеренным спектрам;

- разработанные методики цифровой обработки и амплитудного анализа сигналов сцинтилляционных детекторов нейтронного излучения применяются в экспериментах с высокотемпературной плазмой на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2;
- разработанные методики изучения распределений быстрых ионов нашли применение в экспериментальных исследованиях плазмы на токамаке JET и будут применены в диагностике плазмы термоядерного реактора ИТЭР;
- развита методика оценки скорости реакции синтеза в D-³He плазме по измеренному гамма-излучению 16,7 МэВ;
- разработана экспериментальная установка для измерения на циклотроне ФТИ им. А.Ф.
 Иоффе функций возбуждения гамма-переходов в ядрах, рожденных в реакциях между изотопами водорода и гелия и ядрами Ве, В и С;

Положения, выносимые на защиту:

- Методика калибровки спектрометров нейтронного излучения на основе органических сцинтилляторов с использованием метода совпадений регистрации нейтронов и гаммаквантов, рожденных в реакции ⁹Be(α,nγ)¹²C;
- Нейтронные спектрометрические системы на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ТУМАН-ЗМ и Глобус-М2 с использованием спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A, позволяющие проводить измерения нейтронных спектров при скорости счета до 10⁶ с⁻¹ в условиях значительного фона гамма-излучения;
- Развитие методов анализа спектров гамма-излучения, генерируемого в плазме, для изучения распределений быстрых ионов, включая удерживаемые α-частицы, рожденные в реакции синтеза. Экспериментальные оценки скорости реакции синтеза в D-³He плазме токамака JET из анализа профилей высокоэнергетического гамма-излучения;
- 4. Экспериментальная установка для измерения функций возбуждения гамма-переходов в ядрах, рожденных в реакциях между изотопами водорода и гелия и ядрами Ве, В и С, на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Тестовые измерения спектров нейтронного и гаммаизлучения, рожденного при облучении бериллиевой мишени пучком ионов ³He.

Апробация работы и степень достоверности полученных результатов.

Результаты, представленные в диссертации, прошли проверку численным моделированием и расчетами, а также сравнением с результатами, полученными с помощью других диагностик плазмы.

Материалы, вошедшие в диссертацию, доложены на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на научных семинарах в зарубежных лабораториях: на токамаке JET,

Калэмский научный центр, г. Абингдон, Великобритания, на токамаке ASDEX Upgrade, Институт Физики Плазмы Макса Планка, г. Гархинг, Германия.

Результаты были представлены на международных и всероссийских конференциях:

- Звенигородская (Международная) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород, 18-22 марта, 2019 г.;
- Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы» (2019, 2021 гг.);
- 23-я конференция по диагностике высокотемпературной плазмы, онлайн, 14-18 декабря, 2020 г. (23rd High-Temperature Plasma Diagnostic Conference, virtual, 14-18 December 2020);
- 28-я конференция МАГАТЭ по термоядерной энергетике, онлайн, 10-15 мая, 2021 г. (28th IAEA Fusion Energy Conference, virtual, 10-15 May 2021);
- Международная конференция по диагностике на термоядерных реакторах, Варенна, Италия, 6-10 сентября, 2021 г. (International Conference on Fusion Reactor Diagnostics, Varenna, Italy, September 6-10, 2021);
- LXXI Международная конференция по ядерной физике «Ядро-2021. Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ядерно-физические технологии», онлайн, 20-25 сентября, 2021 г. (LXXI International conference "NUCLEUS – 2021", 20-25 September 2021, online).

Результаты и материалы, изложенные в диссертации, опубликованы в ведущих журналах по физике плазмы и экспериментальной ядерной физике «Nuclear Fusion», «Plasma Physics and Controlled Fusion», «Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment», «Review of Scientific Instruments», «Физика Плазмы», «Письма в Журнал Технической Физики», и других.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах: Статьи в журналах, индексируемых в БД "Web of Science" и "Scopus" Общее число статей, опубликованных в журналах, индексируемых в БД "Web of

Science": 11

- A1. Nocente M., Dal Molin A., Eidietis N., Giacomelli L., Gorini G., Kazakov Y., Khilkevitch E., Kiptily V., Iliasova M., Lvovskiy A., Mantsinen M., Mariani A., Panontin E., Papp G., Pautasso G., Paz-Soldan C., Rigamonti D., Salewski M., Shevelev A., Tardocchi M., JET and MST1 contributors, MeV range particle physics studies in tokamak plasmas using gamma-ray spectroscopy // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. Vol. 62. 014015
- A2. Kiptily V.G., Kazakov Y., Fitzgerald M., Nocente M., Iliasova M., Khilkevitch E., Mantsinen M., Nave M.F.F., Ongena J., Sharapov S.E, Shevelev A.E., Stancar Z., Szepesi G., Taylor D.M.A. and Yakovenko Y.V., Excitation of elliptical and toroidal Alfvén Eigenmodes by 3He-

ions of the MeV-energy range in hydrogen-rich JET plasmas // Nuclear Fusion. 2020. – Vol. 60. 112003

- A3. Khilkevitch E.M., Shevelev A.E., Chugunov I.N., Iliasova M.V., Doinikov D.N., Gin D.B., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Advanced algorithms for signal processing scintillation gamma ray detectors at high counting rates // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. Vol. 977. 164309
- A4. Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Chugunov I.N., Minaev V.B., Gin D.B., Doinikov D.N., Polunovsky I.A., Naidenov V.O., Kozlovskiy M.A., Kudoyarov M.F., Calibration of neutron spectrometers based on a BC-501A liquid scintillator using the neutron-gamma coincidence method // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2020. Vol. 983. 164590
- A5. Nocente M., Kazakov Ye.O., Garcia J., Kiptily V.G., Ongena J., Dreval M., Fitzgerald M., Sharapov S.E., Stancar Z., Weisen H., Baranov Y., Bierwage A., Craciunescu T., Dal Molin1 A., de la Luna E., Dumonti R., Dumortier P., Eriksson J., Giacomelli L., Giroud C., Goloborodko V., Gorini G., Khilkevitch E., Kirov K.K., Iliasova M., Jacquet P., Lauber P., Lerche E., Mantsinen M.J., Mariani A., Mazzi S., Nabais F., Nave M.F.F., Oliver J., Panontin E., Rigamonti D., Sahlberg A., Salewski M., Shevelev A., Shinohara K., Siren P., Sumida S., Tardocchi M., Van Eester D., Varje J., Zohar A., JET Contributors, Generation and observation of fast deuterium ions and fusion-born alpha particles in JET D-He-3 plasmas with the 3-ion radio-frequency heating scenario // Nuclear Fusion. 2020. Vol. 60. 124006
- А6. Ильясова М.В., Шевелев А.Е., Хилькевич Е.М., Чугунов И.Н., Дойников Д.Н., Кудояров М.Ф., Найденов В.О., Полуновский И.А., Измерения спектров гамма- и нейтронного излучения в ядерных реакциях с ионами 3Не и 9Ве // Письма в Журнал Технической Физики. 2021. Том 47. №3. Стр. 3-6

Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Chugunov I.N., Doinikov D.N., Kudoyarov M.F., Naidenov V.O., Polunovsky I.A., Measurements of gamma- and neutron-radiation spectra in nuclear reactions with He-3 and Be-9 ions // Technical Physics Letters. 2021. – Vol. 47. No. 2. pp. 103-106

A7. Nocente M., Craciunescu T., Gorini G., Kiptily V., Tardocchi M., Braic V., Curuia M., Dal Molin A., Figueiredo J., Giacomelli L., Iliasova M., Kazakov Y., Khilkevitch E., Marcer G., Panontin E., Rigamonti D., Salewski M., Shevelev A., Soare S., Zoita V., Zychor I., A new tangential gamma-ray spectrometer for fast ion measurements in deuterium and deuterium-tritium plasmas of the Joint European Torus // Review of Scientific Instruments. 2021. – Vol. 92. No. 4. 043537

- A8. Iliasova M., Shevelev A., Khilkevitch E., Lebedev S., Askinazi L., Kornev V., Minaev V., Tukachinsky A., Doinikov D., Polunovsky I., Naidenov V., Gin D., Measurements of neutron fluxes from tokamak plasmas using a compact neutron spectrometer // Review of Scientific Instruments. 2021. – Vol. 92. No. 4. 043560
- А9. Скрекель О.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е., Калибровка нейтронных счетчиков токамака Глобус-М2 // Журнал Технической Физики. 2022. Том 92. №1. Стр. 32-35
- А10. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Ильясова М.В., Курскиев Г.С., Минаев В.Б., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Скрекель О.М., Тельнова А.Ю., Хилькевич Е.М., Шевелев А.Е., Щеголев П.Б., Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2 // Журнал Технической Физики. 2022. Том 92. № 1. Стр. 45-51
- A11. Iliasova M.V., Shevelev A.E., Khilkevitch E.M., Bakharev N.N., Skrekel O.M., Minaev V.B., Doinikov D.N., Gin D.B., Gusev V.K., Kornev V.A., Naidenov V.O., Novokhatskii A.N., Petrov Yu.V., Polunovsky I.A., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Telnova A.Yu., Varfolomeev V.I., Neutron diagnostic system at the Globus-M2 tokamak // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2022. – Vol. 1029. 166425
- A12. Kiptily V.G., Kazakov Ye.O., Nocente M., Ongena J., Belli F., Dreval M., Craciunescu T., Eriksson J., Fitzgerald M., Giacomelli L., Goloborodko V., Iliasova M.V., Khilkevitch E.M., Rigamonti D., Sahlberg A., Salewski M., Shevelev A.E., Garcia J., Oliver H.J.C., Sharapov S.E., Stancar Z., Weisen H. and JET Contributors, Excitation of Alfvén eigenmodes by fusion-born alpha-particles in D3He plasmas on JET // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2022. Vol. 64. No. 6. 064001
- A13. Iliasova M., Shevelev A., Khilkevich E., Kazakov Ye., Kiptily V., Nocente M., Giacomelli L., Craciunescu T., Stancar Z., Dal Molin A., Rigamonti D., Tardocchi M., Doinikov D., Gorini G., Naidenov V., Polunovsky I., Gin D., JET Contributors, Gamma-ray measurements in D3He fusion plasma experiments on JET // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2022. – Vol. 1031. 166586

Патенты

Патент на полезную модель №209993, 24.03.2022.

Шевелев А.Е., Чугунов И.Н., Хилькевич Е.М., **Ильясова М.В.**, Полуновский И.А., Александров И.В., Булкин Р.С., Гриневич К.А., Маринин Г.В., Терентьев Д.В., Гаммаспектрометр // Патент на полезную модель №209993.

Личный вклад автора в решение поставленных задач

Автором **лично** сформулированы цель диссертационной работы и задачи, которые было необходимо решить для ее достижения; изучено современное состояние проблемы спектрометрических измерений нейтронного и гамма-излучения, генерируемых в высокотемпературной плазме; проведена обработка данных, полученных при проведении калибровки нейтронных спектрометров BC-501A, получены функции отклика спектрометров на моноэнергетическое нейтронное излучение и получена оценка эффективности регистрации нейтронов спектрометрами в зависимости от энергии; проведена обработка и анализ данных, полученных в экспериментах на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2; проведена обработка и анализа спектров гамма-излучения в экспериментах на токамаке JET с применением метода анализа спектров гамма-излучения по интенсивностям гамма-линий; получена экспериментальная оценка интенсивности реакции синтеза в D-³He плазме токамака JET из интенсивности гамма-изучения с энергией 16,7 МэB; получены угловые распределения вылета продуктов ядерных реакций между ионами ³He и ⁹Be для возбужденных состояний ядер ¹¹B и ¹¹C.

Совместно с научным руководителем работы к.ф.-м.н. Шевелевым А.Е. сформулированы направление и тема исследований; обсуждены, обобщены и интерпретированы полученные в диссертации данные; сформулированы выводы по работе, основные научные положения, выносимые на защиту, научная новизна и практическая ценность работы.

Совместно с сотрудниками ФТИ им. А.Ф. Иоффе к.ф.-м.н. Шевелевым А.Е., к.ф.-м.н. Чугуновым И.Н., Хилькевичем Е.М. разработан метод калибровки нейтронных сцинтилляционных спектрометров; разработаны методы обработки сигнала, регистрируемого нейтронными сцинтилляционными спектрометрами; осуществлены работы по созданию нейтронных спектрометрических систем, используемых в экспериментах на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе; разработана экспериментальная установка для измерения сечений ядерных реакций с участием легких ядер на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Совместно с сотрудниками ФТИ им. А.Ф. Иоффе к.ф.-м.н. Шевелевым А.Е. и Хилькевичем Е.М. разработаны методы анализа спектров гамма-излучения, генерируемых в термоядерной плазме, для изучения быстрых ионов; проведена обработка и анализ спектров гамма-излучения из токамака JET; проведен анализ доплеровской формы гамма-линии с энергией 4,44 МэВ; получены угловое и энергетическое распределение удерживаемых α частиц, рожденных в процессе термоядерного синтеза; проведен анализ полученных угловых распределений вылета продуктов ядерных реакций между ионами ³He и ⁹Be.

Совместно с сотрудниками циклотронной лаборатории ФТИ им. А.Ф. Иоффе подготовлены и проведены экспериментальные кампании по калибровке нейтронных

спектрометров и облучению бериллиевой мишени ускоренными ядрами ³Не на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Совместно с сотрудниками лаборатории физики высокотемпературной плазмы ФТИ им. А.Ф. Иоффе проведены эксперименты по измерению нейтронных потоков на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и списка литературы. Принята сквозная нумерация литературных ссылок. Параграфы и рисунки нумеруются по главам. Диссертация содержит 128 страниц текста, включающего 2 таблицы, 73 рисунка и список цитированной литературы, включающий 142 наименования.

Во введении обосновывается актуальность выбранной темы работы, сформулированы ее цель и задачи, определен объект исследования, показаны научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, представлены научные положения, выносимые на защиту, описаны апробация работы на семинарах и конференциях различного уровня, личный вклад автора в разработку проблемы, раскрыта структура диссертации, дана характеристика каждой главы.

В первой главе рассмотрены основные источники быстрых ионов в плазме токамака. Описаны процессы, лежащие в основе генерации и ускорения быстрых ионов в плазме, а также описаны процессы, связанные с взаимодействием быстрых ионов с другими компонентами плазмы.

Вторая глава посвящена нейтронной и гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы. Описаны детекторы, применяемые для измерения нейтронного излучения, представлен обзор систем нейтронной диагностики на уже существующих плазменных установках. Рассмотрены детекторы, применяемые в гамма-спектрометрии, и системы гамма-спектрометрии, установленные на уже существующих токамаках. Описаны методы анализа гамма-излучения, основанные на изучении интенсивностей гамма-линий, наблюдаемых в плазме токамака, а также основанные на изучении форм гамма-линий, измененных и уширенных за счет эффекта Доплера. Описаны физические основы процессов, лежащих в основе генерации нейтронного и гамма-излучения в высокотемпературной плазме.

В третьей главе приведено описание методики калибровки компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого сцинтиллятора BC-501A, примененной на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе, включая описание цифровых методов обработки сигналов, получаемых с данных спектрометров и методики проведения нейтрон-гамма разделения. Описан метод поиска нейтрон-гамма совпадений, который в применении к ⁹Be(⁴He,n)¹²C реакции позволяет получить источник моноэнергетических нейтронов с широким энергетическим диапазоном. Представлены результаты калибровки компактных нейтронных спектрометров BC-501A,

проведенной с применением всех вышеупомянутых в этой главе методов. Проводится обзор нейтронных спектрометрических систем, разработанных на токамаках в ФТИ им. А.Ф Иоффе ТУМАН-3М и Глобус-М/М2. Рассматривается проблема цифровой обработки сигнала сцинтилляционных детекторов. Приводятся результаты измерения нейтронных потоков с помощью описанных систем диагностики.

Четвертая глава посвящена анализу спектров гамма-излучения, генерируемого в плазме токамака. Представлены результаты изучения распределения быстрых ионов в плазме токамака JET: продемонстрировано энергетическое распределение быстрых ионов, восстановленное из интенсивностей гамма-линий, наблюдаемых в D-³He плазме, оценена скорость рождения α -частиц в реакции синтеза D+³He по интенсивности 16,7 МэВ гамма-излучения, получено энергетическое и угловое распределение удерживаемых α -частиц из анализа Доплеровской формы 4,44 МэВ гамма-линии из ⁹Be(⁴He,n)¹²C реакции.

Пятая глава посвящена подготовке к измерениям функций возбуждения ядер ¹¹В и ¹¹С, рожденных в ядерных реакциях между ионами ³Не и ⁹Ве, необходимых для более детального анализа быстрых ионов в плазме с содержанием ионов ³Не и ионов примеси ⁹Ве. Описана методика эксперимента, проведенного на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Представлены полученные результаты, включающие в себя угловые распределения вылета гамма-квантов и легких продуктов реакций ⁹Ве(³He,p)¹¹В и ⁹Ве(³He,n)¹¹С.

В заключении подводятся итоги проведенных исследований. Делаются выводы о степени успешности решения поставленных задач и достижения цели исследований, а также рассматриваются направления дальнейшего развития темы исследований.

Глава 1. Быстрые ионы в термоядерной плазме

В этой главе рассматриваются основные источники быстрых ионов в термоядерной Для достижения условий термоядерного синтеза применяются плазме. методы дополнительного нагрева плазмы, такие как инжекция пучков нейтральных атомов (neutral beam injection, NBI) и ионный циклотронный нагрев плазмы (ИЦР-нагрев, ion cyclotron resonance heating, ICRH). В процессе нагрева плазма достигает температур зажигания термоядерной реакции (~ 20 кэВ). Ниже описаны процессы поглощения компонентами плазмы энергии, передаваемой с помощью дополнительного нагрева, в результате протекания которых в плазме происходит генерация быстрых ионов. Кроме того, быстрые ионы рождаются в термоядерной плазме в результате вторичного взаимодействия быстрых ионов с другими компонентами плазмы, что также описано в этой главе.

1.1. Инжекция пучков нейтральных атомов

Основным способом нагрева плазмы является омический нагрев, который имеет существенные ограничения, поскольку его эффективность падает с ростом температуры плазмы: удельное сопротивление уменьшается как $T_e^{-3/2}$, а потери за счет тормозного излучения возрастают как $Z_{eff}^{2}T_{e}^{\frac{1}{2}}$ (Z_{eff} –эффективный заряд ионов плазмы), ток плазмы не больших может быть увеличен до сколь угодно значений из-за пределов магнитогидродинамической (МГД) устойчивости. Для нагрева плазмы до температур зажигания термоядерной реакции (~20 кэВ) в токамаке применяются дополнительные методы нагрева. Инжекция быстрых атомов дейтерия или трития на данный момент является одним из наиболее перспективных методов безындукционного нагрева плазмы в токамаках. [1] Быстрые атомы пучка ионизуются в плазме, происходит захват ускоренных ионов магнитным полем, после чего они отдают свою энергию в результате многократного кулоновского рассеяния на других частицах плазмы на малые углы. При инжекции пучка с достаточной энергией ожидается нагрев плазмы до температур, при которых будет протекать интенсивная термоядерная реакция между ионами плазмы. Нагрев термоядерной плазмы посредством инжекции пучка нейтральных частиц хорошо изучен и экспериментально проверен [2-4].

Быстрые атомы, инжектированные в плазму, ионизуются в ней в результате протекания следующих процессов: ударная ионизация ионами плазмы и электронами, перезарядка на ионах плазмы. В процессе прохождения пучком плазмы его интенсивность падает по экспоненциальному закону в зависимости от длины свободного пробега быстрого иона. В будущих токамаках-реакторах типа ИТЭР и ДЭМО для эффективного нагрева плазмы потребуются нейтральные пучки большой мощности до 100 МВт с энергией атомов около 1 МэВ. Для обеспечения максимальной эффективности нагрева плазмы магнитное поле должно захватывать быстрые частицы, образованные после ионизации, как можно ближе к

центральной области плазмы, т.е. длина свободного пробега быстрого атома в плазме должна быть такая, чтобы ионизация происходила в центральной области плазмы. Для выполнения этого условия при инжекции в плазму большого объема и большой плотности (~10²⁰ м⁻³) необходимо использование нейтральных пучков с энергией около 1 МэВ.

Траектории быстрых ионов, образующихся при ионизации пучка в плазме, задаются направлением инжекции, направлением и величинами магнитного поля токамака и тока плазмы как в точке ионизации быстрого атома, так и вдоль траектории образовавшегося иона. При инжекции пучка вдоль большого радиуса токамака образуются быстрые ионы с большой поперечной энергией (запертые частицы). В таком случае сильное влияние на удержание быстрых ионов оказывает гофрировка тороидального магнитного поля, на больших установках нейтральный пучок направляется по касательной к тороидальному магнитному полю с оптимальным прицельным параметром.

Большое влияние на эффективность захвата и удержания быстрых ионов в плазме играет величина их энергии. Увеличение энергии пучка приводит к увеличению ларморовского радиуса быстрых ионов *ρ* при постоянном магнитном поле:

$$\rho = 14,45 \cdot \frac{\sqrt{A_f \cdot E_\perp}}{Z_f \cdot B} , \qquad (1.1)$$

где A_f и Z_f – массовое и зарядовое числа быстрого иона, соответственно, E_{\perp} – поперечная энергия быстрого иона в МэВ, B – магнитное поле в Тл. Величина ларморовского радиуса может стать соизмерима с малым радиусом плазмы в малом токамаке, что приводит к увеличению прямых потерей быстрых ионов. Чтобы избежать больших потерь быстрых ионов, требуется заметное увеличение тока плазмы.

После ионизации пучка, быстрые ионы, сталкиваясь с мишенными ионами и электронами, теряют свою энергию, передавая ее частицам плазмы. Величина сечения кулоновского рассеяния зависит от относительной скорости сталкивающихся частиц [4]. Если величина скорости быстрых ионов v_b много больше скорости ионов плазмы v_i и много меньше скорости электрона v_e ($v_i \ll v_b \ll v_e$), то частота столкновения быстрого иона с электроном определяется v_e , а частота столкновения с плазменным ионом практически не зависит от v_i .

Скорость передачи энергии быстрых ионов электронам и ионам плазмы зависит от параметров плазмы и пучка и вычисляется по формуле, соответственно [8]:

$$P_e = \frac{2 \cdot m_e^{1/2} \cdot m_b \cdot A_D \cdot E_b}{3 \cdot (2 \cdot \pi)^{1/2} \cdot T_e^{3/2}}, P_i = \frac{m_b^{5/2} \cdot A_D}{2^{3/2} \cdot m_i \cdot E_b^{1/2}},$$
(1.2)

где $A_D = \frac{n \cdot e^4 \cdot \ln \Lambda}{2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0^2 m_b^2}$, Λ – кулоновский логарифм.

Величина долей мощности, передаваемых электронам и ионам, зависит от электронной температуры *T_e*, энергии пучка нейтральных частиц *E_b* и изотопного состава плазмы и пучка.

Существует такая критическая энергия быстрого иона *E_c* при которой скорости передачи энергии быстрого иона электронам и ионам сравниваются [1]:

$$E_c = \frac{14.8 \cdot A_f}{A_i^{2/3}} \cdot T_e,$$
 (1.3)

. ...

где A_f и A_i – атомные веса быстрого иона и ионов плазмы, соответственно.

Полная поглощаемая мощность пучка равна [1]

$$P = 1,71 \cdot 10^{-18} \cdot \frac{n}{A_b \cdot T_e^{3/2}} \cdot E_b \cdot \left(1 + \left(\frac{E_c}{E_b}\right)^{1/2}\right).$$
(1.4)

Замедление быстрого иона в плазме описывается формулой [1]

$$\frac{dE_b}{dt} = -\frac{2}{\tau_{se}} \cdot E_b \cdot \left(1 + \left(\frac{E_c}{E_b}\right)^{1/2}\right),\tag{1.5}$$

где $\tau_{se} = 6,3 \cdot 10^{14} \cdot \frac{A_f \cdot T_e^{3/2}}{Z_f^2 \cdot n_e \cdot \ln \Lambda_e}$, а характерное время замедления быстрого иона до тепловой энергии E_{th} равно

$$\tau_s = \frac{\tau_{se}}{3} \cdot \ln\left(\frac{E_b^{3/2} + E_c^{3/2}}{E_{th}^{3/2} + E_c^{3/2}}\right). \tag{1.6}$$

В выражении (1.5) для *dE_b/dt* второй член отвечает за потери энергии пучка непосредственно на ионах плазмы. С учетом вышеописанных формул, может быть выведена формула для полной энергии, передаваемой ионам плазмы:

$$\int P_i dt = E_c^{3/2} \cdot \int_0^{E_{b0}} \frac{dE_b}{E_b^{3/2} + E_c^{3/2}}.$$
(1.7)

Первые эксперименты с NBI нагревом на токамаках CLEO (Великобритания) [9], ATC в Принстоне [10] и ORMAK в Oк-Ридже [11] продемонстрировали удержание быстрых ионов в течение времени, достаточного для передачи энергии быстрых ионов частицам плазмы. Впервые значимый нагрев ионов плазмы был осуществлен в Принстоне (США) на токамаке PLT, где была введена мощность нейтрального нагрева $P_{\text{NBI}} = 2,5$ MBT и получена ионная температура 7,1 кэВ [12]. В DT эксперименте на токамаке JET мощность нагревного пучка уже достигала 14 MBT, а температура ионов возрастала до 19 кэВ. В дальнейшем на TFTR (США) значение P_{NBI} достигало 40 MBT, а ионная температура возросла до 30 кэВ при плотности плазмы около $3 \cdot 10^{19}$ м⁻³ [13].

Проект международного термоядерного реактора ITER предполагает использовать три инжектора. Каждый инжектор будет создавать нейтральный дейтериевый пучок мощностью 16,5 МВт с энергией 1 МэВ. На многих токамаках, где используется дополнительный нагрев (ВЧ нагрев, нейтральная инжекция), наблюдаются высокочастотные МГД возмущения,

связанные с присутствием быстрых ионов в плазме [14-16]. Такие возмущения могут приводить к дополнительным потерям быстрых ионов.

1.2. Ионный циклотронный резонансный нагрев

наиболее широко используемых и Еше одним из эффективных способов дополнительного нагрева плазмы является ионный циклотронный резонансный нагрев (ion cyclotron resonance heating, ИЦР-нагрев). В замагниченной плазме заряженные частицы вращаются по спирали вокруг линий магнитного поля с собственной циклотронной частотой $\omega_{cs} = q_s B/m_s$, где q_s – заряд частицы, m_s – масса частицы, B – локальное значение величины магнитного поля. Когда частота волны близка к циклотронной частоте частицы или её гармоникам, возможно протекание различных сильных взаимодействий между волной и частицей [17-19]. Ионный циклотронный резонансный нагрев является мощным инструментом, применяемым в исследованиях термоядерного синтеза в тороидальных магнитных системах. В последние десятилетия были теоретически обоснованы и экспериментально проверены несколько эффективных режимов ИЦР-нагрева [18-20]. Кратко, этот метод основан на внешнем возбуждении быстрых магнитозвуковых волн в плазме с помощью специально спроектированных антенн ИЦР-нагрева, расположенных по краям установки (Рисунок 1.1). Антенны состоят из набора металлических петель, которые проводят радиочастотные токи (ВЧ) с заданной частотой, которая в свою очередь подается с внешнего генератора. Затем посредством варьирования в радиальном направлении тороидального магнитного поля определяется положение ионных циклотронных слоев $\omega = p\omega_{ci}$ (p = 1, 2, ...), в окрестности которых ВЧ мощность может эффективно поглощаться ионами.



Рисунок 1.1. – Вид изнутри крупнейшего в мире токамака с магнитным удержанием Joint European Torus (JET), демонстрирующий различные антенны ИЦР-нагрева. На вставке показан пример рассчитанной картины ВЧ электрического поля в поперечном сечении плазмы JET [21]

Поскольку быстрые волны распространяются от края плазмы в центр плазменного шнура, они частично поглощаются электронами за счет электронного затухания Ландау, а

также ионами разных типов при пересечении волной ионного циклотронного резонанса $(\omega = \omega_{ci})$ или слоев ионных циклотронных гармоник ($\omega = N\omega_{ci}$, $N \ge 2$). В пределе нулевой массы электрона распространение быстрых волн в экваториальной плоскости хорошо описывается дисперсионным соотношением [18,22]

$$n_{\perp}^{2} = \frac{\left(\varepsilon_{1} - n_{||}^{2}\right)^{2} - \varepsilon_{2}^{2}}{\varepsilon_{1} - n_{||}^{2}} = \frac{\left(\varepsilon_{L} - n_{||}^{2}\right)\left(\varepsilon_{R} - n_{||}^{2}\right)}{\varepsilon_{S} - n_{||}^{2}},$$
(1.8)

где $n_{l,\perp} = ck_{l,\perp}/\omega$ – продольный/поперечный показатель преломления, $k_{l,\perp}$ – продольная и поперечная компоненты волнового вектора, соответственно, а компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы определены Стиксом ($\varepsilon_{L,R} = \varepsilon_1 \pm \varepsilon_2$) в работе [23]. В пределе холодной плазмы в ионном циклотронном диапазоне частот компоненты тензора по Стиксу могут быть приблизительно описаны следующими выражениями:

$$\varepsilon_{1} = \varepsilon_{S} = 1 + \frac{\omega_{pe}^{2}}{\omega_{ce}^{2}} - \sum_{i} \frac{\omega_{pi}^{2}}{\omega^{2} - \omega_{ci}^{2}},$$

$$\varepsilon_{2} = -\sum_{i} \frac{\omega}{\omega_{ci}} \frac{\omega_{pi}^{2}}{\omega^{2} - \omega_{ci}^{2}}.$$
(1.9)

В уравнениях (1.9) суммирование проводится по всем типам ионов, присутствующим в плазме; ω_{ci} , ω_{pi} – угловая циклотронная и пламенная частоты ионов разных типов, ω_{ce} , ω_{pe} – угловая циклотронная и пламенная частоты электронов, выражения для которых приведены в системе СГС (сантиметр-грамм-секунда) ниже.

$$\omega_{ci} = \frac{eZ_i H}{m_i c}, \, \omega_{pi} = \sqrt{\frac{4\pi n_i Z_i^2 e^2}{m_i}};$$
(1.10)

$$\omega_{ce} = \frac{eH}{m_e c}, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}; \quad (1.11)$$

где e – заряд электрона, Z_i – зарядовое число иона, m_i , m_e – масса иона и электрона, соответственно, n_i , n_e – концентрация ионов и электронов, соответственно, H – величина магнитного поля.

Спектр продольных волновых чисел k_{ll} возмущенных быстрых волн определяется геометрией антенны ИЦР-нагрева и разностью фаз между токами, протекающими в соседних петлях антенны.

Помимо выполнения резонансного условия для частот $\omega = N\omega_{ci}$, для осуществления ИЦРнагрева требуется присутствие левополяризованной компоненты электрического поля E_+ . Используя ту же аппроксимацию, что и для получения уравнения (1.8), отношение лево- и правополяризованной компонент электрического поля быстрой волны может быть записано в следующем виде [18,24]:

$$\left|\frac{E_{+}}{E_{-}}\right| \simeq \left|\frac{\varepsilon_{1} - \varepsilon_{2} - n_{||}^{2}}{\varepsilon_{1} + \varepsilon_{2} - n_{||}^{2}}\right| = \left|\frac{\varepsilon_{R} - n_{||}^{2}}{\varepsilon_{L} - n_{||}^{2}}\right|.$$
(1.12)

Хорошо известно, что ИЦР-нагрев плазмы, состоящей из ионов одного типа, на основной частоте $\omega = \omega_{ci}$ неэффективен из-за исчезновения E_+ компоненты. Ионы экранируют компоненту электрического поля, необходимую для ускорения, и быстрая волна становится полностью правополяризованной для поперечного распространения волны [18,22]. Такая схема нагрева основных ионов плазмы может быть улучшена неким образом, если ИЦР-нагрев использовать совместно с инжекцией нейтрального пучка [25].

В зависимости от того, как решается проблема экранирования E_+ компоненты, обычно различают три типа сценариев ИЦР-нагрев. Естественный способ преодолеть экранирование поляризации – это осуществлять нагрев на следующих гармониках резонанса ($N \ge 2$). Для одно-ионной плазмы можно пренебречь вкладом $n_{//}$ в уравнение (1.12) из-за условия $\omega_{pi}/\omega_{ci} >>$ $n_{//}$, и для нагрева основной компоненты плазмы на следующих гармониках это дает

$$\left|\frac{E_{+}}{E_{-}}\right|^{2} \approx \left(\frac{\omega - \omega_{ci}}{\omega + \omega_{ci}}\right)^{2} = \left(\frac{N - 1}{N + 1}\right)^{2}.$$
(1.13)

Для второй гармоники (N=2) $|E_+/E_-|=1/3$, и 10% энергии быстрой волны переносится E_+ компонентой, которые увеличиваются до 50% для более высоких гармоник. Однако, затухание на высоких гармониках, являющееся эффектом конечного ларморовского радиуса, сильно уменьшается с увеличением номера гармоники и для эффективного поглощения энергии необходимы высокие температуры плазмы, требующие предварительного нагрева.

Хотя нагрев ионов трития на второй гармонике рассматривается как основная схема ИЦР-нагрева плазмы в экспериментах ИТЭР [1], обычно в экспериментах на существующих токамаках используются различные сценарии ИЦР-нагрева, известные как нагрев ионов малой добавки. Было обнаружено, что ИЦР-нагрев происходит эффективно, если в плазму инжектировать небольшую долю ионов малой добавки (обычно ~5-10% водорода или гелия-3 к дейтериевой плазме). В такой двухкомпонентной плазме поляризация быстрой волны в основном определяется основными ионами, а частота генератора настраивается таким образом, чтобы она совпадала с основным резонансом ионов малой добавки ($\omega = \omega_{c2}$), которые эффективно поглощают мощность ВЧ нагрева за счет присутствия ненулевой компоненты E_+ . На протяжении всей работы индексами «1» и «2» обозначены основные ионы и ионы малой добавки, соответственно. Для низких концентраций ионов малой добавки поляризация быстрой волны малой добавки, соответственно. Для низких концентраций ионов малой добавки поляризация быстрой волны малой добавки, соответственно. Для низких концентраций ионов малой добавки поляризация быстрой волны малой добавки, соответственно.

$$\left|\frac{E_{+}}{E_{-}}\right|^{2} \approx \left(\frac{\omega_{c2} - \omega_{c1}}{\omega_{c2} + \omega_{c1}}\right)^{2} = \left(\frac{Z_{2} - Z_{1}}{Z_{2} + Z_{1}}\right)^{2},$$
(1.14)

где вводится обозначение $Z_i = (Z/A)_i$ для отношения зарядового числа к атомной массе ионов каждого типа. Нагрев водородной добавки в дейтериевой плазме стал наиболее

разработанным сценарием ИЦР-нагрева для токамаков. Физика ИЦР-нагрева в двух-ионной плазме в реальности значительно сложнее, чем описано выше.

Выбор состава плазмы, а именно количества разновидностей ионов и их относительных концентраций, позволяет контролировать эффективность нагрева. В двух-ионной плазме, состоящей из одного основного типа ионов и нескольких процентов ионов малой добавки с отношением заряда к массе, отличным от аналогичного отношения для основных ионов, поглощение ВЧ мощности на циклотронной частоте ионов малой добавки значительно улучшается [27,28]. Тем не менее, в случае низкой концентрации ионов малой добавки в двух-ионной плазме, поглощение ВЧ мощности ионами малой добавки сильно ограничено. С другой стороны, при значительном превышении оптимального значения концентрации малой добавки, порядка нескольких процентов, эффективность поглощения ВЧ мощности уменьшается.

Однако, существует изящный способ использовать многокомпонентную плазму для того, чтобы направить ВЧ мощность к ионам: добавить ионы третьего типа. Этот новейший сценарий нагрева обеспечивает большую гибкость в выборе трех компонентов ионов. Физическая сущность предлагаемого сценария ИЦР-нагрева может быть обобщена в следующих положениях: (i) первые два типа ионов (основные и малая добавка) определяют поляризацию волны; (ii) третья компонента плазмы (резонансный поглотитель) получает большее ускорение за счет усиленной E_+ компоненты поля и полностью меняет профиль распределения мощности путем поглощения почти всей приходящей ВЧ мощности. За счет большой величины поглощенной мощности на один резонансный ион (Z)-Y-X сценарий представляется эффективным способом генерации быстрых ионов.

Изотопы водорода обладают значениями (Z/A) = 1 (протоны), 1/2 (ионы D) и 1/3 (ионы T). Термоядерная плазма также может содержать ионы ⁴He и ионы легких примесей, высвобождаемых в результате взаимодействия плазмы со стенкой камеры. В центре высокотемпературной термоядерной плазмы присутствуют такие ионы как ⁴He, ¹²C, ¹⁶O и т.д., обычно полностью ионизованные с (Z/A)=1/2, точно также, как и ионы D. Отметим также, что ионы ³He обладают уникальным соотношением (Z/A)=2/3. Другие виды ионов, такие как ⁹Be⁴⁺, ⁷Li³⁺, ²²Ne¹⁰⁺ и т.д., обладают отношением (Z/A) в диапазоне от 0,43 до 0,45, что добавляет дополнительные возможности.

Среди всех упомянутых ионов бериллий представляет особый интерес. Плазма в токамаке JET и в будущем токамаке ИТЭР естественным образом содержит малое количество ионов примеси ⁹Be. Ионы ⁹Be могут эффективно поглощать мощность ВЧ и передавать большую часть их энергии ионам D и T во время замедления за счет столкновений, что делает данное свойство особенно привлекательным для термоядерных реакторов [29]. В качестве другого примера применения трех-ионного метода можно упомянуть наблюдаемое

паразитического поглощение мощности ИЦР-нагрева вне магнитной оси ионами примеси ⁷Li в D-T плазме токамака TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor).

Кроме того, в последнее время ИЦР-нагрев активно применяется для генерации быстрых ионов. Энергичные ионы играют важную роль в физике термоядерной плазмы [30]. Успешное зажигание термоядерной плазмы в магнитном поле основывается на хорошем удержании быстрых α-частиц (ионов ⁴He с энергией рождения 3,5 МэВ). Выполнение этого условия требуется для поддержания высоких температур плазмы и для экономичной эксплуатации термоядерного реактора [17]. Однако эти энергичные ионы ⁴He также могут вызывать неустойчивости, которые ухудшают плазменные характеристики. Для имитации поведения α-частиц, рожденных в плазме, но без непосредственного использования D-T плазмы, в последнее время широко применялся ИЦР-нагрев.

На настоящий момент эксперименты по изучению ИЦР-нагрева и выбору оптимального состава трех-ионной плазмы наиболее активно проводились на токамаке JET. Наиболее перспективным сценарием оказалось применение плазмы с содержанием малой добавки ионов ³He, например, (³He)-D-H и (³He)-D_{NBI}-D, для которых было показано эффективное поглощение на уровне 96% от всей инжектируемой мощности нагрева Р_{ИЦРН}. Кроме того, при таких сценариях плазменного разряда наблюдается эффективная генерация быстрых α-частиц, что позволило изучить удержание быстрых ионов в термоядерной плазме без использования D-T плазмы [31].

1.3. Продукты термоядерного синтеза

Еще одним из наиболее важных источников быстрых ионов в плазме токамака являются реакции термоядерного синтеза. Список основных термоядерных реакций представлен ниже, в Таблице 1.1. В Таблице 1.1. приводится параметр Q – энергия реакции, которая определяется кинетической энергией, выделяющейся или поглощающаяся в процессе реакции. Энергия реакции равна разности энергий покоя частиц в начальном (до взаимодействия) и конечном (после взаимодействия) состояниях. E_{min} является оценкой минимальной энергии быстрых частиц, необходимой для наблюдения гамма-излучения в плазме.

Быстрые ионы – продукты синтеза, взаимодействуют с другими ионами, в том числе с ионами примесей. Поэтому Таблица 1.1. также дополнена списком основных ядерных реакций на ионах примесей, наиболее часто встречающихся в плазме токамака. Особое место в этом списке продуктов термоядерного синтеза занимают α -частицы (ионы ⁴He⁺²), которые образуются в основных термоядерных реакциях T(D,n)⁴He, ³He(D, p)⁴He. Энергия родившихся в реакциях термоядерного синтеза α -частиц при их термализации передается ионам и электронам основной плазмы, чем повышает температуру плазмы и поддерживает ее горение. Поэтому информация о распределении замедляющихся α -частиц и их удержании имеет первостепенное значение.

Реакция	Энергия реакции, <i>Q</i> (МэВ)	$E_{\min}(M \ni B)$	Энергия продуктов реакции, МэВ		
Основные термоядерные реакции					
2 H(p, γ) 3 He	5,5	0,05	Ε _γ =5,5		
2 H(d, p)T	4,03	0,02	$E_{T}=1,01; E_{p}=3,02$		
2 H(d, n) 3 He	3,27	0,02	E _n =2,45; E _{3He} =0,82		
2 H(d, γ) ⁴ He	23,8	0,03	Ε _γ =23,8		
${}^{3}H(d, n){}^{4}He$	17,59	0,01	$E_{4He}=3,5, E_n=14,1$		
3 H(d, γ) ³ He	16,79	0,01	$E_{\gamma} = 16.8$		
3 He(d, p) He	18,35	0,05	$E_{4He}=3,6; E_p=14, 7$		
$\frac{4}{4}$ He(d, y) ⁶ Li	1 47	0.7	$E_{\gamma}=10,7$ $E_{\pi}=2.19$		
$\frac{3}{4}$	1, 7	0,05	$E_{\gamma} = 2,19$		
2 H(p, γ) He	19,81	0,05	Ε _γ =20		
3 H(t, 2n) 4 He	11,33	0,05			
3 He(t, p) 5 He	11,3	0,1			
3 He(t, d) ⁴ He	14,32	0,1	$E_{4He}=4,8; E_D=9,5$		
3 He(t, γ) 3 Li	15,79	0,1	$E_{\gamma}=2,17;3,65;4,31;5,36$		
4 He(t, γ) ⁷ Li	2,47	0,2	Ε _γ =0,48		
${}^{3}\text{He}({}^{3}\text{He}, 2p){}^{4}\text{He}$	12,86	0,5	F 12		
$^{3}\text{He}(^{3}\text{He}, \gamma)^{6}\text{Be}$	11,49	0,5	Ε _γ =12		
4 He(3 He, γ) $^{\prime}$ Be	1,58	0,5	E _γ =0,43		
	Ядерны	е реакции на примеся	ях		
⁶ Li(p, ³ He) ⁴ He	4,0	0,4	E _{4He} =1,7; E _{3He} =2,3		
$^{7}\text{Li}(p, \gamma)^{8}\text{Be}$	17,26	0,4	$E_{\gamma} = 17,64$		
⁹ Be(p, py) ⁹ Be	-1,67	1,7	Ε _γ =1,67; 2,43		
${}^{9}\text{Be}(p, \alpha \gamma)^{6}\text{Li}$	2,125	2,7	$E_{\gamma}=2,18;3,56$		
${}^{9}\text{Be}(p, \gamma){}^{10}\text{B}$	6,59	0,2	$E_{\gamma}=0,72; 1,02; 2,15; 3,56;$		
${}^{9}\text{Be}(d, p\gamma){}^{10}\text{Be}$	4,59	0,5	$E_{\gamma}=3,37$		
$3 \text{Be}(\mathbf{d}, \mathbf{n}\gamma)^{10} \text{B}$	4,36	0,5	$E_{\gamma}=0,72;1,02;2,15;3,56;$		
$^{9}\text{Be}(t, n\gamma)^{11}\text{B}$	9,56	0,5	$E_{\gamma}=2,12;4,44,7,29;8,92$		
${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He}, p\gamma){}^{11}\text{B}$	10,32	0,9	$E_{\gamma}=2,12; 4,44, 7,29; 8,92$		
${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He}, n\gamma){}^{11}\text{C}$	7,56	0,9	$E_{\gamma}=2,0;4,32;4,8;6,90$		
3 Be(3 He, d γ) 10 B	1,09	0,9	$E_{\gamma}=0,72;1,02;$		
$^{9}\text{Be}(^{4}\text{He}, n\gamma)^{12}\text{C}$	5,7	1,7	Ε _γ =4,44		
$^{10}B(^{4}He, p\gamma)^{13}C$	4,062	1,5	Ε _γ =3,09; 3.68; 3,85		
$^{11}B(p, \gamma)^{12}C$	15,96	1	$E_{\gamma}=3,21;4,44$		
$^{11}B(p, p'\gamma)^{11}B$	-2,12	2,2	$E_{\gamma}=2,12;$		
$^{12}C(p, p'\gamma)^{12}C$	-4,44	4,5	$E_{\gamma}=4,44;$		
$^{12}C(d, \gamma)^{14}N$	10,27	1	$E_{\gamma}=2,31;5,1$		
$^{12}C(d, p\gamma)^{13}C$	2,72	1	Ε _γ =3,09; 3,68; 3,85		
$^{12}C(^{3}He, p\gamma)^{14}N$	4,78	1,3	$E_{\gamma}=2,31;5,1$		

Таблица 1.1. – Основные термоядерные и ядерные реакции, протекающие в термоядерной плазме токамака

1.4. Быстрые ионы отдачи

Помимо быстрых ионов, возникших в плазме в результате применения дополнительного нагрева методами NBI и ИЦР, еще одним источником быстрых ионов являются близкие столкновения ионов основной плазмы (bulk plasma) с энергичными α-частицами, рожденными в DT реакции термоядерного синтеза, так называемые ионы отдачи (knock-on ions) [32]. Механизм образования высокоэнергетических ионов состоит в «близких столкновениях» α-частиц в диапазоне энергий МэВ тепловыми ионами плазмы. Под «близкими» подразумеваются столкновения, которые приводят к рассеянию α-частиц на большие углы. Затем ионы отдачи постепенно замедляются за счет сопротивления тепловых частиц (электронов и ионов) и, в конце концов, возвращаются к тепловому «ядру» распределения скоростей. Динамический баланс между процессом генерации ионов отдачи и последующим замедлением определяет плотность быстрых ионов.

Рассмотрим столкновение α -частицы с ионом с зарядом Z и массой M_Z . Обозначив ψ угол между начальным направлением движением α -частицы и конечным направлением движения иона, из законов сохранения энергии и импульса можно получить выражение для скорости конечного иона [33]:

$$v_Z = \frac{2M_\alpha}{M_\alpha + M_Z} v_\alpha \cos\psi, \qquad (1.15)$$

где v_{α} – начальная скорость α -частицы. Известное решение динамических уравнений показывает, что прицельный параметр ρ связан с углом ψ соотношением [33]:

$$\rho(\psi) = \frac{2Ze^2}{v_{\alpha}^2} \left(\frac{1}{M_Z} + \frac{1}{M_{\alpha}}\right) \operatorname{tg} \psi, \qquad (1.16)$$

где e – заряд электрона. Уравнения (1.15) и (1.16) неявно определяют зависимость ρ от v_Z .

Число α -частиц со скоростями в интервале от v_{α} до $v_{\alpha} + dv_{\alpha}$ равно [33]:

$$dn_{\alpha} = 4\pi f_{\alpha}(v_{\alpha})v_{\alpha}^2 dv_{\alpha}, \qquad (1.17)$$

где $f_{\alpha}(v_{\alpha})$ – функция распределения α -частиц, которая предполагается изотропной. Сталкиваясь с тепловыми ионами Z, плотность которых обозначается n_z , эти α -частицы вызывают рождение следующего количества ионов отдачи со скоростями в интервале от v_Z до $v_Z + dv_Z$ [33]:

$$n_Z 2\pi \rho \left| \frac{d\rho}{dv_Z} \right| dv_Z \cdot v_\alpha \cdot dn_\alpha, \tag{1.18}$$

где $\rho(v_Z)$ – прицельный параметр, определенный выше уравнениями (1.15) и (1.16).

Поделив выражение (1.18) на элементарный объем в пространстве скоростей $4\pi v_Z^2 dv_Z u$ проинтегрировав это выражение по скоростям α -частиц, можно получить мощность источника быстрых ионов *Z* в пространстве скоростей Q_Z [34]:

$$Q_{Z} = n_{Z} \frac{32\pi Z^{2} e^{4}}{v_{Z}^{5} M_{Z}^{2}} \int_{v_{\alpha}(v_{Z})}^{\infty} v_{\alpha} f_{\alpha}(v_{\alpha}) dv_{\alpha}, \qquad (1.19)$$

нижний предел интегрирования определяется следующим условием: согласно уравнению (1.15), только α-частицы со скоростью, превышающей

$$v_{\alpha}(v_Z) \equiv \frac{M_{\alpha} + M_Z}{2M_{\alpha}} v_Z \tag{1.20}$$

рождают ионы с энергией vz.

Физический смысл величины Q_Z заключается в том, что величина $Q_Z \cdot 4\pi v_Z^2 dv_Z$ дает число рожденных быстрых ионов в интервале скоростей dv_Z в единицу времени в единице объема. В качестве примера, на Рисунке 1.2 показан хвост энергетического распределения быстрых ионов D и T, рожденных в близких соударениях, в сравнении с максвелловской частью тепловых ионов D и T в реакторе ИТЭР.



Рисунок 1.2. – Хвосты энергетического распределения быстрых ионов отдачи D и T в сравнении с распределением Максвелла тепловых ионов D и T. [34]

Поскольку энергия термоядерных α -частиц много больше тепловой энергии ионов основной плазмы, последние до столкновения можно считать покоящимися. При этом условии максимальная энергия, которая может быть передана от α -частицы с энергией W_{α} иону с массой M_Z равна [33]

$$W_Z = \frac{4M_\alpha M_Z}{(M_\alpha + M_Z)^2} W_\alpha, \qquad (1.21)$$

где M_{α} – масса α -частицы. Зависимость W_Z от массы иона M_Z для энергии α -частицы с энергией 3,5 МэВ показана на Рисунке 1.3. Следует отметить, что даже для достаточно тяжелых ионов, таких как железо, их максимальная энергия находится в диапазоне МэВ.



Рисунок 1.3. — Энергетическая характеристика близких столкновений: максимально возможная энергия W_Z иона отдачи для энергии α -частицы $W_{\alpha} = 3,5$ МэВ [34].

1.5. Выводы к Главе 1

В этой главе рассмотрены основы дополнительного нагрева термоядерной плазмы на установках типа токамак. Дополнительный нагрев методами NBI и ИЦР вызывает рождение быстрых ионов в плазме токамака. Показаны процессы поглощения энергии быстрыми ионами. Рассмотрена наиболее перспективная схема трех-ионного ИЦР-нагрева, также показано применение этой схемы для имитации поведения α-частиц, рожденных в плазме, но без непосредственного использования D-T плазмы. Кроме того, перечислены основные ядерные и термоядерные реакции, протекающие в плазме токамака, приводящие к генерации быстрых частиц, а также идентифицирующие присутствие быстрых ионов в плазме. Рассмотрен процесс генерации быстрых ионов отдачи за счет близких столкновений ионов основной плазмы с энергичными α-частицами, рожденными в DT реакции синтеза.

Глава 2. Спектрометрия нейтронного и гамма-излучения, рожденного в плазме токамака

Нейтроны рождаются в большинстве современных исследовательских устройств термоядерного синтеза. Их пространственное и энергетическое распределение может быть использовано для получения информации о свойствах входящего в состав термоядерного топлива [35,36]. В самом простом случае нейтронные мониторы, состоящие из одного детектора, используются для оценки суммарной мощности и энергии термоядерного синтеза. Более совершенные инструменты, так называемые нейтронные камеры, дают информацию о пространственном распределении нейтронов (в полоидальном сечении), тем самым предоставляя данные о мощности термоядерного синтеза и профиле рождения α-частиц. Эта глава посвящена измерениям спектров нейтронного излучения из плазмы, по-другому, нейтронной спектрометрии. В данной главе представляны основы нейтронных измерений, используемые в нейтронной спектрометрии, приводятся примеры методик экспериментов и информация, которая может быть получена с помощью этих измерений. Приведен обзор систем нейтронной спектрометрии на существующих установках.

Гамма-спектрометрия плазмы представляет собой эффективный инструмент получения информации об эффективности нагрева плазмы и удержания быстрых ионов. В этой главе рассматриваются основные принципы гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы. Рассмотрены физические процессы генерации гамма-излучения в высокотемпературной плазме, а также основные физические принципы регистрации гамма-излучения. Приведен обзор методов детектирования гамма-излучения и применение этих методов на существующих плазменных установках. Токамак JET обладает наиболее совершенной системой гамма-спектрометрии среди действующих установок, приведен обзор систем гаммаспектрометрии на токамаке JET. Рассмотрены методы анализа спектров гамма-излучения, рожденного в плазме токамака.

2.1. Принципы нейтронной спектрометрии высокотемпературной плазмы

Как правило, детекторы излучений либо регистрируют заряженные частицы, либо в рабочем веществе детектора происходит образование свободных зарядов. Однако, нейтроны электрически нейтральны и не могут быть задетектированы через электромагнитное взаимодействие. При прохождении нейтронов через материал детектора никаких свободных зарядов не образуется. В этом случае для получения таких свободных зарядов используются прямые ядерные реакции. Особым благоприятным обстоятельством для обнаружения нейтронов в ядерных реакциях является то, что отсутствие кулоновского барьера не препятствует взаимодействию нейтрона с ядром. В основном для детектирования нейтронов используются следующие типы ядерных реакций [35]:

(а) Упругое рассеяние на ядре X(n,n')X'; где X' – ядро отдачи. Это ядерные столкновения/реакции «твердых шаров», обусловленные сильным ядерным взаимодействием. «Упругое» в этом контексте значит, что в результате этого взаимодействия не происходит изменения внутренней энергии ядра X, то есть ядро находится в основном энергетическом состоянии и до, и после взаимодействия. Кинематика двух тел определяет энергии вылетающих частиц. Движущееся заряженное ядро отдачи в данном случае может создать свободный заряд в материале детектора, который может быть использован для детектирования налетающего нейтрона.

Примеры реакций упругого рассеяния: $H(n,n)H(p_R)$, D(n,n)D, ⁴ $He(n,n)^4He$, ¹² $C(n,n)^{12}C$, где p_R – протон отдачи.

Системы детектирования, основанные на использовании этого типа реакций: сцинтилляционные спектрометры, времяпролетные системы и системы детектирования протонов отдачи на тонкой фольге.

(b) Ядерное неупругое рассеяние X(n,n)X^{*} с последующей регистрацией излучения, рожденного в результате распада X^{*}. Возбуждение ядра X^{*} снимается посредством нескольких различных мод распада, включая γ-переход, β-распад, испускание нейтрона и т.д.

Примеры ядерного неупругого рассеяния: 115 In(n,n) 115 In^m, где m=* – метастабильное состояние ядра.

Системы детектирования, основанные на использовании этого типа реакций: активационные фольги.

(c) Ядерные реакции типа X(n,y)Z. Существуют ядерные реакции с участием нейтронов, в результате протекания которых возникают два (или больше) заряженных продукта реакции, где $y = p, d, \alpha, ...$

Пример ядерных реакций: ${}^{12}C(n,\alpha){}^{9}Be$, ${}^{3}He(n,p){}^{3}H$, ${}^{6}Li(n,t)\alpha$.

Системы детектирования, основанные на использовании этого типа реакций: алмазные полупроводники, ³Не трубки, Li зеркальные сцинтилляторы.

(d) Реакции деления $X(n, x \times n)Y^*, Z^*$, где Y^*, Z^{*-} тяжелые заряженные продукты деления. Примеры реакций деления: $X = {}^{235}$ U, 238 U, Pu.

Системы детектирования, основанные на использовании этого типа реакций: камеры деления, лавинные счетчики с параллельными пластинами (Parallel plate avalanche counters, PPAC).

Термоядерные исследования фокусируются на плазме с содержанием изотопов водорода D и T, где основной реакцией является D+T реакция. Свойства, которые делают эту реакцию привлекательной для изучения, следующие: 1) большая высвобождаемая энергия (17,6 МэВ на одну реакцию), 2) большое сечение реакции и 3) низкий энергетический порог реакции. Сечение реакции показано на Рисунке 2.1. В термоядерных экспериментах с плазмой, содержащей D и T, основные термоядерные реакции (d + d, d + t, t + t) включают в себя следующие каналы реакций с рождением нейтронов:

d + d → ³He + n (2,45 MэB) (коэффициент ветвления = 50%); d + t → ⁴He + n (14,0 MэB) (коэффициент ветвления = 100%); t + t → ⁴He + n + n (0–8,8 MэB).

Эти реакции являются основным источником нейтронов в термоядерной плазме. Сечения этих реакций так же представлены на Рисунке 2.1. Кроме того, ионы примесей разных типов могут вызывать образование нейтронов. В термоядерной плазме такие ионы примесей могут быть как специально инжектированы в ходе осуществления различных сценариев нагрева, например, ионы ³He, так и могут быть следами протекания термоядерных реакций или примесями, попавшими в плазму с окружающих стенок камеры или других конструкционных элементов (⁹Be, ¹²C):

$$d + {}^{3}He, {}^{4}He, {}^{9}Be, {}^{12}C, \ldots \} \rightarrow n + X.$$





2.2. Детекторы, применяемые в нейтронной спектрометрии

Существует достаточно большое количество методов и способов детектирования нейтронов, которые могут быть использованы для нейтронной спектрометрии высокотемпературной плазмы [37,38]. Эти методы охватывают диапазон, начиная от маленьких компактных единичных детекторов/мониторов весом в несколько кг заканчивая специализированными инструментальными системами диагностики большого размера (несколько м³) и веса (десятки тонн). Наиболее распространенные методы детектирования

нейтронов схематично изображены на Рисунке 2.2. Большинство методов, показанных на Рисунке 2.2, описаны ниже и были протестированы и уже использовались в плазменных экспериментах.



Рисунок 2.2. – Схемы основных методов нейтронной спектрометрии. Верхняя левая схема иллюстрирует водородосодержащие сцинтилляторы, нижняя левая схема основана на алмазном полупроводнике, среднее изображение демонстрирует два варианта метода регистрации протона отдачи из тонкой фольги, правая схема иллюстрирует времяпролетную методику [35].

Упругое рассеяние нейтронов на ядре водорода H(n,n)Н позволяет реализовать более продвинутые методы регистрации нейтронов, такие как времяпролетные установки (time of flight, TOF) и регистрация протона отдачи из тонкой фольги (thin proton recoil, TPR).

Времяпролетные нейтронные спектрометры

Метод ТОF основан на простой идее: измерение времени t_{TOF} , за которое нейтрон преодолевает известное расстояние *L*. Отсюда можно вычислить скорость нейтрона, $v = L/t_{\text{TOF}}$, и в конечном итоге определить нерелятивистскую энергию нейтрона как:

$$E_n = \frac{m_n v^2}{2} = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{L}{t_{TOF}}\right)^2.$$
 (2.1)

Здесь m_n – масса нейтрона. В методе ТОF используется конфигурация двойного рассеяния нейтрона, где один и тот же нейтрон детектируется дважды набором из двух детекторов S1 (старт) и S2 (стоп) для создания временной привязки, а фиксированное расстояние между детекторами и время пролета между ними определяют скорость нейтрона. Принципиальная схема этого метода показана на Рисунке 2.3. Стоит отметить, что в обоих детекторах S1 и S2 фактический измеренный сигнал обусловлен протонами отдачи. Чтобы обеспечить достаточную амплитуду сигнала (протона) в упругом рассеянии в детекторе S1, детектора совпадений S2 располагают под некоторым углом, α , относительно вылетающего из плазмы нейтрона. Вылетающие нейтроны обычно формируют «пучок» посредством коллиматоров, расположенных между диагностическим оборудованием и плазмой.



Рисунок 2.3. – Принцип метода двойного рассеяния нейтронов, используемого для измерения времени пролета нейтронов [35].

Времяпролетные установки TOFOR [39–41] и TOFED [42, 43] установлены и обеспечивают нейтронные спектрометрические измерения на токамаках JET и EAST, соответственно. Ниже приведено описание спектрометра TOFOR [44], который был установлен на JET в 2005 году. Детектор был спроектирован исходя из следующих требований [45]:

- Проведение измерений в D плазме, где средняя энергия нейтронов $E_n \approx 2,45$ МэВ;
- Энергетическое разрешение, соответствующее $T_i \approx 4$ кэB, т.е. $dE/E \approx 6,6\%$;
- Спектрометр должен обеспечивать высокую скорость счета с максимальным значением ≈ 500 кГц;
- Это должна быть простая и надежная конструкция, в частности, учитывая большое пространство, требуемое для S2 детекторов для обеспечения высокой эффективности.

ТОFOR представляет собой систему из набора быстрых сцинтилляционных детекторов NE213, соединенных с фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), с углом $\alpha = 30^{\circ}$ и L = 1,22 м (Рисунок 2.3), что дает среднее время пролета нейтрона с энергией $E_n = 2,45$ МэВ $t_{TOF} = 65$ нс. Схема TOFOR представлена на Рисунке 2.4 (левый рисунок): набор из пяти стартовых S1 детекторов, каждый из которых представляет собой диск радиусом $R_{SI} = 20$ мм и толщиной $t_{SI} = 5$ мм, что в итоге составляет толщину детектирующего материала 25 мм и геометрическую толщину 27 мм. Разделение S1 на несколько детекторов увеличивает скорость счета, поскольку характеристики длительности импульса, ФЭУ и электроника сбора данных устанавливают предел скорости счета в каждом отдельном канале детектора на уровне около 1 МГц. Набор из 32 стоп-детекторов S2 в форме лопастей формируют структуру «зонта», которая расположена симметрично относительно оси симметрии прибора, совпадающей с коллимированным пучком нейтронов. Расположение спектрометра относительно камеры JET показано на Рисунке 2.4 (правое изображение). ТОГОR установлен в верхней лаборатории

(Roof Laboratory) JET на расстоянии около 19 метров от центра плазмы с вертикальной линией обзора, проходящей через центр плазмы. Коллиматор интегрирован в пол Roof Laboratory, который обладает толщиной около 2 метров и выступает также в качестве радиационной защиты. С учетом геометрического фактора, наклона детекторов S2 и электроники суммарное энергетическое разрешение, которое было достигнуто, составило $dE/E \approx 7\%$ для $E_n = 2,5$ МэВ.



Рисунок 2.4. – Левый рисунок – схематичное изображение спектрометра TOFOR на токамаке JET. Правый рисунок – схема расположения спектрометра TOFOR относительно камеры токамака JET. Красная область обозначает область обзора спектрометра [35].

Метод регистрации протонов отдачи из тонкой фольги

Метод регистрации протонов отдачи из тонкой фольги (thin foil proton recoil, TPR) также основан на упругом n-p рассеянии. Но, в отличие от TOF метода, в TPR используется однократное рассеяние нейтрона на протоне, и дальнейшие взаимодействия нейтрона не детектируются. Методика основывается на измерении энергии протона отдачи, рассеянного в ограниченный диапазон углов, предпочтительно в прямом направлении. Существенную роль в реализации этого метода играет толщина самой фольги, которая должна быть достаточно тонкой для того, чтобы избежать больших и неизвестных потерь энергии протонами в фольге. На практике для первичного рассеяния используются тонкие фольги CH₂. Преимущество этого метода заключается в том, что эти фольги могут быть полностью пассивными, и любые измерения активного сигнала выполняются вне коллимированного пучка нейтронов. Такое отделение п-р-рассеяния от фактического измерения упрощает конструкцию и делает возможным защиту активных детекторов до любого желаемого уровня. Таким образом, этот метод может обеспечить превосходное отношение сигнала к фону, что позволяет измерять очень слабые компоненты спектра нейтронов. Основной принцип метода TPR заключается в том, что нейтроны из плазмы коллимируются в нейтронный пучок, после чего этот пучок взаимодействует с водородосодержащей фольгой и некоторые нейтроны испытывают упругое n-р рассеяние, а протоны отдачи покидают фольгу. Измеряется энергия частиц, покинувших фольгу под определенным углом относительно направления движения пучка нейтронов.

Также существует модификация метода TPR, где к протонам отдачи прикладывается магнитное поле – MPR (magnetic proton recoil) метод. В этом методе используется магнитный спектрометр для выделения протонов, рассеянных вперед, в соответствии с их импульсом (энергией), как следует из циклотронного уравнения: $B\rho = p/q$, где B – прикладываемое магнитное поле, ρ – радиус изгиба траектории частицы, p – импульс частицы, q – заряд частицы. Из уравнения следует, что приблизительный радиус изгиба равен $\rho = 0,7$ м для энергии протонов $E_p = 14$ МэВ при значении приложенного магнитного поля B = 1 Тл, что позволяет обеспечить измерения 14-МэВ DT-нейтронов.

Спектрометр, основанный на методе MPR, был установлен на токамаке JET на расстоянии около 8 м от центра плазмы в 1996 [35,46] и предоставил множество данных нейтронной спектрометрии. Некоторые ранние результаты могут быть найдены в работах [35,47,48]. MPR спектрометр на JET представлен на Рисунке 2.5. Активная система детектирования состоит из 32 элементов быстрого пластикового сцинтилляционного годоскопа, расположенных приблизительно в фокальной плоскости магнитной системы на расстоянии примерно 1,5 м от нейтронного пучка (фольги). MPR спектрометр был разработан для измерения нейтронов с энергией 14 МэВ из DT реакции. Энергетическое разрешение этого спектрометра для 14-МэВ нейтронов составляет dE/E = 2.5%.



Рисунок 2.5. – Схематическое изображение MPR спектрометра на токамаке JET. Верхний рисунок: вид сбоку в разрезе, демонстрирующий бетонную защиту, систему магнитного спектрометра (разделенную на два «диполя»), нейтронный коллиматор, сцинтилляционный годоскоп. Нижний рисунок: более детальное изображение магнитной системы и системы детекторов [35].

Метод MPR предоставляет возможность создать гибкую спектрометрическую систему, которая в какой-то степени была реализована на токамаке JET. Магнитное поле спектрометра может варьироваться в диапазоне 0 < B < 1,4 Тл, а также имеется несколько рассеивающих

фольг, установленных в виде карусели, и несколько отверстий для входа протонов отдачи в магнитную систему. Такая конфигурация позволяет комбинировать различные настройки, чтобы получить наилучшие характеристики для конкретной ситуации измерения: толстые фольги и большие протонные апертуры дают большую эффективность, но худшее энергетическое разрешение, и, наоборот, тонкие фольги и малые протонные апертуры улучшают энергетическое разрешение при уменьшении эффективности регистрации. В 2005 году было проведена модернизация оригинального MPR спектрометра (MPRu) [35], в ходе которой оригинальный годоскоп с 37 сцинтилляторами был заменен на систему из 32 элементов, состоящей из так называемых фосвичных сцинтилляторов. MPR/MPRu спектрометр успешно работал в основной DT кампании JET по в 1997 году, а также в кампании по исследованию следов трития в 2003 году. Также этот спектрометр является основным нейтронным спектрометром для измерения 14-МэВ нейтронов в DT кампании JET, которые проводятся в настоящее время [35].

Большинство описанных выше устройств, применяемых в нейтронной спектрометрии, обладают несколькими основными недостатками: большие размеры установок и, как следствие, дороговизна создания подобных устройств. Большие размеры спектрометрических устройств накладывают ограничение на их повсеместное использование – для их размещения требуется большое пространство в зале токамака. Кроме того, времяпролетные спектрометры требуют достаточно высокого уровня защиты от рассеянного нейтронного излучения. Как правило, эта задача решается расположением устройств такого типа за пределами зала токамака за биологической защитой, что так же накладывает серьезные ограничения на их использование на большинстве существующих установок. Тем не менее, спектрометрия нейтронного излучения предоставляет крайне важную информацию с точки зрения диагностики быстрых ионов и термоядерной плазмы в целом. Поэтому на небольших термоядерных установках и на установках, где не представляется возможным установка массивных времяпролетных и TPR/MPR спектрометров, эффективным инструментом для обеспечения нейтронных измерений являются компактные нейтронные спектрометры.

Алмазные детекторы

Алмаз представляет собой интересный материал для детектирования нейтронов с целью диагностики термоядерной плазмы по ряду причин:

- Существует ряд «удобных» каналов ядерных реакций с участием нейтрона, в некоторых из которых рождаются только заряженные частицы в конечном состоянии. Это свойство обеспечивает достаточную эффективность и возможность осуществить спектрометрию нейтронного излучения;
- Это механически очень прочный и химически безопасный материал (не токсичный, стойкий и инертный ко многим химическим веществам и т.д.);

Алмаз выдерживает высокие температуры;

– Утверждается, что алмаз устойчив к радиации.

Нейтроны низкой энергии (например, нейтроны, рожденные в D плазме) взаимодействуют с алмазным детектором посредством двух основных каналов реакции на углероде:

• $n + {}^{12}C \rightarrow n + {}^{12}C$ (упругое рассеяние),

• $n + {}^{12}C \rightarrow {}^{13}C^*$ (захват нейтрона).

При более высоких энергиях нейтронов, начиная примерно от $E_n > 5$ МэВ, становятся доступны еще несколько каналов реакции (для нейтронов, рожденных в DT плазме):

•
$$n + {}^{12}C \rightarrow n' + {}^{12}C^* (Q = -4,44 \text{ M}3B);$$

• $n + {}^{12}C \rightarrow \alpha + {}^{9}Be (Q = -5,70 \text{ M}3B);$
• $n + {}^{12}C \rightarrow n' + 3\alpha (Q = -7,27 \text{ M}3B);$
• $n + {}^{12}C \rightarrow {}^{12}B + p (Q = -12,59 \text{ M}3B);$
• $n + {}^{12}C \rightarrow {}^{11}B + d (Q = -13,73 \text{ M}3B);$
• $n + {}^{12}C \rightarrow {}^{11}B + n + p (Q = -15,96 \text{ M}3B).$

В зависимости от энергии нейтрона взаимодействие с алмазом происходит по одному из восьми вышеперечисленных каналов реакции, что создает достаточно сложную картину. Поэтому для использования алмазных детекторов в нейтронных измерениях требуется процедура калибровки, которая включает в себя получение отклика детектора на моноэнергетическое нейтронное излучение и моделирование кинематики реакции. Характерный отклик алмазного детектора на моноэнергетическое нейтронное излучение энергией 20 МэВ показан на Рисунке 2.6.



Рисунок 2.6. – Отклик алмазного детектора на моноэнергетические нейтроны с E_n = 20 МэВ. Некоторые области спектра идентифицированы по каналу реакции и значению *Q*. Пики на спектре соответствуют каналам реакции с рождением только заряженных частиц, а уширенные области – каналам реакции с рождением как минимум одной нейтральной частицы (нейтрона) [35].

Существует два типа алмазных детекторов:

- Детекторы на природных алмазах
- Синтетические алмазные пленки, изготовленные методом химического осаждения из газовой фазы (Chemical Vapor Deposit, CVD)

Технология CVD в настоящее время активно развивается, что способствует получению синтетических алмазов с высокой эффективностью и хорошими спектрометрическими характеристиками. В целом, алмазные спектрометры используются в измерениях высокоэнергетических нейтронов, так как основные каналы ядерных реакций нейтронов на углероде имеют высокий энергетический порог. К недостаткам алмазных спектрометров является их относительно низкая эффективность, что является следствием их небольшого объема <1 мм³. Как следствие, алмазные детекторы не используются в экспериментах с дейтериевой плазмой.

На токамаке JET в настоящее время используются две сборки алмазных детекторов: детектор на основе одного кристалла с тангенциальной линией обзора и пиксельная матрица 3х4 из 12 кристаллов с радиальной, вертикальной линией обзора, показанная на Рисунке 2.7. [49,50].



Рисунок 2.7. – Левый рисунок – схема 3х4 пиксельного алмазного детектора, установленного на токамаке JET. Правый рисунок – фотография алмазного детектора перед установкой [49].

Детекторы на основе неорганических сцинтилляционных материалов

Одной из последних разработок с потенциалом применения в нейтронных измерениях, в частности, в спектрометрии быстрых нейтронов, является сцинтилляционный материал CLYC [51,52]. Химический состав этого материала следующий: Cs₂LiYCl₆:Ce, где химические элементы, представляющие интерес с точки зрения регистрации нейтронов, – это в основном Li и Cl. Этот материал предоставляет возможность обеспечить нейтронные измерения в смешанном радиоактивном поле, состоящем из тепловых и быстрых нейтронов в сочетании с большой гамма-составляющей. Реакции, представляющие интерес с точки зрения изтерес и измерений:

 ⁶Li(n,α)³H (Q = 4,8 MэB), беспороговая реакция, которая подходит для измерения тепловых нейтронов. Эта реакция может быть использована для спектрометрических
целей несмотря на то, что сечение в тепловой области энергий нейтронов имеет тенденцию маскировать эффекты, связанные с быстрыми нейтронами.

- ⁷Li(n,αn)³H (Q = -2,5 M₃B), пороговая реакция, чувствительная к количеству быстрых нейтронов. Однако в конечном состоянии рождаются три частицы, включая нейтрон, что не позволяет использовать эту реакцию для спектрометрии нейтронов.
- ³⁵Cl(n,p)³⁵S (Q = 0,61 МэВ). Этот канал реакции с рождением только заряженных частиц может потенциально быть использован в целях нейтронной спектрометрии.

Ниже перечислены некоторые полезные свойства CLYC. В первую очередь, это высокое энергетическое разрешение порядка $dE/E \sim 4\%$ для гамма-квантов с энергией $E_{\gamma} = 662$ кэВ. Такое разрешение хуже, чем разрешение полупроводниковых детекторов, например, алмазных, но сравнимо с большинством других недавно разработанных неорганических сцинтилляторов, таких как LaBr₃ и CeBr₃. Формы отклика на нейтроны и гамма-кванты для этого детектора значительно отличаются и показаны на Рисунке 2.8.а), что позволяет разделить нейтронные и гамма-события с помощью методов разделения по форме импульса. Рисунок 2.8.b) иллюстрирует возможность разделения различных каналов взаимодействия регистрируемого излучения с помощью анализа форм импульсов. Из рисунка видно, что нейтронные реакции хорошо отделяются от гамма-реакций.



Рисунок 2.8. – а) Формы отклика детектора CLYC на нейтронное и гамма-излучение. b) Разделение различных каналов взаимодействия регистрируемого излучения с материалом детектора CLYC, полученное с помощью анализа форм импульсов [35].

К недостаткам использования неорганических сцинтилляторов с присутствием хлора для спектрометрических нейтронных измерений можно причислить высокую эффективность регистрации гамма-излучения и относительно низкую эффективность регистрации нейтронов. Последнее обстоятельство является следствием относительно низкого сечения реакции 35 Cl(n,p)³⁵S. Следует также отметить сильную энергетическую зависимость сечения этой реакции в области 2,5 МэВ: с увеличением энергии нейтрона с 2,42 до 2,64 МэВ сечение увеличивается с 16,6 до 50 мбн [53].

Спектрометры на основе органических сцинтилляторов

Органические сцинтилляторы широко используются в экспериментальной ядерной физике с середины XX века. Это объясняется тем, что органические сцинтилляторы обладают высоким световыходом, коротким временем высвечивания и дают возможность отделять импульсы, вызванные регистрацией нейтронов, от событий регистрации гамма квантов по форме импульса детектора.

Основным механизмом детектирования нейтронов в материалах с высоким содержанием водорода является упругое рассеяние нейтронов на протонах. При упругом рассеянии нейтронов в веществе возникают ядра отдачи, энергия которых *E_R* связана с начальной энергией нейтронов *E_n* соотношением

$$E_R = \alpha \cdot E_n \cdot \cos^2\theta, \tag{2.2}$$

где *θ* – угол рассеяния; *α* – коэффициент, равный

$$\alpha = \frac{4mM_R}{(m+M_R)^2} \approx \frac{4A}{(1+A)^2},$$
(2.3)

где m – масса нейтрона, M_R – масса ядра отдачи. При рассеянии на водороде α =1 и формула (2.3) упрощается:

$$E_P = E_n \cos^2\theta. \tag{2.4}$$

Протоны отдачи вызывают в веществе детектора сцинтилляции – световые вспышки, амплитуда которых однозначно связана с энергией протона так называемой функцией световыхода. Для органических сцинтилляторов функция световыхода является нелинейной функцией, причем в органических кристаллах (стильбен, антрацен, и др.) наблюдается зависимость световыхода от направления движения протона относительно главной кристаллографической оси. Световая вспышка преобразуется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в электрический импульс, который усиливается и регистрируется затем многоканальным амплитудным анализатором.

В Таблице 2.1. приведены характеристики некоторых сцинтилляционных органических материалов, применяемых для регистрации нейтронов.

Таблица 2.1. Основные физические характеристики органических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Световыход %	$\lambda_{max, HM}$	τ _б , нс	<i>ρ</i> , г/см ³	H:C	Показатель
	антрацен					преломления
Антрацен (С ₁₄ Н ₁₀)	100	447	30	1,25	0,714	1,62
Стильбен (C ₁₄ H ₁₂)	50	400	6,2	1,16	0,857	1,626
BC-418 (plastic)	67	391	1,4	1,032	1,1	1,58
NE-213 (liquid)	78	425	3,7	0,874	1,213	1,51
BC-501A (liquid)	78	425	3,2	0,874	1,212	1,53

Энергетическое распределение протонов отдачи в органическом сцинтилляторе имеет форму прямоугольной ступени. Однако, распределение амплитуд электрических импульсов имеет существенно другой вид благодаря статистическому размытию края ступени и искажению ее формы за счет нелинейности световыхода, вкладу в распределение ядер отдачи углерода, многократному рассеянию нейтронов, краевым эффектам (выход протонов из сцинтиллятора до передачи сцинтиллятору всей энергии) и др. На Рисунке 2.9 показаны рассчитанные амплитудные спектры, создаваемые моноэнергетическими нейтронами с энергией 4 МэВ, с учетом искажений, вызванные вторичным рассеянием и краевым эффектом [54].



Рисунок 2.9. – Расчетные спектры импульсов протонов отдачи, образованных в кристалле стильбена моноэнергетическими нейтронами с энергией 4 МэВ: (а) — идеальное распределение протонов без учета энергетического разрешения и нелинейности световыхода; (b) — то же, но спектр "размыт" энергетическим разрешением (15%); (c) — искажение из-за краевого эффекта для толщины кристалла 1 мм; (d) — искажение из-за двукратного рассеяния на водороде в кристалле толщиной 10 мм [54].

Популярными материалами, применяемыми на термоядерных установках, являются жидкие органические сцинтилляторы NE213 и BC-501A со схожими параметрами. Это объясняется относительной дешевизной сцинтиллятора, возможностью создавать детекторы с большим объемом рабочего вещества, а также хорошими свойствами для селекции нейтрон/гамма событий. Жидкий сцинтилляционный материал Bicron BC-501A обладает световыходом с максимальной длиной волны 425 нм и короткой, средней и длинной составляющими с временем затухания 3,16 нс, 32,3 нс и 270 нс соответственно [55]. Органические сцинтилляторы чувствительны к нейтронному и гамма-излучению, которое возбуждает органические молекулы BC-501A на разных уровнях, создавая импульсы с разными задними фронтами, что позволяет разделять нейтронные и гамма-события достаточно хорошо. Рисунок 2.10 иллюстрирует возможность разделения различных каналов взаимодействия регистрируемого излучения с помощью анализа форм импульсов [56].



Рисунок 2.10. – а) Соотношение интегралов длинной/короткой компонент импульсов для измерений в поле ⁹Ве+р реакции по сравнению с общим интегралом под импульсом. Синий прямоугольник демонстрирует область светодиодных (LED) импульсов, применяемых для автономной коррекции усиления. Красная линия с двумя наклонами используется для разделения нейтронного и гамма-излучения. b) Качественная оценка нейтрон-гамма разделения в канале амплитуды импульсов PH 200, отмеченная вертикальной черной линией на (а). PH-канал #200 соответствует энергии излучения $E_{\text{light}} \sim 1$ MeVee (MeV electron equivalent, электронный эквивалент МэВ) [56].

Компактный нейтронный спектрометр на основе жидкого сцинтиллятора был установлен на токамаке ASDEX Upgrade (AUG) в 2008 году [57]. Спектрометр состоит из детектора на основе жидкого сцинтилляционного материала Bicron BC-501A с размерами Ø50,8мм×50,8мм и новой цифровой системы сбора и обработки информации, включающей функцию селекции нейтрон/гамма событий по форме [58,59]. В качестве светоприемника в детекторе использован ФЭУ Photonis XP 2020 SN. Для коррекции температурной зависимости сцинтиллятора BC-501A в системе компактного нейтронного спектрометра был установлен светодиод, подсвечивающий сцинтиллятор периодическими световыми импульсами.

Полная процедура калибровки компактного нейтронного спектрометра была проведена путем измерения пучков моноэнергетических нейтронов с известным флюенсом на ускорителе РТВ. Это позволило провести измерение функций отклика компактного нейтронного спектрометра, которые затем будут использованы для получения амплитудных спектров нейтронов и для последующего извлечения соответствующего энергетического спектра нейтронов [60]. Компактный нейтронный спектрометр представлен на Рисунке 2.11а) в том виде, в котором он был установлен на токамаке AUG [61]. Его длина составляет около 50 см, и сам детектор виден слева перед нейтронным коллиматором в бетонной стене. Компактный нейтронный спектрометр просматривает плазму радиально в экваториальной плоскости токамака на расстоянии около 11 м от центра плазмы (Рисунок 2.11b)) через преколлиматор и коллиматор. Пре-коллиматор представляет собой полиэтиленовый куб со стороной 60 см. Он имеет отверстие 8,8 см в центре и расположен на расстоянии около 4,8 м от центра плазмы. Коллиматор представляет собой цилиндрическое отверстие в бетонной стене толщиной 2 м, ограждающей токамак. Интегральная линия обзора компактного нейтронного спектрометра радиально перекрывает около 132 см² плазменного шнура в районе тороидальной магнитной оси.



Рисунок 2.11. – а) Компактный нейтронный спектрометр, установленный на токамаке AUG перед нейтронным коллиматором длиной 2 м, проделанным в бетонной стене. b) Схематическое изображение расположения компактного спектрометра (вид сверху) в экваториальной плоскости токамака на расстоянии 11 м от центра плазмы с обозначенной пунктиром линией обзора, проходящей через пре-коллиматор и коллиматор [61,62].

На Рисунке 2.12 показаны спектры, измеренные спектрометром BC-501A в экспериментах ASDEX Upgrade с инжекцией пучка нейтральных атомов дейтерия в дейтериевую плазму перпендикулярно магнитному полю (зеленая линия) и параллельно ему (красная линия). Более широкий спектр соответствует случаю инжекции перпендикулярно магнитному полю, что согласуется с кинематикой в лабораторной системе координат.



Рисунок 2.12. – Аппаратурные спектры спектрометра BC-501A, зарегистрированные в разряде ASDEX Upgrade №26939 с инжекцией пучка нейтральных атомов дейтерия в дейтериевую плазму перпендикулярно магнитному полю (зеленая линия) и параллельно ему (красная линия).

2.3. Принципы гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы

Гамма-излучение является одним из конечных продуктов двух-частичных в начальном состоянии ядерных реакций, инициированных атомарными или ионными составляющими плазмы [63]. Эти реакции могут быть прямыми (одноступенчатыми), такими как:

$$d + {}^{3}\text{He} \rightarrow \gamma + {}^{5}\text{Li}, \qquad (2.5)$$

или могут протекать через составное ядро (двухступенчатые реакции), такие как $\alpha + {}^{9}\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}^{*}$ (4,44 МэВ) + n с последующей реакцией ${}^{12}\text{C}^{*}$ (4,44 МэВ) $\rightarrow \gamma + {}^{12}\text{C}$, где энергия возбуждения промежуточного возбужденного состояния компаунд-ядра ${}^{12}\text{C}$ указана в скобках.

Энергия гамма-излучения определяется одновременно законами сохранения энергии и импульса в реакции. Физика, описанная в этом разделе, развита в работе [64]. В общем случае:

$$M_1 + M_2 \to M_3 + \gamma \tag{2.6}$$

$$E_{\gamma} = E_0 + Q(1 - Q/(2M_3))(1 + 2(v_{\rm CM}/c)\cos(\theta))$$
(2.7)

где $Q = M_1 + M_2 - M_3$, M – массы покоя; $E_0 = E_1 + E_2$ – сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц в системе центра масс (с.ц.м.); $v_{\rm CM}$ – скорость центра масс взаимодействующих частиц относительно наблюдателя (в лабораторной системе координат, л.с.к.); θ – угол вылета гамма-излучения в л.с.к. относительно направления движения центра масс начальных частиц.

В уравнении (2.7), предполагается нерелятивистское приближение для кинетических энергий и импульсов взаимодействующих частиц, т.е. $E_i \ll Q \ll M_i$. Это приближение хорошо удовлетворяет рассматриваемым в настоящее время условиям плазмы. Предполагая, что плазма обладает температурой 10^8 K (kT = 8,3 кэВ), основные компоненты плазмы будет иметь кинетическую энергию в диапазоне 10 кэВ. Значение Q для реакции d + ³He $\rightarrow \gamma$ + ⁵Li, например, составляет около 16 МэВ, а энергии покоя взаимодействующих ионов составляют несколько ГэВ.

Уравнение (2.7) позволяет определить энергию гамма-излучения из энергий начальных взаимодействующих частиц. В тепловой плазме энергии взаимодействующих частиц описываются распределением Максвелла-Больцмана, максимум которого находится при энергии kT/2. Однако, энергии взаимодействующих частиц, которые преобладают в реакции, не обязательно находятся на пике теплового распределения. При энергиях, встречающихся в экспериментах с плазмой, взаимодействующие частицы имеют энергии значительно ниже разделяющего их кулоновского барьера. Следовательно, сечения реакции быстро падают по мере приближения энергии к нулю. Действительно, зависимость сечений от энергии примерно аналогична квантово-механической вероятности проникновения кулоновского барьера:

$$\sigma(E) = S(E)/Ee^{-\left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)},$$
(2.8)

где S(E) – «астрофизический *S*-фактор», который в отсутствии узких резонансов представляет собой слабо изменяющуюся функцию от энергии, а $b = 31,28Z_1Z_2A^{1/2}$ кэВ^{1/2} с атомным номером *Z* и приведенным атомным весом *A*, измеряемых в атомных единицах массы (а.е.м.).

Тогда число гамма-квантов, рожденных в ядерных реакциях, в единице объема выражается как:

$$R = n_1 n_2 (1 + \delta_{12})^{-1} \langle \sigma v \rangle, \tag{2.9}$$

где n_1 и n_2 – плотности взаимодействующих частиц, δ_{12} – дельта-функция Кронекера, равная единице для идентичных частиц и нулю для частиц разного типа, $\langle \sigma v \rangle$ – интеграл взвешенного по скорости произведения поперечного сечения и распределения взаимодействующих частиц, то есть для теплового распределения:

$$\langle \sigma v \rangle = \int v(E)\sigma(E)[2(E^{\frac{1}{2}}/kT)e^{-E/kT}/(\pi kT)^{\frac{1}{2}}]dE, \qquad (2.10)$$

где выражение в квадратных скобках в уравнении (2.10) является энергетическим распределением Максвелла-Больцмана, нормированного на единицу.

Поскольку, как указано выше, сечение реакции спадает в области низких энергий, энергия, при которой подынтегральная функция в уравнении (2.10) достигает максимума, находится выше пика в распределении. Для теплового распределения этот максимум энергии называется пиком Гамова, который физически представляет собой максимальное перекрытие распределения, уменьшающегося при высоких энергиях, и сечения, уменьшающегося при низких энергиях, и который принимает значение

$$E_{\rm G} = (\pi \alpha Z_1 Z_2 kT)^{2/3} (M_1 M_2 / (M_1 + M_2))^{1/3}, \qquad (2.11)$$

где *α* – постоянная тонкой структуры. Ширина (полная ширина на половине высоты, ПШПВ) этого пика приблизительно описывается следующим выражением:

$$\Delta E_{\rm G} = (16E_{\rm G}kT/3 + 5.4Q^2kT/M_3)^{1/2} \tag{2.12}$$

В качестве примера рассмотрим реакцию $d^{+3}He \rightarrow \gamma + {}^{5}Li$. Эта реакция наблюдалась в экспериментах на токамаках TFTR, JET и JT-60. S-фактор и сечение этой реакции представлены на Рисунках 2.13 и 2.14, соответственно.



Рисунок 2.13. – S-фактор для $d+{}^{3}He \rightarrow \gamma +{}^{5}Li$ реакции [63].



Рисунок 2.14. – Сечение $d+{}^{3}He \rightarrow \gamma +{}^{5}Li$ реакции [63].

Скорость этой реакции для термоядерной плазмы, согласно уравнению (2.10), показана на Рисунке 2.15.





Можно оценить выход гамма-излучения для двух идеальных случаев:

- (1) Моноэнергетический пучок дейтерия инжектируется в холодную ³Не плазму. Предполагается, что плотность ³Не составляет $n_{3He} = 10^{14}$ см⁻³, а пучок дейтерия с энергией 100 кэВ в л.с.к. и потоком $\varphi_d = 6,0 \times 10^{16}$ дейтронов в см⁻²с⁻¹. Из Рисунка 2.14 следует, что сечение реакции при этой энергии $\sigma \sim 10^{-6}$ б = 10^{-30} см², а выход реакции будет $Y\gamma = n_{3He}\varphi_d\sigma = 6,0$ см⁻³с⁻¹. Энергия гамма-излучения из уравнения (2.7) будет составлять $16,48 \pm 0,11$ МэВ в зависимости от пространственной ориентации детектора гамма-излучения относительно направления пучка дейтерия. Действительная скорость счета будет зависеть от расположения детектора, его защиты, собственной эффективности детектора.
- (2) Термоядерная d-³He плазма существует при температуре 10^8 K (kT = 8,34 кэB). Для этой реакции при этой температуре энергия пика Гамова из уравнения (2.11) $E_G = 54$ кэB, а $\langle \sigma v \rangle \approx 5 \times 10^{-24}$ см³с⁻¹ при этой температуре. Следовательно, для плотности дейтерия 10^{14} см⁻³ и плотности малой добавки ³He 10^{12} см⁻³ выход гамма-излучения будет равен $Y\gamma =$

 $n_d n_{3He} \langle \sigma v \rangle \approx 5 \times 10^2 \text{ см}^{-3} \text{c}^{-1}$ или $5 \times 10^8 \text{ м}^{-3} \text{c}^{-1}$. Таким образом, из уравнения (2.7) энергия наблюдаемого гамма-излучения будет обладать приблизительно симметричным распределением с центром распределения в $E_{\gamma} = Q(1-Q/(2M_3))+E_G = 16,405 \text{ МэВ.}$ Ширина распределения определяется совокупностью уширения за счет эффекта Доплера (усредненного по множителю $\cos(\theta)$ в уравнении (2.7)), ширины пика Гамова (уравнение (2.12)) и собственной ширины основного состояния ядра-продукта реакции. В случае протекания реакции d + ³He $\rightarrow \gamma$ +⁵Li ширина основного состояния ядра ⁵Li составляет 1,5 МэВ. Как и в предыдущем случае, измеренная скорость счета будет зависеть от параметров детектирующей установки.

Для того, чтобы вычислить скорость реакции для нетепловой плазмы, нагретой с помощью дополнительного нагрева методами NBI или ИЦР, должно быть соответствующим образом изменено энергетическое распределение взаимодействующих частиц.

2.4. Детекторы, применяемые в гамма-спектрометрии высокотемпературной плазмы

В этом разделе приводится обзор детекторов гамма-излучения различных типов, а также некоторых методов анализа, которые применяются в измерении гамма-излучения, рожденного в термоядерном синтезе. Следует отметить, что детекторы гамма-излучения используются во многих областях фундаментальной и прикладной ядерной физики таких, как исследование ядерных структур, нейтронной активации, биомедицинской томографии, а настоящий обзор ограничен детекторами гамма-излучения, используемыми в условиях измерений высокотемпературной плазмы.

Условия, при которых данные измерения проводятся, достаточно сложные. В заданном объеме плазмы может возникать несколько различных источников гамма-излучения, рожденного в ядерных реакциях. Выходы этих реакции должны измеряться в условиях фона, созданного высокими потоками нейтронов, а также гамма-фона, индуцированного нейтронами. Следовательно, детекторы гамма-излучения должны обладать достаточно хорошим энергетическим разрешением при работе в условиях высокой скорости счета. Кроме того, детекторы должны обладать достаточно высокой эффективностью регистрации гамма-излучения для того, чтобы обеспечить измерение за относительно короткое время статистически значимого количества отсчетов, такого, что в итоге могла быть восстановлена временная эволюция генерации термоядерного гамма-излучения в течение одного плазменного разряда. И последнее, детекторы должны выдерживать некоторый уровень потока нейтронов, рождающийся в широком классе высокотемпературной плазмы. Существующие технологии предоставляют два типа детекторов гамма-излучения, удовлетворяющих этим требованиям: сцинтилляционные и полупроводниковые детекторы [65].

В обоих типах детекторов гамма-излучение при взаимодействии с веществом детектора рождает свободный электрон, энергия которого сравнима с энергией гамма-излучения за счет фотоэлектрического эффекта, комптоновского рассеяния, или образования электронпозитронных пар, в которых энергия пары равна энергии гамма-излучения за вычетом энергии массы покоя пары (1,022 МэВ). В случае сцинтилляторов электрон генерирует вспышку света в видимом (или близком к видимому) диапазоне по мере того, как электрон (и позитрон в случае образования пар) замедляется в детекторе. Этот свет может быть преобразован в электрический импульс с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). В полупроводниковом детекторе энергичный электрон (или позитрон) теряет энергию, рождая лавину свободных электронов, которые под действием электрического поля продвигаются из донорной зоны в валентную зону, что приводит к возникновению электрического импульса. В обоих случаях замедление (и последующая аннигиляция позитрона) происходит относительно быстро, менее чем за наносекунду, и возникающий электрический импульс, амплитуда которого приблизительно пропорциональна энергии, выделяемой электронами и позитронами в детекторе, может быть измерен. Важно отметить, что энергия ожидаемого гамма-излучения из термоядерной плазмы превышает несколько МэВ, и, следовательно, доминирующим процессом взаимодействия этого гамма-излучения с материалом детектора является рождение электрон-позитронных пар. Наблюдаемым следствием этого преобладания будет то, что энергия, выделяемая в детекторе, равна полной энергии гамма-излучения, если оба гаммакванта с энергией 0,511 МэВ, возникающих при аннигиляции позитрона, поглощаются в детекторе. Если один из аннигиляционных гамма-квантов вылетит из объема детектора, суммарная зарегистрированная энергия будет равна энергии начального гамма-излучения минус 0,511 МэВ. Это явление соответствует наблюдению на спектре «пика одиночного вылета». Если оба аннигиляционных кванта вылетят из объема детектора, зарегистрированная энергия будет равна энергии начального гамма-излучения минус 1,022 МэВ, что соответствует «пику двойного вылета» на спектре.

Полупроводниковые детекторы (преимущественно на основе особо чистого германия, HPGe) обеспечивают превосходное энергетическое разрешение по сравнению со сцинтилляционными детекторами благодаря тому, что заряд в полупроводнике от преобразованного гамма-излучения собирается напрямую. Однако, учитывая текущий уровень развития технологий этих двух классов детекторов, полупроводниковые детекторы реже используются для наблюдения термоядерного гамма-излучения. Причин этому несколько. Во-первых, сцинтилляционные кристаллы детекторов производятся с большими объемами, чем полупроводниковые, что позволяет обеспечить большую эффективность регистрации. Вовторых, стоимость полупроводниковых детекторов больших объемов значительно превышает стоимость сцинтилляторов. И наконец, полупроводниковые детекторы значительно более

чувствительны к повреждению (деградации), вызываемой нейтронными потоками, ухудшающему рабочие характеристики, чем сцинтилляционные детекторы.

В настоящее время для измерения гамма-излучения и термоядерного гамма-излучения, в частности, используется ряд сцинтилляционных материалов. Кристалл йодида натрия, NaI(Tl), широко применяется за счет своей высочайшей эффективности сцинтилляции (доли энергии гамма-излучения, преобразованной в флуоресцентную энергию) в совокупности с относительно быстрым временем затухания сцинтилляций, доминирующая составляющая которого составляет 230 нс. Йодид цезия, CsI(Tl), является другим широко применяемым сцинтилляционным материалом в гамма-спектрометрии. CsI(Tl) обладает более высокой эффективностью в пике полного поглощения по сравнению с NaI(Tl). Недостаток детекторов CsI(Tl) проявляется при высоких скоростях счета, так как постоянная высвечивания сцинтиллятора составляет около 1000 нс. Другой тяжелый сцинтиллятор с очень высокой эффективностью в пике полного поглощения за счет высокого значения Z, применяемый в гамма-измерениях, – это германат висмута, Bi₄Ge₃O₁₂, известный, как BGO. Этот сцинтиллятор обладает относительно быстрой постоянной затухания (300 нс). Но имеет достаточно низкий световыход, который находится на уровне 8% относительно световыхода NaI(Tl), что приводит к худшему энергетическому разрешению. Достаточно привлекательным для гамма-спектрометрии является сцинтилляционный материал фторид бария, BaF₂, из-за своей высокой эффективности за счет высокой плотности вещества. Обладая относительно высоким световыходом, этот материал характеризуется сверхбыстрыми и медленными компонентами затухания флуоресценции: 0,7 нс и 600 нс, что позволяет обеспечить хорошее временное разрешение и высокую скорость счета. Недостаток сцинтиллятора BaF₂ заключается в том, что обе составляющие длины волны, 220 нм и 310 нм, находятся в ультрафиолетовой части спектра. Эти характеристики требуют использования специальных ФЭУ с кварцевым окном и фотокатодом, чувствительным к ультрафиолетовому излучению, или использования фильтров смещения длины волны.

На данный момент для гамма-спектроскопии доступны новые тяжелые сцинтилляторы с плотностью вещества от 5,3 г·см⁻³ до 8,3 г·см⁻³: LSO, LYSO, LuAP и LaBr₃(Ce). Это довольно быстрые сцинтилляторы с постоянной затухания около 40 нс. Сцинтилляторы LaBr₃(Ce) – 'BriLanCe' (Saint-Gobain Crystals) и Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO₅(Ce) – 'LYSO' представляют наибольший интерес с точки зрения исследований термоядерной плазмы. Эти материалы обладают коротким временем затухания, 16 и 40 нс, и высоким световыходом, 63 и 27 фотонов на 1 кэВ, соответственно (для сцинтиллятора NaI(Tl) световыход равен 38 фотонов на 1 кэВ). Характеристики этих сцинтилляторов позволяют увеличить предел для скорости счета, при этом улучшить энергетическое разрешение для измерения гамма-излучения в диапазоне энергий 0,5-30 МэВ.

2.5. Гамма-спектрометрические системы на существующих установках

Проведя краткий обзор доступных сцинтилляционных материалов, следует перечислить конкретные детекторы гамма-излучения, которые использовались в экспериментальных исследованиях гамма-излучения высокотемпературной плазмы. Первые спектры гамма-излучения из реакций синтеза были измерены на токамаке Doublet-III [66] с помощью детектора на основе кристалла NaI(Tl) диаметром 5 см и 5 см длиной. Детектор был помещен в свинцовый коллиматор на расстоянии 4 м от центра токамака таким образом, что детектор обозревал плазму тангенциально. 8-миллиметровый свинцовый слой перед коллиматором устранял жесткое рентгеновское излучение из плазмы и низкоэнергетическое гамма-излучение. Сигнал ФЭУ записывался многоканальным амплитудным анализатором. С помощью этого детектора было измерено гамма-излучение из $D(p,\gamma)^{3}$ Не во время инжекции водородного пучка.

На токамаке TFTR для измерений гамма-излучения использовались детекторы NaI(Tl) и NE213 [67]. Детекторы были помещены в компактный ящик на полу экспериментального зала с габаритными размерами около 2 м в ширину, 2 м в длину и 1 м в высоту, состоящий из вложенных друг в друга слоев бетона, полиэтилена, карбоната лития и свинца. Детекторы обозревали вакуумную камеру TFTR сквозь цилиндрический коллиматор длиной 1,5 м и диаметром 20 см в ящике. Для измерений фонового гамма-излучения использовался кристалл сцинтиллятора NaI(Tl) диаметром 10 см и длиной 10 см. Гамма-излучение во время нагрева ³Не плазмы инжекцией дейтериевого пучка наблюдалось с помощью цилиндрического детектора на основе жидкого фторуглеродного сцинтиллятора NE213 длиной 12,7 см и диаметром 12,7 см. Это чувствительный к нейтронному излучению сцинтиллятор с быстрой постоянной высвечивания (≈ 2 нс).

Токамак JET имеет наиболее совершенную систему гамма-спектрометрии среди действующих токамаков. На токамаке JET энергетические спектры гамма-излучения измеряются с помощью различных устройств с горизонтальной и вертикальной линиями обзора [68-74]. В ранних экспериментах BGO детектор диаметром 75 мм и длиной 75 мм располагался в хорошо защищенном бункере с тангенциальной линией обзора. Для снижения потока нейтронов и гамма-фона коллиматор, находящийся перед детектором, был заполнен полиэтиленом. За сцинтилляционным детектором располагается дополнительная ловушка излучения из полиэтилена и свинца. Гамма-излучение непрерывно записывалось во всех разрядах токамака JET в энергетическом диапазоне 1÷28 МэВ с энергетическим разрешением около 4% на энергии 10 МэВ. Два дополнительных спектрометра: NaI(TI) детектор Ø125 мм × 150 мм и BGO детектор Ø75 мм × 75 мм – были установлены в помещении лаборатории, находящейся над экспериментальным залом (Roof Laboratory). Эти спектрометры обозревали плазму вертикально через центр плазмы [75].

Пространственное распределение источника гамма-излучения в плазме JET измерялось с помощью монитора нейтронного профиля [69], который обычно использовался для нейтронных и гамма-измерений. Система измерения профиля нейтронного излучения JET состоит из двух камер. Вертикальная камера включает в себя 9 линий обзора; горизонтальная камера обеспечивает 10 линий обзора плазмы JET. Схема расположения вертикальной и радиальной нейтронных камер показана на Рисунке 2.16. Несмотря на то, что монитор нейтронного профиля JET был разработан для нейтронных измерений, а защита и сами детекторы не вполне подходят для измерения гамма-излучения, в некоторых разрядах с нагревом только методом ИЦР измерения гамма-излучения возможны за счет использования различных характеристик формы импульса, демонстрируемых NE213 для нейтронов и гаммаквантов [68,70].

Для измерения профиля гамма-излучения в энергетическом диапазоне $E_{\gamma} > 1$ МэВ были разработаны две сборки малогабаритных гамма-детекторов, встроенных в систему измерения нейтронного профиля. Гамма-детекторы использовали те же каналы коллиматоров нейтронных камер, что и нейтронные детекторы. Сборки гамма-детекторов состояли из 9 кристаллов CsI(Tl) (10×10×15 мм), соединенных с лавинными фотодиодами, в вертикальной камере и 10 аналогичных детекторов в горизонтальной камере. Для проведения измерений гамма-детекторы были размещены перед детекторами нейтронов в каждом коллимационном [71]. Сборки детекторов были оснащены системой позиционирования, канале устанавливающей детекторы на линиях обзора плазмы при гамма-измерениях, либо убирающих их с линий обзора в экспериментах с высоким выходом нейтронов.



Рисунок 2.16. – Схема вертикальной и горизонтальной нейтронных камер JET, используемых для пространственных измерений профиля гамма-излучения [69]

Система гамма-спектрометрии на токамаке JET была модернизирована в преддверии экспериментов с DT-плазмой [73] и схематично представлена на Рисунке 2.17.



Рисунок 2.17. – Вид в полоидальном разрезе (слева) и вид сверху (справа) линии обзора вертикального и горизонтального гамма-спектрометров и гамма-камеры

Были разработаны и изготовлены два спектрометра большого размера на основе сцинтиллятора LaBr₃(Ce) Ø76,2 мм × 152,4 мм [73], которые были установлены в Roof Laboratory и имели вертикальную линию обзора плазмы (Рисунок 2.17). В некоторых разрядах один из вертикальных детекторов LaBr₃(Ce) заменяется полупроводниковым спектрометром на основе особо чистого германия (High Purity Germanium, HPGe) [74], который обеспечивает регистрацию гамма-излучения с высокой эффективностью и с очень высоким энергетическим разрешением (2,4 кэВ на энергии E_y=1332 кэВ), что позволяет наблюдать уширение гаммалиний за счет эффекта Доплера на зарегистрированном спектре. Используемый в ранних экспериментах спектрометр на основе кристалла BGO с квазитангенциальной линией обзора также был заменен на детектор LaBr₃(Ce) (Ø76,2 мм × 152,4 мм) [75]. Фотография тангенциального спектрометра LaBr₃(Ce), используемого в измерениях на токамаке JET, в сборке представлена на Рисунке 2.18 [76]. В тангенциальном спектрометре полиэтиленовый аттенюатор был заменен на аттенюатор на основе гидрида лития (LiH) [74]. В коллиматоре одного из вертикальных LaBr₃(Ce) спектрометров был установлен LiH аттенюатор с естественным соотношением изотопов длинной 400 мм в дополнение к существующему LiH фильтру размерами Ø30 мм × 300 мм, обогащенному изотопом ⁶Li [71].



Рисунок 2.18. – Детектор LaBr₃(Ce) Ø76.2 мм × 152.4 мм, разработанный для JET. [76]

Сигнал со спектрометров LaBr₃(Ce) записывается в так называемой сегментной моде [77], когда каждый электрический импульс с ФЭУ оцифровывается только в том, случае, когда превышает некоторый предустановленный пороговый уровень. В его амплитуда оцифровки экспериментах используется система на основе усовершенствованной архитектуры телекоммуникационных вычислений (Advanced Telecommunications Computing Architecture, ATCA) с частотой оцифровки 400 МГц и разрядностью 14 бит. Данная система записывает отдельные формы импульсов и их временную отметку, которая сообщает, когда произошло каждое событие регистрации гамма-излучения. Анализ амплитуд импульсов производится в режиме офлайн с применением усовершенствованного метода определения амплитуды, основанного на фитинге с использованием известных параметров формы импульса [77]. Данный метод обеспечивает разделение наложенных импульсов с получением информации об амплитуде импульса и времени его начала [78]. Система управления и контроля (Control and Monitoring, C&M) [79], основанная на светодиодном источнике и оптоволоконном кабеле, подводящем свет к детектору, обеспечивает периодическую подсветку ФЭУ детектора, которая используется для контроля и коррекции возможных сдвигов усиления спектрометра, которые могут возникнуть во время разрядов плазмы.

Энергетическое разрешение для LaBr₃(Ce) спектрометров составляет 3,5% для энергии E_{γ} =662 кэВ от ¹³⁷Cs источника.

В дополнение к высокоэффективным спектрометрам была модернизирована гаммакамера, которая в настоящее время состоит из 19 компактных LaBr₃(Ce) детекторов с 10 горизонтальными и 9 вертикальными линиями обзора, заменивших CsI(Tl) детекторы (Рисунок 2.17, левое изображение). Гамма-камера позволяет получить 2D профили гаммаизлучения в плазме. Детекторы изготовлены из кристаллов сцинтиллятора LaBr₃(Ce) Ø25 мм × 17 мм, соединенных с детекторами света с кремниевым фотоумножителем на основе многопиксельного счетчика фотонов (Multi Pixel Photon Counter, MPPC) [77]. Выходной сигнал от каждого детектора подается в систему сбора цифровых данных на основе АТСА, которая способна оцифровывать и одновременно обрабатывать сигналы со скоростью 200 млн отсчетов/с и разрядностью 13 бит. [79].

2.6. Анализ спектров гамма-излучения, рожденного в плазме

2.6.1. Анализ интенсивностей линий гамма-излучения

Быстрые ионы в плазме взаимодействуют друг с другом в термоядерных реакциях, а также с ионами легких примесей, таких как 12 C и 9 Be, в ядерных реакциях. Эти реакции, перечисленные в Таблице 1.1. Главы 1, Раздел 1.3., сопровождаются излучением гамма-квантов определенной энергии (гамма-линий), соответствующей энергии гамма-переходов в ядрах-продуктах, возбужденных в ядерных реакциях. Гамма-линии позволяют идентифицировать протекание определенных реакций, свидетельствуют о присутствии быстрых ионов в плазме, предоставляют информацию о пространственном и энергетическом распределении быстрых ионов в плазме.

Восстановление функции энергетического распределения быстрых ионов происходит в два этапа. На первом шаге восстанавливается распределение гамма-излучения, рожденного в плазме, с помощью методов деконволюции спектров гамма-излучения, измеренных гаммадетектором. Второй шаг представляет собой восстановление распределения ионов из полученного спектра гамма-излучения, рожденного в плазме. Метод деконволюции описан в работах [78,80] и реализован в коде DeGaSum. Спектр, зарегистрированный гамма-детектором *S*(*E*) может быть представляен в форме свертки:

$$S(E) = \int_0^{+\infty} f_{\gamma}(E')h(E,E')dE' + n(E), \qquad (2.13)$$

где $f_{\gamma}(E')$ – спектр гамма-излучения, рожденного в плазме, h(E,E') – функция отклика детектора, n(E) – Пуассоновский шум, т.е. отклонения, распределенные по Пуассону, а E, E' – энергия гамма-излучения. Функции отклика гамма-детекторов обычно рассчитываются с помощью методов Монте-Карло, например, с помощью кода MCNP (Monte Carlo N Particle Code). На Рисунке 2.19а) представлен спектр гамма-излучения, зарегистрированный в разряде

во время экспериментов на токамаке JET с NBI инжекцией и $3\omega_{c4He}$ нагревом ионов ⁴He в гелиевой плазме с малой добавкой D-ионов (черные точки) [80]. После применения процедуры деконволюции был восстановлен спектр гамма-излучения из плазмы (красная линия), на котором были обнаружены гамма-пики с энергией 3,09, 3,68, 3,85 МэB из ¹²C(d,pγ)¹³C реакции и 3,21 и 4,44 МэB из ⁹Be(α ,nγ)¹²C реакции.

Функция распределения быстрых ионов может быть восстановлена из интенсивностей гамма-линий, обнаруженных в спектре, с использованием функций возбуждения гамма-переходов. Интенсивность гамма-перехода определяется физическими параметрами плазмы:

$$I_{f,b}^{s} = \int d^{3}\mathbf{r} \, n_{f}(\mathbf{r}) n_{b}(\mathbf{r}) \int d^{3}v \, \sigma_{f,b}^{s} \left(|v| \right) f_{f}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \,, \qquad (2.14)$$

где n_f , n_b – плотность быстрых ионов f и ионов примесей b; $\sigma_{f,b}^s(|v|)$ – парциальное сечение гамма-перехода (сечение процессов, приводящих к возбуждению энергетического состояния конечного ядра-продукта реакции, возбуждение которого снимается данным гаммапереходом); $f_f(v)$ – функция распределения быстрых ионов f; v – скорость быстрых ионов. Первый интеграл берется по объему плазмы, видимому детектором. Зная из эксперимента интенсивности нескольких гамма-линий $s_1...s_N$ из реакции между ионами f и b и предполагая, что параметры плазмы слабо изменяются в наблюдаемом объеме плазмы, можно составить систему уравнений, решение которой позволяет получить функцию распределения быстрых ионов $f_f(v)$ и плотности n_f .

В связи с ограниченным числом наблюдаемых гамма-линий и, следовательно, небольшим количеством уравнений в системе, функцию распределения ионов в формуле (2.14) необходимо задавать аналитической функцией с малым числом параметров. В некоторых случаях, распределение ионов может описываться распределением Максвелла с температурой *T* как единственным свободным параметром. Кроме того, в сценариях с ИЦРнагревом на третьей гармонике резонанса распределение быстрых ионов может быть описано в виде решения Стикса уравнения Фоккера-Планка [23], в котором также задействовано небольшое число свободных параметров, описывающих функцию энергетического распределения ионов: перпендикулярное волновое число k_{\perp} распространяющейся в плазме волны ИЦР-нагрева и численный коэффициент *K*, соответствующий доле поглощенной плазмой мощности ИЦР-нагрева [23, 80]. Данные, представленные на Рисунке 2.19а), в совокупности с известными парциальными сечениями обнаруженных гамма-переходов были использованы для восстановления функции энергетического распределения быстрых ионов ⁴Не и D представлены на Рисунке 2.19b), а использованные парциальные сечения – на Рисунке 2.20.



Рисунок 2.19. – а) Черные точки: спектр гамма-излучения, измеренный в разряде токамака JET #54168 с ионным циклотронным нагревом инжектированного пучка ⁴He в ⁴He плазму с малой добавкой D. Красная линия: восстановленный спектр-гамма излучения, рожденного в плазме. b) Восстановленные энергетические распределения быстрых ионов D (красная линия) и ⁴He (синяя линия), полученные из анализа верхнего спектра с использованием формализма Стикса [80]



Рисунок 2.20. – а) Функции возбуждения гамма-переходов 3,09, 3,68 и 3,85 МэВ в реакции ${}^{12}C(d,p\gamma){}^{13}C$ [81]. b) Функции возбуждения гамма-переходов 4,44 и 3,22 МэВ в реакции ${}^{9}Be(\alpha,n\gamma){}^{12}C$ [82, 83]

Однако в разрядах плазмы с более сложными сценариями дополнительного нагрева, например, в трех-ионном ИЦР-нагреве с инжекцией нейтрального пучка, распределение быстрых ионов имеет более сложную не-Максвелловскую форму, которая на данный момент не описывается аналитически и может быть смоделирована только численно [84,85]. Кроме того, данный метод анализа гамма-спектров требует детальной информации о функциях возбуждения гамма-переходов, что является проблемой для некоторых ядерных реакций, поскольку они недостаточно хорошо изучены в диапазоне энергий быстрых ионов, достижимых на действующих термоядерных установках.

2.6.2. Анализ Доплеровской формы гамма-линий

Для диагностики удерживаемых термоядерных α-частиц был предложен метод, основанный на анализе Доплеровской формы линии γ-излучения 4,44 МэВ, связанной с ядерной реакцией ⁹Be(α,nγ)¹²C между α-частицами и примесью бериллия, обычно присутствующей в плазме [86,87]. В отличие от реакций радиационного захвата, в этом типе

ядерных реакций эффект Доплера является основным механизмом уширения пиков. Эксперименты на ускорителях [86] показали, что Доплеровская форма γ-линий зависит от энергии α-частиц, углового распределения нейтронов и γ-квантов и параметров п-γ угловой корреляции, которые также зависят от энергии [88,89]. Для изучения распределений быстрых частиц по форме уширенных линий гамма-переходов в измерениях необходимо использовать спектрометры с высоким энергетическим разрешением на основе полупроводниковых HPGe детекторов.

Примеры уширенных и смещенных за счет эффекта Доплера гамма-линий 4,44-МэВ, измеренных с помощью НРGe детектора в экспериментах на пучке циклотрона ФТИ им. А.Ф. Иоффе, представлены на Рисунке 2.21. На Рисунке 2.21а) показаны формы линии 4,44 МэВ, измеренные при различных углах обзора мишени детектором относительно направления движения пучка α-частиц с энергиями 2,0 МэВ (верхний) и 3,2 МэВ (нижний) [87]; на Рисунке 2.21b) – формы линии 4,44 МэВ, измеренные при угле 0° обзора мишени детектором относительно направления движения пучка α-частиц с энергиями 2,0 МэВ (верхний) и 3,2 МэВ (нижний) [87]; на Рисунке 2.21b) – формы линии 4,44 МэВ, измеренные при угле 0° обзора мишени детектором относительно направления движения пучка α-частиц с энергиями 1,9, 3,3, 4,0 и 6,5 МэВ [83].



Рисунок 2.21. – Экспериментальные спектры гамма-излучения с энергией 4,44 МэВ из ${}^{9}\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ реакции, измеренные с помощью НРGе гамма-детекторов в экспериментах на пучках ускоренных α -частиц: а) формы линии 4.44 МэВ, измеренные при различных углах обзора мишени детектором относительно направления движения пучка α -частиц с энергиями 2,0 МэВ (верхний) и 3,2 МэВ (нижний) [87]; b) формы линии 4,44 МэВ, измеренные при угле 0° обзора мишени детектором относительно направления движения пучка α -частиц с энергиями 1,9, 3,3, 4,0 и 6,5 МэВ [83]

Ниже описан механизм влияния эффекта Доплера на энергию зарегистрированного гамма-кванта. В случае реакции типа $A + b \rightarrow C^* + d$, $C^* \rightarrow C + \gamma$ это смещение может быть определено из следующей формулы:

$$E_{\gamma}(E_{b},\theta_{\gamma},\vartheta,\varphi) = E_{\gamma 0}\left(1 + \frac{V_{c}}{c}\cos(\theta_{\gamma}) - \frac{V_{c}}{c}\left(\cos(\vartheta)\cos(\theta_{\gamma}) + \sin(\vartheta)\sin(\theta_{\gamma})\right) \cdot \cos(\varphi)\right), (2.15)$$

где $E_{\gamma 0}$ – энергия гамма кванта в системе испускающего ядра, V_c – скорость в системе центра масс (с.ц.м.) (скорость компаунд-ядра), V_c – скорость ядра отдачи C после испускания легкой

частицы в с.ц.м., c – скорость света, θ_{γ} – угол между направлением движения быстрого иона b и линией обзора детектора, ϑ и φ – углы между направлениями вылета легкой частицы d и гамма кванта в двух плоскостях, E_b – энергия быстрого иона b. Скорости V_c и V_c определяются следующим образом:

$$V_{c}(E_{b}) = \sqrt{\frac{2E_{b}}{(m_{A} + m_{b})^{2}/m_{b}}}, \quad (2.16)$$
$$V_{c}(E_{b}) = \sqrt{\frac{2E_{d}}{(m_{A} + m_{b} - m_{d})^{2}}}, \quad (2.17)$$

где m_A – масса ядра мишени A (масса ядра ионов основной плазмы или ионов примесей); m_b – масса ядра быстрого иона b; m_d – масса ядра испущенной третьей частицы d; E_d – энергия испущенной третьей частицы d:

$$E_d(E_b) = \left(E_b \frac{m_A}{m_A + m_b} + Q - E_{\gamma 0}\right) \cdot \left(\frac{m_A + m_b - m_d}{m_A + m_b}\right), \quad (2.18)$$

где *Q* – энергия реакции.

Энергетическое распределение гамма квантов в спектре может быть описано следующим образом:

$$S(E, E_b, \theta_{\gamma}) = 2 \int_0^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\vartheta \sin(\vartheta) w(E_b, \vartheta) \cdot \exp\left(\frac{-(E - E_{\gamma}(E_b, \theta_{\gamma}, \vartheta, \varphi)^2)}{2\sigma^2}\right), \quad (2.19)$$

где σ – энергетическое разрешение детектора, $w(\vartheta)$ – угловая зависимость вероятности вылета продукта реакции в с.ц.м. относительно направления движения налетающего ядра. Угловая зависимость может быть выражена через полиномы Лежандра:

$$w(E_b,\theta) = \sum_{k=0} [a_k(E_b) \cdot P_k(\cos\theta)], \qquad (2.20)$$

где P_k – полином Лежандра соответствующего порядка, а a_k – численный коэффициент.

Также существует угловая зависимость интенсивности гамма-излучения, которая также описывается разложением по полиномам Лежандра:

$$q(E_b, \theta_{\gamma}) = \sum_{k=0} \left[b_k(E_b) \cdot P_k(\cos \theta_{\gamma}) \right], \qquad (2.21)$$

где P_k – полином Лежандра соответствующего порядка, а b_k – численный коэффициент.

Когда пучок моноэнергетических ионов с энергией E_b и функцией углового распределения, $A(\theta_{\gamma})$ (где θ_{γ} – угол между направлением пучка ионов и линией обора детектора) взаимодействует с ядрами мишени, гамма спектр, зарегистрированный детектором, принимает следующую форму:

$$S(E, E_b) = \int_0^{\pi} S(E, E_b, \theta_{\gamma}) q(\theta_{\gamma}) A(\theta_{\gamma}) d\theta_{\gamma}. \qquad (2.22)$$

Сечение реакции определяет реальную интенсивность гамма-излучения. Введем форму гамма спектра, нормированного на единицу:

$$S^{n}(E, E_{b}) = \frac{S(E, E_{b})}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(E', E_{b}) dE'}.$$
 (2.23)

Затем, если налетающие ионы имеют функцию распределения по энергии f(E), общий спектр гамма-излучения описывается выражением:

$$S^{t}(E) = \int_{0}^{+\infty} \sigma(E_{b}) \cdot f(E_{b}) \cdot n_{b} \cdot n_{A} \cdot S^{n}(E, E_{b}) dE_{b}, \qquad (2.24)$$

где n_b , n_A – концентрация взаимодействующих быстрых ионов и ионов примеси, $\sigma(E_b)$ – сечение ядерной реакции.

Из измеренного спектра гамма-излучения $S^e(E)$ может быть найдена функция энергетического распределения $f(E_b)$ и функция углового распределения $A(\theta_{\gamma})$ быстрых ионов путем минимизации функции невязки $||S^e(E) - S^t(E)||$. Оптимальный способ определения искомых функций углового и энергетического распределения заключается в их параметризации какой-либо заданной формой: $f(E) = f(E, P_1, P_2, P_3, ...)$, где $P_1, P_2, P_3, ... –$ параметры функции распределения. Например, в качестве функции параметризации может выбрано распределение Максвелла с единственным параметром, температурой ионов. На настоящий момент известно, что распределение ионов не описывается распределением Максвелла и обладает гораздо более сложной формой.

Кроме того, возможно реализовать поиск распределений $f(E_b)$ и $A(\theta_{\gamma})$ в форме интервальной функции, полагая распределение в каждом интервале равномерным. Рассмотрим интервальное представление на примере функции углового распределения $A(\theta_{\gamma})$. Угловой диапазон θ_{γ} делится на *n* интервалов, в каждом из которых значение функции $A(\theta_{\gamma}^{i-1} < \theta_{\gamma} < \theta_{\gamma}^{i})$ задается константой A_i . Тогда спектр гамма-излучения в каждом угловом интервале принимает следующую форму:

$$S_{i}(E, E_{b}) = \int_{\theta_{i}-1}^{\theta_{i}} S(E, E_{b}, \theta_{\gamma}) q(\theta_{\gamma}) d\theta_{\gamma}, \qquad (2.25)$$

Нормированная форма, описывающая спектр, имеет следующий вид:

$$S_{i}^{n}(E, E_{b}) = \frac{S_{i}(E, E_{b})}{\int_{-\infty}^{+\infty} S_{i}(E', E_{b})dE'}.$$
 (2.26)

а суммарный спектр по всему диапазону углов описывается следующей суммой:

$$S(E, E_b) = \sum_{i=1}^{n} A_i \cdot S_i^n(E, E_b).$$
 (2.27)

В таком случае форма спектра гамма-излучения принимает следующий вид:

$$S^{t}(E) = \int_{0}^{+\infty} \sigma(E_{b}) \cdot f(E_{b}, P_{1}, P_{2}, P_{3}, ...) \cdot n_{b} \cdot n_{t} \cdot \sum_{i=1}^{n} A_{i} \cdot S_{i}^{n}(E, E_{b}) dE_{b} = \sum_{i=1}^{n} A_{i} \cdot \int_{0}^{+\infty} \sigma(E_{b}) \cdot f(E_{b}, P_{1}, P_{2}, P_{3}, ...) \cdot n_{b} \cdot n_{t} \cdot S_{i}^{n}(E, E_{b}) dE_{b}.$$
(2.28)

Коэффициенты углового и/или параметры функции энергетического распределения ионов $P_1, P_2, P_3, ...$ могут быть найдены путем минимизации функции невязки $||S^e(E) - S^t(E)||$. Данная процедура была реализована в коде DeGaSum.

2.7. Выводы к Главе 2

В этой главе рассмотрены существующие ядерно-физические методы регистрации нейтронов, применяемые в нейтронных измерениях в экспериментах на плазменных установках. Большинство доступных методов были реализованы на существующих токамаках, и в этой главе проведен обзор нейтронных детектирующих систем, реализованных на плазменных установках.

Также были рассмотрены физические процессы генерации гамма-излучения в высокотемпературной плазме и основные физические принципы регистрации гамма-излучения. Применение методов регистрации гамма-излучения рассмотрено на примере системы гамма-спектрометрии токамака JET, где реализовано большинство доступных методов регистрации гамма-излучения. Рассмотрены методы анализа спектров гамма-излучения, рожденного в плазме токамака по интенсивности регистрируемого излучения и по форме гамма-линии, уширенной за счет эффекта Доплера.

Рассмотренные методы нейтронной и гамма спектрометрии были применены в исследованиях, описанных в Главах 3, 4 и 5.

Глава 3. Разработка и создание нейтронных спектрометрических систем на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе

В этой главе приводится описание нейтронных спектрометрических систем, разработанных на токамаках в ФТИ им. А.Ф Иоффе ТУМАН-3М и Глобус-М2. Оба токамака оснащены инжекторами нейтральных частиц для дополнительного нагрева плазмы. На данных установках активно проводятся эксперименты по инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую плазму, в которых наблюдается рождение DD-нейтронов с энергией 2,45 МэВ. Задача систем нейтронной спектрометрии заключается в обеспечении нейтронных измерений в данных экспериментах. Системы нейтронной диагностики на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2 были разработаны с применением компактных нейтронных спектрометров на основе органического сцинтиллятора ВС501-А. Данный тип детекторов нейтронного излучения требует проведения процедуры калибровки, которая включает в себя описание процедуры цифровой обработки сигнала и определение функций отклика детектора на моноэнергетическое нейтронное излучение. В этой главе описана процедура калибровки нейтронных спектрометров ВС501-А, а также представлены результаты калибровки нейтронных спектрометров, проведенной на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Приводятся результаты измерения нейтронных потоков с помощью описанных систем диагностики на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2.

3.1. Калибровка компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого сцинтиллятора BC-501А на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Модернизация токамака Глобус-М (новое название – Глобус-М2) и установка второго, более мощного инжектора нейтральных частиц потребовала разработки современной системы нейтронной диагностики плазмы. При рассмотрении возможных вариантов разрабатываемой системы, был сделан выбор в пользу компактных спектрометров, использующих жидкий сцинтиллятор BC-501A, хорошо себя зарекомендовавший в экспериментах на токамаках ASDEX Upgrade и JET. Планировалось, что нейтронные спектрометры BC-501A будут использованы в экспериментах с нейтральной инжекцией на токамаках Глобус-М2 и ТУМАН-3М. В рамках данной работы на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе была проведена калибровка этих спектрометров [90].

Калибровка нейтронных спектрометров на основе органических сцинтилляторов играет важнейшую роль в процессе измерения нейтронных распределений. Процедура калибровки включает в себя описание форм импульсов и их разделение, измерение функций отклика детекторов на моноэнергетическое нейтронное излучение и определение эффективности регистрации нейтронов.

Функция отклика сцинтилляционного детектора на моноэнергетическое излучение в МэВ-ном диапазоне энергий, определяемая потерями энергии ядер отдачи в сцинтилляторе, может иметь сложную форму, которая не всегда может быть описана аналитически или численно. Нейтронные сцинтилляционные детекторы, в отличие от детекторов гаммаизлучения, демонстрируют нелинейность в энергетической калибровке, которая связана с нелинейностью зависимости потерь энергии ядра отдачи от энергии, переданной ядру нейтронами. Следовательно, предпочтение отдается использованию аппаратурных спектров, измеренных детектором при облучении его моноэнергетическими нейтронами, в качестве функций отклика.

Существенной проблемой в калибровке нейтронных спектрометров является отсутствие естественных источников моноэнергетических нейтронов. Обычно используются источники на основе нейтронов, испущенных в результате протекания ядерных реакций. Типичный нейтронный источник представляет собой нейтронный генератор на основе DD или DT ядерной реакции, которые производят нейтроны только с двумя энергиями, 2,5 и 14 МэВ. Для обеспечения широкого диапазона энергий нейтронов используются ядерные реакции с участием изотопов водорода и гелия, ускоренных на ускорителях любого типа: линейного или циклотрона, с использованием легких мишеней, как правило на основе бериллия. Эксперименты по калибровке нейтронных спектрометров обычно основываются на времяпролетной методике, согласно которой нейтроны с одной энергией отделяются от остального спектра по времени пролета нейтрона от источника до детектора. Такая методика требует точной временной синхронизации и достаточно большого расстояния между источником нейтронов и мишенью [56,62,91,92].

3.1.1. Описание экспериментальной установки для калибровки нейтронных сцинтилляционных спектрометров

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе в ходе подготовки к спектрометрическим измерениям на токамаках Глобус-М2 и ТУМАН-3М была разработана оригинальная методика для измерения функций отклика сцинтилляционного спектрометра на моноэнергетические нейтроны, основанная на регистрации нейтронов методом совпадений с гамма-квантами при облучении пучком ионов ⁴Не бериллиевой мишени на циклотроне [90].

На циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе была проведена серия экспериментов по измерению функций отклика компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A. В экспериментах на циклотроне ускорялись ионы ${}^{4}\text{He}^{+2}$ до энергий 2,055, 5,53, 6,05 и 10,08 МэВ и были измерены функции отклика двух нейтронных спектрометров. В измерениях была использована мишень ⁹Ве толщиной 111 мкг/см², напыленная на танталовую подложку с толщиной 0,5 мм. Ионный ток, проходящий через мишень во время измерений, находился в диапазоне 1-10 мкА.



Рисунок 3.1. – Нейтронный детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора ВС-501А Ø50,8 мм × 50,8 мм. Размеры детектора – Ø76,2 мм × 270,4 мм

В экспериментах были измерены функции отклика двух нейтронных спектрометров. В абсолютно аналогичных детекторах производства компании Saint-Gobain использованы жидкие сцинтилляторы BC-501A, упакованные в алюминиевые емкости с размерами Ø50,8 мм × 50,8 мм и соединенные с ФЭУ Hamamatsu R329-02. На Рисунке 3.1 показана фотография детекторов, участвующих в измерениях. Детекторы защищены от действия рассеянного магнитного поля циклотрона экранами, представляющими собой трубу из магнитного железа с внутренним диаметром 82 мм и толщиной стенки 3 мм. Расположение детекторов возле камеры реакции показано на Рисунке 3.2.



Рисунок 3.2. – Экспериментальная установка для калибровки компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A с реализацией методики нейтрон-гамма совпадений [62]: 1) N-1 – BC-501A нейтронный спектрометр; 2) N-2 – BC-501A нейтронный спектрометр; 3) LaBr3(Ce) детектор гамма-излучения; 4) Камера реакции.

Нейтронные детекторы установлены на вращающемся столе, ось вращения которого проходит через центр мишени. Расстояние от мишени до каждого из детекторов составляло 50 см. Угол между осями обзора детекторами мишени составлял 90°. Вращающийся стол

позволял изменять положение нейтронных детекторов относительно оси пучка ионов. В измерениях было возможно менять положение каждого детектора от 0 до 150° относительно направления пучка. В измерениях использовался гамма-спектрометр на основе кристалла LaBr₃(Ce) Ø76,2 мм×76,2 мм и ФЭУ Hamamatsu R10233-100. Детектор располагался под углом 90° относительно направления пучка ионов на расстоянии 3,5 см от центра мишени (Рисунок 3.2).

Принципиальная схема системы сбора информации показана на Рисунке 3.3. Сигнал нейтронного детектора N-1 оцифровывался устройством цифрового ввода сигнала DAQ1 "National Instruments" PXIe-5164. Устройство содержит два 14 разрядных АЦП, которые позволяют записывать сигнал с частотой оцифровки до 1 ГГц. Динамический диапазон АЦП ±10 В. Устройство DAQ1 подключено к PC1 через интерфейс Thunderbolt 3. Сигнал детектора N-2 оцифровывался АЦП "Instrumental systems" FMC107P-FM212x1G8-01. Устройство содержит два 12 разрядных АЦП, которые позволяют записывать сигнал с частотой оцифровь позволяют записывать сигнал АЦП "Instrumental systems" FMC107P-FM212x1G8-01. Устройство содержит два 12 разрядных АЦП, которые позволяют записывать сигнал с частотой оцифровки до 1,8 ГГц. Динамический диапазон АЦП ±2,5 В. Устройство DAQ2 установлено в РС2 и подключено к шине PCIe. Частота оцифровки сигнала нейтронных детектора в обоих случаях составляла 500 МГц. На вторые каналы устройств ввода подавался сигнал детектора LaBr₃(Ce) (G1 на схеме Рисунок 3.2), который оцифровь сигнала нейтронного детектора и гамма спектрометра с помощью одной платы АЦП обеспечивает синхронизацию сигналов по времени.



Рисунок 3.3. – Схема системы сбора информации в экспериментах по калибровке компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A [91]: N1 – нейтронный спектрометр №1; N2 – нейтронный спектрометр №2; G – гамма-спектрометр LaBr3(Ce); HV1, HV2, HV3 – источники высоковольтного питания спектрометров; DAQ1 – система сбора данных спектрометра №1; DAQ2 – система сбора данных спектрометра №2; TB 3 – шина Thunderbolt 3; PCIe – шина PCIe; PC1 и PC2 – персональные компьютеры №1 и 2

В качестве высоковольтных источников питания использовались блоки ORTEC 556. Напряжение питания на детектор N-1 составило –1150 В; на N-2 составило –1300 В. Напряжение питания на LaBr₃(Ce) детекторе –750 В. Все детекторы имеют отрицательное напряжение питания. Сигнал детекторов снимается с анодной нагрузки без разделительных емкостей. На детекторе LaBr₃(Ce) активный делитель напряжения ФЭУ, специально разработанный для работы в условиях высокой загрузки. Перед и после каждой измерительной серии измерялись спектры эталонных источников. Для калибровки нейтронных спектрометров использовался источник ²²Na; для гамма-детектора – источники ¹³⁷Cs и ⁶⁰Co.

3.1.2. ⁹Be(⁴He,n)¹²C реакция как источник моноэнергетических нейтронов

В экспериментах по калибровке компактных нейтронных спектрометров BC-501A в качестве источника нейтронов использовалась ядерная реакция ${}^{9}\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Для данной реакции характерен механизм протекания через составное ядро, когда при взаимодействии налетающей α -частицы с ядром-мишенью ${}^{9}\text{Be}$ образуется возбужденное ядро ${}^{13}\text{C}^*$, которое затем испускает нейтрон, превращаясь в возбужденное ядро ${}^{12}\text{C}^*$:

$$\alpha + {}^{9}_{4}B \rightarrow {}^{13}_{6}C^* \rightarrow n + {}^{12}_{6}C^*.$$
 (3.1)

Возбуждение ядра ¹²C^{*} снимается испусканием гамма-кванта с энергией, эквивалентной гамма-переходу из возбужденного состояния в основное. Схема первых трех энергетических уровней ядра ¹²C показана на Рисунке 3.4 [94]. Ядро ¹³C^{*} может испустить нейтрон группы no, тогда этот нейтрон уносит энергию возбуждения, и ядро ¹²C оказывается в основном энергетическом состоянии без испускания гамма-излучения. Также ядро ¹³C^{*} может испустить нейтрон группы ni и образовать ядро ¹²C^{*} в первом возбужденном состоянии, что сопровождается испусканием гамма-кванта с энергией 4,44 МэВ. Регистрация нейтрона и гамма-кванта 4,44 МэВ позволяет отделить нейтроны группы n₁ от других групп. Так как прямой переход из второго возбужденного состояния ядра ¹²C^{*} в основное запрещен, то в случае заселения второго возбужденного состояния 7,654 МэВ и рождения нейтрона группы n₂ испускается каскад двух гамма-квантов с энергией 4,44 и 3,21 МэВ. При этом нейтрон группы n₂ обладает меньшей энергией, чем n₁, и может быть отделен от последнего по времени задержки между регистрацией кванта 4,44 МэВ гамма-детектором и регистрацией нейтрона нейтронным спектрометром.



Рисунок 3.4. – Энергетические уровни ядра ¹²С

Кинематика ядерной реакции ${}^{9}\text{Be}(\alpha, n\gamma)^{12}\text{C}$ позволяет варьировать энергии нейтронов групп n₀, n₁ и n₂, меняя угол обзора мишени детектором относительно направления пучка ионов ${}^{4}\text{He}$. На Рисунке 3.5 показаны зависимости энергий нейтронов n₁, попадающих в детектор, от угла обзора мишени детектором относительно направления пучка. Графики приведены для энергий ионов ${}^{4}\text{He}$ 2,055, 5,53 и 10,08 МэВ для группы нейтронов n₁. Изменение угла обзора нейтронного спектрометра относительно мишени и энергии пучка ионов ${}^{4}\text{He}$ позволяет измерить нейтронное излучение в широком энергетическом диапазоне: от 1,9 до 10,4 МэВ.



Рисунок 3.5. – Зависимость энергии нейтрона группы n_1 , рожденного в реакции ⁹Ве $(\alpha, n_1\gamma)^{12}$ С, от угла вылета из мишени в лабораторной системе координат для энергий налетающей α -частицы 2,055 МэВ, 5,53 МэВ, 10,08 МэВ с учетом энергетических потерь α -частицы в мишени [90]

Процесс протекания ядерной реакции ⁹Ве(α ,пү)¹²С позволяет реализовать метод нейтронгамма совпадений, который основывается на синхронной регистрации гамма-излучения и нейтронов, рождающихся в результате протекания реакции. Время пролёта гамма кванта из ⁹Ве(α , пү)¹²С реакции от мишени до LaBr₃(Ce) гамма-детектора G1, расположенного близко от мишени, составляет примерно 0,15 нс, что является пренебрежимо малой величиной по сравнению со временем пролёта нейтрона. В то же время нейтрону требуется время для того, чтобы после рождения в мишени преодолеть расстояние до детектора (например, для нейтрона 2 МэВ это время составляет 25,6 нс). После одновременного рождения и гамма-квант, и нейтрон соответствующей энергетической группы могут быть оба зарегистрированы в гаммадетекторе G1 и одном из нейтронных детекторов N1 или N2, соответственно. При этом разница во времени между моментами их регистрации определяется временем пролёта нейтрона расстояния от мишени до детектора, которое равно

$$t_{TOF} = 72.3 \cdot d \cdot \sqrt{\frac{1}{E}}, (3.2)$$

где d – расстояние от мишени до детектора в метрах, E – энергия нейтрона в МэВ. Для измеряемых энергий нейтронов при расстоянии между мишенью и детектором 50 см время пролета составляло от 11 ($E_n = 10 \text{ M}$ эВ) до 26 нс ($E_n = 1,9 \text{ M}$ эВ). Это позволяет по совпадению регистрации нейтрона и гамма-кванта выделить моноэнергетическую группу нейтронов.

Гамма-переход ядра ¹²С с первого возбужденного состояния в основное с энергией перехода 4,44 МэВ хорошо изучен [93-95], и поэтому был использован в качестве источника моноэнергетических нейтронов с применением метода нейтрон-гамма совпадений, который описан в следующем разделе. Регистрация гамма-кванта энергией 4,44 МэВ и последующая регистрация нейтрона с временной задержкой, равной времени пролета от мишени до детектора, позволяют выделить из общего нейтронного спектра нейтроны группы n_1 , и таким образом получить моноэнергетическое нейтронное излучение, необходимое для измерения аппаратных функций нейтронного спектрометра.

3.1.3. Описание метода нейтрон-гамма совпадений, использованного при калибровке нейтронных спектрометров

В этом разделе описывается метод нейтрон-гамма совпадений, использованный в разработанной методике калибровки нейтронных спектрометров. Схема этого метода представлена на Рисунке 3.6.



Рисунок 3.6. Схема метода нейтрон-гамма совпадений [90]

Поскольку сигнал в проведенном эксперименте записывался в память ПК и обрабатывался офлайн, метод нейтрон-гамма совпадений применятся для поиска совпадающих событий в процессе обработки и анализа измеренных нейтронных и гамма спектров. Во время проведения эксперимента система сбора данных обеспечивала синхронную запись сигналов с нейтронных (N-1 и N-2) и гамма- (G-1) спектрометров (Рисунок 3.3). После сбора данных сигнал, зарегистрированный нейтронным спектрометром, проходил процедуру нейтрон-гамма разделения, описанную в Разделе 3.1.4. настоящей главы. В результате обработки сигнала были получены массивы время-амплитуды для гамма-событий, зарегистрированных гамма-спектрометром, $(A_i^{\gamma}, t_i^{\gamma})$, и для нейтронных событий, зарегистрированных нейтронными спектрометрами, (A_i^n, t_i^n) . Первый шаг в процедуре поиска нейтрон-гамма совпадений заключался в выделении из общего гамма-спектра всех событий, соответствующих регистрации гамма-квантов с энергией 4,44 МэВ (красная штрихованная область на Рисунке 3.7). Каждое такое событие определяется временем регистрации $t_i^{\gamma 4.44}$ и сопровождается рождением нейтрона группы n₁, который должен быть зарегистрирован нейтронным спектрометром с временной задержкой *t*_{TOF} (Формула 3.2). Чтобы найти нейтроны группы n_1 , было выбрано временное окно $(t_{begin} . . t_{end})$ таким образом, что $t_{begin} <$ $t_{TOF} < t_{end}$. Для каждого 4,44 МэВ гамма-кванта было найдено такое нейтронное событие, что время его регистрации попадает в данный временной интервал: $t_i^{\gamma 4.44} + t_{begin} \le t_i^{n1} \le$ $t_i^{\gamma 4.44} + t_{end}$. Нейтронные события, выбранные таким образом из спектра нейтронного излучения (синяя линия на Рисунке 3.7), вызваны нейтронами группы n₁, обладающими одной энергией. В данном эксперименте ширина временного окна (t_{heain}, t_{end}) определяется точностью определения времени регистрации события. Точность определения времени регистрации зависит от примененных алгоритмов обработки сигнала и скорости счета АЦП. Точность определения времени регистрации в данном эксперименте составляла приблизительно 2 нс при частоте оцифровки 500 МГц с применением метода обработки осциллограммы, описанном в [78,96].



Рисунок 3.7. – Спектры гамма-излучения, зарегистрированного спектрометром LaBr₃(Ce) G-1 (красная линия), и нейтронного излучения, зарегистрированного спектрометром BC-501A N-2, (синяя линия) в реакции ⁹Be(α , n γ)¹²C реакции при E_{α} = 2,055 M₃B, угол вылета нейтронов 10° [90].

В результате обработки измеренных спектров была получена зависимость событий нейтрон-гамма совпадений от времени задержки между регистрацией гамма-кванта и нейтрона, а также набор энергетических спектров нейтронов. Каждый спектр из этого набора соответствует конкретному времени задержки между регистрацией гамма-кванта и нейтрона. Из этого набора энергетических спектров выбираются спектры, соответствующие искомым спектрам n₁-γ-совпадений, из которых формируется нейтронный энергетический спектр, представляющий собой функцию отклика спектрометра на моноэнергетическое нейтронное излучение.

Главное достоинство метода нейтрон-гамма совпадений заключается в относительно простом определении эффективности регистрации нейтронов нейтронным спектрометром. В общем случае регистрируемый детектором в единицу времени эффект (скорость счета), *a*, пропорционален активности источника *A*:

$$a = \varepsilon A, \tag{3.3}$$

где ε – эффективность измерительной установки, зависит от многих факторов: эффективности самого детектора ε_D , геометрии, угловых зависимостей вылета частиц, самопоглощения частиц в источнике, поглощения и рассеяния частиц в воздухе на пути к детектору и т.д.:

$$\varepsilon = \varepsilon_D \cdot G \cdot f_1 \dots f_n, \tag{3.4}$$

где ε_D – собственная эффективность детектора, которая определяется отношением количества частиц, зарегистрированных детектором, к количеству частиц, попавших в детектор, G –

геометрический фактор, $f_1...,f_n$ – множители, отвечающие за поправки на побочные эффекты в эксперименте. Для геометрии данного эксперимента, соответствующей случаю малого телесного угла, геометрический фактор (вероятность попадания частицы в детектор) определяется отношением телесного угла $\Delta\Omega$, под которым детектор виден из точки расположения источника, к полному телесному углу 4π [97]:

$$G = \Delta \Omega / 4\pi \tag{3.5}$$

Телесный угол $\Delta\Omega$ в самом общем случае находится путем интегрирования по поверхности детектора. В данном случае, для цилиндрического детектора, расположенного основанием к источнику, справедлива формула для определения телесного угла $\Delta\Omega$:

$$\Delta\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 - D^2/4d^2}} \right),\tag{3.6}$$

где d – расстояние между детектором и источником; D – диаметр детектора.

Скорости счета нейтронного и гамма-спектрометров определяются формулой (3.3):

$$a_n = \varepsilon_n A \tag{3.7}$$

$$a_\gamma = \varepsilon_\gamma A$$

При отсутствии угловой корреляции между направлениями вылета нейтронов и гаммаквантов, число регистрируемых нейтрон-гамма совпадений определяется как:

$$a_{n\gamma} = \varepsilon_n \varepsilon_{\gamma} A \tag{3.8}$$

Активность источника выводится из уравнений (3.7)-(3.8):

$$A = a_n a_{\gamma} / a_{n\gamma} \tag{3.9}$$

Подставляя (3.9) в (3.8), получаем эффективность регистрации нейтронов как отношение числа зарегистрированных нейтрон-гамма совпадений к числу зарегистрированных гамма-квантов:

$$\varepsilon_n = a_{n\gamma}/a_{\gamma}$$
 (3.10)

Тогда с учетом (3.4) собственная эффективность нейтронного детектора на основе BC-501A выражается следующим образом:

$$\varepsilon_{BC501A} = \varepsilon_n / (G \cdot k_n) \equiv a_{n\gamma} / (a_{\gamma} \cdot G \cdot k_n), \qquad (3.11)$$

где *k_n* – коэффициент, учитывающий угловое распределение вылета нейтронов группы n₁ относительно пучка налетающих α-частиц. Угловые распределения были изучены в работах [88,98] и представлены для энергий налетающих α-частиц 2,06, 5,53 и 10,08 МэВ на Рисунке 3.8. Данные по угловым распределениям нейтронов можно найти в [99].



Рисунок 3.8. – Функции углового распределения вылета нейтронов группы n_1 , рожденных в реакции ⁹Be(α , $n_1\gamma$)¹²C, относительно пучка налетающих α -частиц с энергиями 2,06, 5,53, 10,08 МэВ [90]

3.1.4. Нейтрон-гамма разделение

Сигнал во время эксперимента записывался в память ПК и обрабатывался в режиме офлайн с использованием специально разработанных алгоритмов обработки сигнала с множественными наложениями импульсов, в результате чего строились амплитудные спектры. Методика реализуется в специальном коде DeGaSum [78, 80], разработанном в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, в котором фиксируются параметры аппаратурного отклика при регистрации гамма-кванта или нейтрона. Форма импульса, соответствующего зарегистрированному детектором единичному событию, с хорошей точностью описывается формулой:

$$U(E,t) = A(E) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_1}}\right)^p \cdot \left(e^{\frac{t-t_0}{\tau_2}} + B \cdot e^{\frac{t-t_0}{\tau_3}}\right),$$
(3.12)

где A(E) – амплитуда импульса, пропорциональная зарегистрированной энергии частицы, t_0 – время, соответствующее началу импульса, τ_1 , τ_2 , τ_3 , B и p – параметры, соответствующие конкретной электронной схеме преобразования сигнала и временным характеристиками импульса высвечивания [78].

Форма импульса при регистрации гамма-события не зависит от энергии зарегистрированного события. В случае регистрации нейтронного события форма импульса отличается от формы импульса гамма-события и зависит от энергии зарегистрированного нейтрона. Разница между формой импульса нейтронного и гамма события содержится в хвостовой части импульса, которая длиннее для нейтронов. Длинная хвостовая часть

нейтронного импульса обусловлена большим временем затухания сцинтиллятора при регистрации протонов отдачи [100]. Такая разница позволяет разделить события, соответствующие регистрации нейтрона и гамма-кванта.

Классическая методика нейтрон-гамма разделения [56,91,94,100] основана на разделении по отношению интегралов в короткой и длинной части импульса или по отношению интеграла в длинной части импульса к полному интегралу под пиком (метод сравнения зарядов, [101]). Такой метод был применен для нейтрон-гамма разделения спектров, измеренных спектрометром BC-501A N-1, результаты показаны на Рисунке 3.9а). На полученной диаграмме на Рисунке 3.9а) наблюдается две характерные области, соответствующие регистрации гамма и нейтронных событий. Основной недостаток этого метода заключается в том, что области нейтронных и гамма событий накладываются друг на друга в области низких энергий (малых амплитуд). Наложение приводит к неопределенности и дополнительной ошибке в нейтрон-гамма разделении и вызвана шумами сигнала. Для уменьшения влияния этих факторов на качество нейтрон-гамма разделения был предложен иной метод разделения, основанный на фитинге импульса с применением формулы (3.12).

Импульс сигнала может быть описан путем варьирования параметров A, to, B, a остальные параметры в формуле (3.12) должны быть зафиксированы. Диаграмма зависимости параметра В, который описывает хвостовую часть импульса, от параметра А, амплитуды импульса, показана на Рисунке 3.9b). Такая процедура обработки полученного сигнала обеспечивает более эффективное разделение нейтронных и гамма событий. Согласно этому алгоритму [96], строится набор форм импульсов $[p^{f}]$ с фиксированными параметрами τ_{1} , τ_{2} , τ_{3} , р (формула 3.12) для каждой формы импульса. На практике применяется набор из трех форм импульсов: для описания регистрации гамма-события, для описания регистрации нейтронов с высокой и низкой энергиями. Каждый импульс описывается каждой формой импульса из набора $[p^{f}]$. В результате фитинга для каждого импульса определяются такие параметры, как амплитуда импульса A, время регистрации t_0 и невязка R. Для каждого импульса выбирается такая форма, которая соответствует минимальной невязке *R* из всего набора форм импульсов. Каждому импульсу назначается тип события в соответствии с выбранной формой импульса. События, соответствующие разным формам импульса отмечены на Рисунке 3.9b). В условиях высокой скорости счета может происходить наложение сигналов, при этом описание импульсов формулой (3.12) и дальнейшая обработка согласно процедуре, описанной выше, затруднены. В таком случае наложенные импульсы определяются, как неразрешенные, и исключаются из массива обрабатываемых импульсов. При этом число разрешенных импульсов в итоговом массиве корректируется для учета неразрешенных событий в интеграле согласно процедуре, описанной в [96]. Таким образом, наложение сигналов не вносит дополнительной ошибки в нейтрон-гамма разделение, а существенное влияние наложений,

приводящее к тому, что большая часть импульсов становится неразрешенной, возникает при скорости счета > 10^6 c^{-1} . При скорости счета 10^6 c^{-1} число наложенных событий не превышает 10% от их общего числа.



Рисунок 3.9. – Результаты нейтрон-гамма разделения, а) основанного на сравнении зарядов: отношение длинной части импульса к полному интегралу под пиком в зависимости от суммарного заряда; b) основанного на разделении по форме импульса: параметр *B* (формула (1)) в зависимости от амплитуды импульса *A* (формула (1)). Результаты представлены для 2000 импульсов, зарегистрированных спектрометром N-2 BC-501A, рожденных в реакции ⁹Be(α , $n\gamma$)¹²C с энергией налетающих α -частиц 2,06 МэВ в положении детектора 0° относительно пучка α -частиц [90].

Формы импульсов, соответствующие регистрации нейтрона и гамма-кванта нейтронным спектрометром BC-501A представлены на Рисунке 3.10.



Рисунок 3.10. – Сравнение форм импульсов, соответствующих регистрации нейтрона и гаммакванта: а) Нейтронный импульс (синяя сплошная линия) и гамма-импульс (красная пунктирная линия) с близкими амплитудами отклика детектора, измеренные спектрометром N-1. b) Формы, описывающие импульс при регистрации нейтрона (синяя сплошная линия) и гамма-кванта (красная пунктирная линия) [90].

Как видно из Рисунка 3.10, формы импульса, соответствующие регистрации нейтрона и гамма-кванта, отличаются слабо. Согласно Рисунку 3.9 основные неопределенности в разделении возникают в области малых энергий в результате влияния шумов сигнала на

определение формы импульса. Ошибки в нейтрон-гамма разделении могут быть уменьшены за счет повышения энергетического порога нейтронного спектра. В этих экспериментах энергетический порог регистрации нейтронного спектра был установлен на уровне 300 keVee, что соответствует энергии нейтронов около 1,3 МэВ.

Осциллограммы, измеренные спектрометрами на основе сцинтиллятора BC-501A, были обработаны с применением метода нейтрон-гамма разделения для получения чистого нейтронного спектра. На Рисунке 3.11а) показан пример нейтронных спектров, полученных из измерений, проведенных с помощью обоих спектрометров N-1 и N-2, после применения процедуры нейтрон-гамма разделения. Пример сравнения спектров нейтронного и гамма-излучения, зарегистрированных спектрометром N-2 и полученных в результате нейтрон-гамма разделения, показан на Рисунке 3.11b).



Рисунок 3.11. – а) Амплитудные распределения нейтронов, измеренные спектрометром N-1 – синяя линия, красная пунктирная линия – спектрометром N-2. b) Амплитудные распределения событий, соответствующих регистрации нейтронов (синяя сплошная линия) и гамма-квантов (красная пунктирная линия), полученные после нейтрон-гамма разделения измеренного сигнала. Данные получены для реакции ⁹Be(α, nγ)¹²C с энергией α-частиц 2,06 МэВ при положении детектора 90° относительно пучка α-частиц [90].

3.1.5. Результаты калибровки

В ходе экспериментальной серии были проведены измерения нейтронного и гамма излучения, рожденного в ядерной реакции ⁹Ве(α, nγ)¹²С при энергиях налетающих α-частиц 2,06, 5,53, 6,05 и 10,08 МэВ [90]. Путем вращения нейтронных спектрометров BC-501A относительно направления пучка α-частиц было измерено нейтронное излучение в широком диапазоне энергий.

Измерения были обработаны с применением вышеописанной процедуры нейтрон-гамма разделения по форме импульса и были получены нейтронные спектры без вклада гаммаизлучения. К нейтронным спектрам была применена процедура поиска нейтрон-гамма совпадений, также описанная выше, в результате чего были получены распределения n₁γсовпадений, а также аппаратурные отклики детекторов на моноэнергетическое нейтронное
излучение в диапазоне энергий от 1,9 до 10,4 МэВ, которые и представляют собой функции отклика.

Пример распределения n₁γ-совпадений относительно времени задержки показан на Рисунке 3.12а), черные точки, где наблюдается два пика: правый соответствует действительным n₁γ-совпадениям, правый – ложным γγ-совпадениям, появившимся в результате ошибки определения события по форме импульса в области низких энергий в процессе нейтрон-гамма разделения. Процедура поиска совпадений между событиями гамма-спектра, измеренного LaBr₃(Ce), и событиями гамма-спектра, измеренного BC-501A, показала, что правый пик на распределении на Рисунке 3.12 является γγ-совпадениями. Результат поиска уγ-совпадений представлен на Рисунке 3.12а) красными точками.



Рисунок 3.12. – Результат проведения процедуры поиска нейтрон-гамма совпадений: распределение n₁γ-совпадений относительно времени задержки – черные точки, распределение γγ-совпадений относительно времени задержки – красные точки а) для энергетического порога 300 keVee, b) для завышенного энергетического порога 700 keVee [90].

Кроме того, была наглядно продемонстрирована связь возникновения пика ложных үүсовпадений с ошибкой определения события по форме импульса в области малых энергий. Были построены аналогичные распределения n₁γ-совпадений и үү-совпадений относительно времен задержки с завышенным левым порогом по энергии до 700 keVee, которые представлены на Рисунке 3.12b). Как видно из графика, при увеличении энергетического порога пик ложных үү-совпадений (черные точки) редуцируется. Тем не менее, все эти эффекты слабо влияют на точность получения функции отклика BC-501A спектрометров на моноэнергетическое нейтронное излучение. Функции отклика формировались только на основе событий, принадлежащих пику действительных n₁γ-совпадений с вычтенным фоном. В таком случае ошибку в определение функций отклика вносят нейтронные события, ошибочно определенные как гамма и проявившиеся в γγ-совпадениях (правый пик на Рисунке 3.12а), красные точки). Отношение интегралов под этими пиками составляет меньше 9%.

Предполагается, что оба нейтронных спектрометра BC-501A обладают одинаковыми характеристиками. По этой причине оба спектрометра были задействованы в экспериментах одновременно, и в одной экспозиции измеряли нейтронное излучение с разной энергией за счет угловой зависимости энергии испускаемого нейтрона и разного углового положения спектрометров. В результате проведенных измерений был получен набор функций отклика для обоих спектрометров BC-501A. Пример полученных функций отклика приведен на Рисунке 3.13 для некоторых энергий регистрируемых нейтронов.



Рисунок 3.13. – Функции отклика нейтронного спектрометра BC-501A N-1 на моноэнергетическое изучение энергией 2,02, 4,55, 7,36 МэВ (левый столбец) и функции отклика нейтронного спектрометра BC-501A N-2 на моноэнергетическое излучение энергией 3,01, 5,38, 9,23 МэВ (правый столбец), нормированные на эффективность регистрации нейтронного излучения. Неопределенности показаны серой областью [90].

Кроме того, была оценена эффективность регистрации нейтронного излучения детекторами для каждой измеренной энергии нейтронов. Определение эффективности и методика ее оценки описана в Разделе 3.1.3., формулы (3.3)–(3.11). На Рисунке 3.14 представлена зависимость эффективности регистрации нейтронного излучения спектрометрами BC-501A от энергии нейтронов при пороге регистрации нейтронов E_n=1,3 МэВ. Красными точками представлены данные для спектрометра N-1, синие точки соответствуют данным для спектрометра N-2. Зависимость имеет возрастающий характер в области меньших энергий (до 4,5 MэB) и убывает с ростом энергии, достигнув максимума в районе 5 МэВ. Низкая эффективность регистрации нейтронов в области низких энергий и возрастающий характер зависимости связаны с высоким энергетическим порогом регистрации. Для измерений низкоэнергетических нейтронов порог регистрации оказывается настолько высок, что значительная часть событий оказывается под порогом, что уменьшает значение эффективности для этих энергий. С ростом энергии нейтронов доля спектра, оказавшаяся под порогом регистрации, уменьшается относительно возрастающей зарегистрированной части спектра, что приводит к увеличению абсолютного значения эффективности.

Функции отклика нейтронных спектрометров BC-501А нормированы на эффективность регистрации нейтронов соответствующей энергии.



Рисунок 3.14. – Зависимость эффективности регистрации нейтронного излучения для порога регистрации E_n=1,3 МэВ от энергии нейтронов для сцинтилляционного спектрометра BC-501A N-1 (красные точки) и сцинтилляционного спектрометра BC-501A N-2 (синие точки) [90]

Полученные отклики были применены для восстановления энергетического распределения нейтронов по одному из нейтронных спектров, измеренных в ходе этого эксперимента. Для восстановления энергетического распределения нейтронов использовался код DeGaSum [78,80]. Код DeGaSum реализует метод максимальной вероятной оценки с использованием ожидаемой максимизации (maximum likelihood estimation using expectation maximization, ML-EM) [103], известный так же, как метод Ричардсона-Луси [103,104]. Этот метод находит обратное решение задачи и позволяет восстановить исходные спектры. В соответствии с этим методом спектр нейтронов $y(\varepsilon)$, измеряемый детектором, представляется в виде свертки:

$$y(\varepsilon) = \int_{0}^{\infty} d\varepsilon' h_d(\varepsilon, \varepsilon') f(\varepsilon') + n(\varepsilon), (3.13)$$

где ε , ε' – энергии; $n(\varepsilon)$ – статистический шум; f – функция распределения нейтронов; h_d – функция отклика нейтронного спектрометра.

Энергетическое распределение нейтронов было восстановлено из спектра нейтронов, образованных в реакции ⁹Be(α , n γ)¹²C с энергией налетающих α -частиц 2,06 МэВ, измеренного спектрометром N-2 под углом 0 ° относительно пучка α -частиц. В этих условиях ожидается получение нейтронов энергетической группы n₁ с энергией 3,22 МэВ и нейтронов энергетической группы n₀ с энергией 7,66 МэВ. Наблюдаемые два пика в полученном распределении на Рисунке 3.15 соответствуют ожидаемым нейтронам с энергией 3,22 МэВ и 7,66 МэВ.



Рисунок 3.15. – Энергетическое распределение нейтронов, восстановленное из нейтронного спектра, измеренного спектрометром BC-501A N-2, который был размещен под углом 0° относительно пучка α-частиц с энергией 2,06 МэВ. Черная линия – измеренный спектр; синяя линия – восстановленное распределение нейтронов; красная линия – свертка полученного распределения с функциями отклика [90]

3.1.6. Система нейтронной диагностики на токамаке ТУМАН-ЗМ

На токамаке ТУМАН-ЗМ ФТИ им. А.Ф. Иоффе проводились эксперименты по инжекции пучка нейтрального дейтерия в дейтериевую плазму [105, 106]. При этом такие разряды сопровождаются испусканием потоков нейтронов с энергией 2,45 МэВ из DD реакции синтеза. Для изучения распределения энергичных частиц, быстрых ионов дейтерия, в токамаке ТУМАН-ЗМ, а также оптимизации режимов NBI нагрева была разработана система нейтронной спектрометрии [107]. Основная задача системы нейтронной спектрометрии заключается в предоставлении данных об энергетическом распределении нейтронов в разрядах с NBI нагревом. Система нейтронной спектрометрии состоит из компактного нейтронного спектрометра на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A [55], помещенного в свинцовый домик с коллиматором для защиты от действия рентгеновского излучения.

3.1.7. Описание системы нейтронной диагностики на токамаке ТУМАН-ЗМ

Разработанная система нейтронной спектрометрии предназначена для оценки выхода нейтронов из плазмы токамака ТУМАН-3М при инжекции нейтрального дейтерия, а также для

изучения распределений быстрых ионов при различных режимах нагрева пучками нейтральных атомов и включает в себя компактный нейтронный спектрометр BC-501A, показанный на Рисунке 3.1. Токамак ТУМАН-3М обладает следующими параметрами: большой и малый радиус плазмы $R_0 = 0,53$ м, a = 0,22 м, тороидальное магнитное поле $B_t \le 1$ Тл, ток плазмыт $I_p \le 0,18$ MA, плотность плазмы $n_e \le 5 \cdot 10^{19}$ м⁻³, электронная и ионная температура в центре плазмы $T_e \le 0,7$ кэВ, $T_i \le 0,2$ кэВ, соответственно. Пучок нейтрального дейтерия мощностью $P_b < 0,4$ МВт инжектировался тангенциально с минимальным расстоянием от главной оси токамака $R_{tan} = 0,42$ м [108]. Энергия инжектируемого дейтерия была в диапазоне от 20 до 27 кэВ.

Для нейтронных измерений использовался нейтронный детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A Ø50,8 мм × 50,8 мм, соединенный с ФЭУ Hamamatsu R329-02. Типичное магнитное поле в месте расположения детектора составляет приблизительно ~0,005 Тл. Нейтронный детектор защищен от магнитного поля экраном из магнитного железа толщиной 3 мм. Детектор располагается в свинцовом домике толщиной стенок 10 см по бокам и 15 см с фронтальной стороны для уменьшения потоков жесткого рентгеновского излучения, падающего на детектор из плазмы. Также во фронтальной части свинцовой защиты был сделан коллиматор Ø16 мм.

Спектрометр ВС-501А располагается на расстоянии ~250 см от фронтальной части защиты до оси тора с тангенциальной линией обзора под углом 8° между линией обзора детектора и направлением на центральную ось тора. Схема расположения нейтронного спектрометра относительно токамака ТУМАН-3М представлена на Рисунке 3.16.



Рисунок 3.16. – Схема расположения нейтронного спектрометра [107]

Система сбора данных нейтронного спектрометра основана на цифровом преобразователе Instrumental Systems FMC107P/ FM212x1G8-01, передающего данные на персональный компьютер через шину PCIe. Плата содержит двухканальный 12-бит АЦП,

обеспечивающий запись сигнала с частотой оцифровки до 1,8 ГГц. Динамический диапазон АЦП составляет ±2,5 В. Второй канал АЦП использовался для записи сигнала, регистрируемого гамма-спектрометром на основе кристалла сцинтиллятора LaBr₃(Ce) размером Ø76 мм × 76 мм одновременно с сигналом нейтронного спектрометра. Гамма-спектрометр применялся для регистрации НХR излучения, которое генерируется убегающими электронами, выходящими на полоидальный лимитер токамака. Частота оцифровки сигнала составляла 500 МГц на обоих каналах АЦП. Схематичная диаграмма системы сбора данных, применявшейся в экспериментах, представлена на Рисунке 3.17.



Рисунок 3.17. – Схема системы сбора данных: BC-501A – нейтронный детектор; LaBr₃(Ce) – детектор гамма-излучения; HV1 и HV2 – источники высокого напряжения; TD – цифровой преобразователь; PCIe – шина PCI express; PC – персональный компьютер [107]

Сигнал с нейтронного детектора записывается в память компьютера во время разряда плазмы и обрабатывается после измерений в режиме офлайн с применением специальных алгоритмов, которые реализованы в коде DeGaSum. Подробное описание методов приведено в [78,80,96].

Как было сказано ранее, нейтронный спектрометр ВС-501А регистрирует оба типа излучения: нейтронное и гамма-излучение. Процедура нейтрон-гамма разделения описана в Разделе 3.1.4. Согласно формуле (3.12), были получены формы импульса, соответствующие регистрации нейтронного и гамма-события, для данной конфигурации нейтронного спектрометра. Параметры формулы (3.12), полученные для нейтронного события, следующие: τ_1 =5,17, τ_2 =1,85, τ_3 =11,73, p=4, B=0,006; для гамма-события: τ_1 =5,17, τ_2 =1,85, τ_3 =11,73, p=4, B=0,006; для гамма-события: τ_1 =5,17, τ_2 =1,85, τ_3 =11,73, p=4, B=0,006; для гамма-события: τ_1 =5,17, τ_2 =1,85, τ_3 =11,73, p=4, B=0,0007. При сравнении параметров, описывающих форму импульса, становится очевидна разница форм импульса, описывающих нейтронное и гамма событие, которая выражается в разном параметре B, характеризующем хвостовую часть импульса, что обеспечивает достаточно точное нейтрон-гамма разделение. Данная процедура была применена для обработки данных, полученных с помощью нейтронного детектора ВС-501А на токамаке ТУМАН-3М. В результате обработки сигнала, измеренного в разрядах плазмы токамака ТУМАН-3М, были получены спектры нейтронного и гамма-излучения.

Для восстановления энергетического распределения нейтронов, рожденных в плазме во время разряда токамака ТУМАН-3М, использовался код DeGaSum. Алгоритмы восстановления распределения нейтронов, разобранные в Разделе 3.1.5., подробно описаны в

[68,74]. Согласно формуле (3.13), для восстановления функции энергетического распределения нейтронов и получения количественной оценки нейтронного выхода во время разряда плазмы, необходимы функции отклика нейтронного спектрометра ВС-501А на моноэнергетическое излучение нейтронов, которые были получены в ходе процедуры калибровки нейтронных спектрометров на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе, описанной в Разделе 3.1.2. В результате этой процедуры калибровки был получен набор функций отклика спектрометра ВС-501А на моноэнергетическое нейтронное излучение в широком диапазоне энергий от 1,9 до 10,4 МэВ с энергетическим шагом от 100 кэВ в низких энергиях до 1 МэВ в высоких энергиях. А также была получена зависимость эффективности регистрации нейтронов спектрометром от энергии регистрируемого нейтрона (Рисунок 3.14). Функции отклика на нейтронное излучение в диапазоне энергий ниже 1,9 МэВ получаются путем экстраполяции форм измеренных функций отклика с учетом кривой эффективности. Аналогично, путем интерполяции с учетом эффективности получаются промежуточные функции отклика. Итоговый энергетический шаг функций отклика составляет 50 кэВ.

Использование кода DeGaSum и функций отклика спектрометра на моноэнергетическое нейтронное излучение с учетом эффективности регистрации позволяет восстановить энергетическое распределение нейтронов в плазме токамака и получить абсолютную оценку выхода нейтронов во время разряда плазмы и оценить скорость DD реакции синтеза.

3.1.8. Результаты измерения нейтронных потоков на токамаке ТУМАН-3М

В экспериментах по инжекции пучка нейтрального дейтерия в дейтериевую плазму токамака ТУМАН-3М для оценки выхода нейтронов использовалась система нейтронной спектрометрии на основе компактного нейтронного детектора ВС-501А. Энергия инжектированного пучка дейтерия находилась в диапазоне от 20 до 27 кэВ. Эволюция основных параметров одного из изучаемых разрядов плазмы представлена на Рисунке 3.18.

Скорость счета нейтронного спектрометра ВС-501А, которая получена в результате применения процедуры нейтрон-гамма разделения к измеренному сигналу, в разряде #20070810 показана на Рисунке 3.18е) (черная линия) с временным шагом 1 мс. Другой результат нейтрон-гамма разделения представляет собой фракцию НХR излучения, зарегистрированного спектрометром ВС-501А. НХR фракция представлена на Рисунке 3.18f), что коррелирует с сигналом датчика мягкого рентгеновского излучения (soft X-ray, SXR), представленного на Рисунке 3.18g) Измерение SXR сигнала не чувствительно к нейтронному излучению.

Скорость счета нейтронного спектрометра BC-501A позволяет наблюдать эволюцию нейтронного выхода во время разряда плазмы, что в свою очередь дает оценку скорости DD реакции синтеза. Чтобы получить абсолютные значения нейтронного выхода и скорости реакции синтеза, при анализе данных должны быть учтены эффективность регистрации

79

нейтронов, положение детектора, геометрический фактор, определяемый положением детектора, вероятность испускания нейтрона в направлении детектора.



Рисунок 3.18. – Эволюция параметров разряда плазмы в токамаке ТУМАН-3М #20070810: а) ток плазмы I_p , кA; b) напряжение обхода U_{loop} , B; c) тороидальное магнитное поле (черная линия) B_t , Tл, средняя электронная плотность в центре плазменного шнура (красная линия) n_e , м⁻³; d) ток ионного инжектора I_{NBI} , A; e) скорость счета нейтронного спектрометра BC-501A (черная линия) и газоразрядного счетчика на основе ³He (красная линия) dN_n/dt , отсчеты в 1 мс; f) HXR скорость счета нейтронного спектрометра BC-501A dN_{HXR}/dt , отсчеты в 1 мс; g) SXR скорость счета, относительные единицы [107]

Для оценки нейтронного выхода из плазмы во время разряда плазмы был рассчитан перенос нейтронов через материалы камеры токамака и радиационные экраны спектрометра методом Монте-Карло. Для этой задачи была разработана модель в коде MCNP (Monte Carlo N-particle Code), которая описывает камеру токамака, учитывая катушки тороидального и полоидального магнитного поля, магнитное ярмо и радиационную защиту детектора. Нейтронный источник был задан плоским, внутри тороидальной ячейки с большим радиусом R=55 см и малым радиусом a^* =12 ст. Ячейка была помещена внутрь тороидальной камеры токамака. В результате MCNP расчетов была получена вероятность испускания нейтрона из плазмы токамака в направлении нейтронного спектрометра BC-501A и его регистрации этим спектрометром. Энергетическое распределение нейтронов, зарегистрированных в объеме детектора, представлено на Рисунке 3.19. Расчеты были проведены с учетом анизотропии распределения нейтронного источника в плазме [109]. Для данного расположения детектора в настоящем эксперименте анизотропия увеличивает вероятность попадания нерассеянного нейтрона в объем детектора на \sim 3% относительно изотропного распределения нейтронного

источника. Вычисления нормированы на общее число нейтронов, участвующих в моделировании переноса и энергетический шаг распределения, который составляет 0,05 МэВ.



Рисунок 3.19. – Энергетическое распределение нейтронов, попавших в объем детектора, нормированное на число испущенных нейтронов и энергетический шаг. Распределение было рассчитано с помощью кода MCNP6 [107]

На энергетическом распределении нейтронов наблюдается характерный пик в области энергий 2–2,5 МэВ, что соответствует регистрации нерассеянных нейтронов и нейтронов, однократно рассеянных на малый угол, рожденных в DD реакции. Поскольку в моделировании не учитывалось наружное окружение токамака, не попадающее в область обзора детектора, доля многократно рассеянных нейтронов может быть недооценена. Согласно расчетам, вероятность попадания в объем детектора нейтронов с энергией 2–2,5 МэВ составляет w_r =1,22×10⁻⁵. Результаты восстановления энергетического распределения зарегистрированных нейтронов с энергетическим порогом ~1 МэВ представлены на Рисунке 3.20 синей линией. Распределение было получено с помощью методов деконволюции, реализованных в коде DeGaSum, для измеренного нейтронного спектра во время разряда плазмы #20071416 (черная линия).

Восстановленный спектр нейтронов позволяет оценить отношение числа нерассеянных нейтронов с энергией 2-2,5 МэВ, попавших в объем детектора, N_{un} , к числу событий в экспериментально измеренном спектре, N_{ap} : $k=N_{un}/N_{ap}$. Коэффициент k предоставляет оценку временной эволюции скорости реакции синтеза R_f в разряде плазмы с временным шагом от 0,5 мс и меньше:

$$R_f^i = \frac{k \cdot N_{ap}^i}{w_t \cdot \Delta t_i}, (3.14)$$

где N_{ap}^{i} – число зарегистрированных спектрометром событий в *i*-ом временном интервале Δt_i , R_f^{i} – скорость реакции синтеза (число реакций в единицу времени) во временном интервале Δt_i . Методы деконволюции не применимы для спектра, записанного в таком коротком единичном временном интервале из-за низкой собранной статистики.



Рисунок 3.20. – Энергетический спектр нейтронов с энергией 2,45 МэВ; измеренный нейтронным спектрометром BC-501A – черная линия; восстановленное энергетическое распределение 2,45 МэВ нейтронов, рожденных в DD-реакции в плазме токамака – синяя линия. Красная линия – результат свертки восстановленного нейтронного распределения с функциями отклика детектора [107]

Временная эволюция скорости DD синтеза представлена на Рисунке 3.21 (красная линия) для разряда плазмы токамака ТУМАН-3М #20070810. Временной шаг для отслеживания скорости реакции составляет 0,5 мс. Общая ошибка измерения скорости реакции синтеза, включая статическую ошибку, неопределенность деконволюции, неопределенность измерения функций отклика детектора, ошибку MCNP расчета, не превышает 10%. Калиброванный нейтронный ³Не-счетчик, который также использовался в нейтронных измерениях на токамаке ТУМАН-3М, дает аналогичные результаты по оценке нейтронного выхода, учитывая эффективность счетчика (Рисунок 3.21, синие точки).



Рисунок 3.21. – Временная эволюция скорости термоядерной DD-реакции с временным шагом 0,5 мс в разряде #20070810, полученная с помощью нейтронного спектрометра BC-501A (красная линия) и нейтронного газового счетчика на основе ³Не (синие точки) [107]

На основе проведенных нейтронных измерений было оценено время замедления быстрых ионов дейтерия, инжектированного в плазму. Для этой цели был проанализирован спад нейтронного выхода в разряде #20070715 после окончания инжекции пучка дейтерия. Во

время этого разряда дейтерий инжектировался с энергией $E_b=27$ кэВ. Временная эволюция скорости счета нейтронного спектрометра BC-501A в данном разряде показана на Рисунке 3.22. В разряде #20070715 скорость счета детектора измерялась с временным шагом 0,5 мс. Характерное время спада скорости счета нейтронного спектрометра $\tau_n \approx 1,88$ мс (красная линия на Рисунке 3.22).



Рисунок 3.22. – Сигналы, измеренные во время разряда плазмы токамака ТУМАН-3М #20070715: синяя линия – ток источника ионов *I*_{NBI}, А; черная линия – скорость счета нейтронного спектрометра BC-501A, отсчеты в 0,5 мс; красная линия – экспоненциальная кривая, описывающая спад скорости счета нейтронного спектрометра, отсчеты в 0,5 мс [107]

Измерение времени спада нейтронных потоков позволяет оценить общее время удержания быстрых ионов дейтерия, вызывающих DD реакцию синтеза, *т*_{loss}, которое определяется характерным временем потерь за счет перезарядки, неустойчивостей пучка, диффузионного ухода быстрых ионов, полагая что $l/\tau_n \approx l/\tau_{loss} + l/\tau_s$. Здесь $\tau_s =$ $(\tau_{se}/3) \cdot ln[(E_b^{3/2} + E_c^{3/2})/(E_n^{3/2} + E_c^{3/2})]$ – характерное время замедления быстрого дейтерия до энергии *E_n*, при которой сечение DD-реакции уменьшается в *е* раз относительно значения энергии пучка E_b [16, 110]. τ_{se} – спитцеровское время замедления на электронах; E_c – критическая энергия $E_c = 14,8 \cdot T_e \cdot A_b \cdot Z_i^{4/3} / A_i^{2/3} (Z_i - зарядовое число ионов плазмы; A_i - атомный$ номер ионов плазмы) [16]. Расчеты показывают, что время замедления τ_s составляет 2,2 мс. Измеренное время спада нейтронного потока $\tau_n \approx 1,88$ мс дает оценку времени удержания быстрых ионов *тlossf*≈14 мс. Этот результат может быть интерпретирован следующим образом: кулоновское замедление является преобладающим механизмом потерь быстрых ионов в рассматриваемом разряде. Время спада скорости счета нейтронного спектрометра $\tau_n = 1,88$ мс, полученное с помощью спектрометра ВС-501А, согласуется с измерениями, проведенными с помощью ³Не счетчика, в разряде #20070715. Значение $\tau_n \sim 0.85\tau_s$ находится в хорошем соответствии с данными, полученными в предыдущих исследованиях на токамаке ТУМАН-3М [111], в которых τ_n было оценено как ~ 0,84 τ_s .

3.2. Система нейтронной диагностики на токамаке Глобус-М2

Сферический токамак Глобус-М (большой радиус R=0.36 м, малый радиус a=0.24 м, аспектное отношение R/a = 1,5, ток плазмы $I_p \le 300$ кА, тороидальное магнитное поле $B_T \le$ 0,5 Тл, время разряда $t_{discharge} < 0,15$ с) был модернизирован в 2018 году. Модернизированная установка была переименована в Глобус-М2 [112]. Модернизация была направлена на достижение параметров, близких к параметрам термоядерного источника нейтронов на основе компактного сферического токамака, который используется в качестве драйвера в гибридном термоядерном реакторе [113]. В результате модернизации были достигнуты следующие параметры: $I_p = 0,4$ MA, $B_T = 0,8$ Tл [114]. Кроме того, в ходе модернизации был введен в работу второй инжектор пучка нейтральных атомов. Таким образом, теперь на токамаке Глобус-М2 может быть осуществлена одновременная тангенциальная инжекция двух пучков нейтральных атомов с максимальной атомной энергией до 30 и 50 кэВ, соответственно, и с максимальной инжектируемой мощностью до 2 МВт [115]. Частью модернизации была разработка системы нейтронной спектрометрии для оптимизации параметров NBI нагрева и оценки эффективности нагрева [116]. Система нейтронной спектрометрии на токамаке Глобус-М2 содержит два газоразрядных счетчика на основе использования изотопа ¹⁰В и два компактных нейтронных спектрометра на основе жидкого органического сцинтиллятора ВС-501А. Цель использования компактных нейтронных спектрометров заключается в исследовании удержания быстрых ионов в разрядах плазмы с разными режимами NBI нагрева. Один из спектрометров был использован в нейтронных измерениях на токамаке ТУМАН-3М, представленных в предыдущем разделе настоящей главы [107].

3.2.1. Описание системы нейтронной спектрометрии на токамаке Глобус-М2

Для нейтронных измерений использовались два нейтронных спектрометра, состоящих из жидкого сцинтиллятора BC-501A размером Ø50,8 мм × 50,8 мм (Рисунок 2.14), соединенные с ФЭУ Hamamatsu R329-02, оснащенные активным делителем напряжения.

Схема расположения нейтронных спектрометров относительно токамака Глобус-М2 представлена на Рисунке 3.23. Первый ВС-501А спектрометр (NS-1) располагается в свинцовой защите, состоящей из блоков, толщиной 5 см по бокам и сзади, и 20 см спереди. Расстояние от передней стенки защиты до вакуумной камеры токамака составляет ~430 см. В передней стенке защиты был сделан коллиматор диаметром Ø13 мм с квази-радиальным направлением относительно тороидальной камеры. Второй спектрометр (NS-2) также был помещен в свинцовую защиту толщиной 5-10 см по бокам и 17 см в передней части. Блоки защиты располагаются на расстоянии 210 см от камеры токамака. В передней стенке защиты спектрометра NS-2 был сделан коллиматор диаметром Ø10 мм, который также обладает квази-радиальным направлением относительно тороидальной камеры отокамака. В передней стенке защиты спектрометра NS-2 был сделан коллиматор диаметром Ø10 мм, который также обладает квази-радиальным направлением относительно тороидальной камеры. Оба нейтронных спектрометра защищены от магнитного поля токамака слоем мягкого железа толщиной 3 мм.

84



Рисунок 3.23. – Схема расположения системы нейтронной диагностики в зале токамака Глобус-М2. NS-1, NS-2 – нейтронные спектрометры №1 и №2, NC-1, NC-2 – нейтронные счетчики на основе ¹⁰В №1 и №2; NBI-1 – инжектор пучка нейтральных частиц, 30 кэВ, NBI-2 – инжектор пучка нейтральных частиц, 50 кэВ

Нейтронный выход из плазмы токамака Глобус-М2 измеряется с помощью двух ¹⁰В счетчиков СНМ-11. Трубки счетчиков помещены в полиэтиленовый нейтронный замедлитель. Первый счетчик (NC-1) установлен рядом со спектрометром NS-1 на расстоянии приблизительно 4,5 м от камеры токамака, и его положение зафиксировано. Второй счетчик может перемещаться по залу токамака на расстояние от 1 до 11 м от камеры, чтобы обеспечить измерения нейтронного выхода в более широком диапазоне. Согласно калибровке, проведенной с помощью Ат-Ве источника нейтронов, скорость счета ~4,4 с⁻¹ соответствует потоку нейтронов на нейтронные счетчики 1 см⁻²с⁻¹. Это значение получено из скоростей счета нейтронных счетчиков, измеренных на разных расстояниях от точечного источника с нейтронным выходом $0,99 \times 10^5$ с⁻¹.

Схематичная диаграмма системы сбора данных, полученных с помощью нейтронных счетчиков и компактных нейтронных спектрометров показана на Рисунке 3.24. Сигнал СНМ-11 счетчика оцифровывается в течение всего разряда с частотой оцифровки 30 МГц, используя плату АЦП Инструментальные Системы (Instrumental Systems) AMBPCM/ADM414x60M, соединенную с персональным компьютером посредством шины PCI. Сигнал записывается в память компьютера, после чего обрабатывается с применением процедуры разделения наложенных импульсов. Длительность одного импульса счетчика составляет 1,5-2 мкс.

85



Рисунок 3.24. – Схема системы сбора данных: NS1 и NS2 – нейтронные спектрометры BC-501A; NC1 и NC2 – нейтронные счетчики; HV1 и HV2 – источники высокого напряжения; TB – шина Thunderbolt 3; Fast ADC – цифровой преобразователь Instrumental Systems AMBPCM/ADM414x60M; PCI – шина PCI; PC – контрольный персональный компьютер; Data center – центр сбора данных Глобус-M2; Ethernet – 1 Гб сеть Ethernet; Start – стартовый синхронизирующих сигнал [116]

Система сбора данных нейтронных спектрометров BC-501A основана на двухканальном 14-битном АЦП NI PXIe-5164, который обеспечивает запись сигнала с частотой оцифровки до 1 ГГц. Преобразователь установлен в шасси NI PXIe-1082, соединенного с персональным компьютером через интерфейс Thunderbolt 3 с помощью платы NI PXIe-8301. Динамический диапазон преобразователя составляет ±10 В; пропускная способность – 400 МГц. Сигнал с обоих нейтронных спектрометров оцифровывался с частотой 500 МГц в течение всего разряда токамака Глобус-М2 и записывался на жесткий диск ПК. Когда используются оба канала цифрового преобразователя NI PXIe 5164, преобразователь собирает сигнал, используя собственную внутреннюю память. Внутренняя память NI PXIe 5164 составляет 1,5 Гб, что обеспечивает максимальное время записанного сигнала без потерь около 800 мс для каждого канала. Общая длительность сбора данных на токамаке Глобус-М2 составляет 400 мс, что значительно меньше предельно допустимого времени. Время передачи данных из внутренней памяти на внешний носитель составляет около 1 с. Если используется только один канал платы NI PXIe-5164, данные могут записываться без потерь с частотой оцифровки 500 МГц без ограничений по времени.

Сигнал с нейтронных детекторов записывается в память компьютера во время разряда плазмы и обрабатывается после измерений в режиме офлайн с применением специальных алгоритмов, которые реализованы в коде DeGaSum и упомянуты выше. Подробное описание методов приведено в [78,80,96]. Аналогично обработке сигнала, измеренного на токамаке ТУМАН-3М, к нейтронным измерениям на токамаке Глобус-М2 была применена процедура нейтрон-гамма разделения, описанная в Разделе 3.1.4. В результате обработки сигнала, измеренного в плазменных разрядах токамака Глобус-М2, были получены спектры нейтронного и гамма-излучения. Согласно формуле (3.13), для восстановления функции энергетического распределения нейтронов и получения количественной оценки нейтронного выхода во время разряда плазмы, необходимы функции отклика нейтронного спектрометра ВС-501А на моноэнергетическое излучение нейтронов, которые были получены в ходе процедуры калибровки нейтронных спектрометров на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе, описанной в Разделе 3.1. В результате этой процедуры калибровки был получен набор функций отклика спектрометра ВС-501А на моноэнергетическое нейтронное излучение в широком диапазоне энергий, а также была получена зависимость эффективности регистрации нейтронов спектрометром от энергии регистрируемого нейтрона (Рисунки 3.13, 3.14, соответственно). Функции отклика на нейтронное излучение в диапазоне энергий ниже 1,9 МэВ получаются путем экстраполяции форм измеренных функций отклика с учетом кривой эффективности. Аналогично, путем интерполяции с учетом эффективности получаются промежуточные функции отклика. Итоговый энергетический шаг функций отклика составляет 50 кэВ.

Использование кода DeGaSum и функций отклика спектрометра на моноэнергетическое нейтронное излучение с учетом эффективности регистрации позволяет восстановить энергетическое распределение нейтронов в плазме токамака и получить абсолютную оценку выхода нейтронов во время разряда плазмы и оценить скорость DD реакции синтеза.

Кроме того, была проведена *in situ* калибровка нейтронных счетчиков с использованием Am-Be источника нейтронов для обеспечения точных измерений общего выхода нейтронов из плазмы токамака Глобус-M2 [117]. Частью процедуры калибровки было измерение нейтронных потоков в серии разрядов токамака Глобус-M2 с аналогичными параметрами плазмы, которая демонстрирует возможность использовать Am-Be калибровку в измерениях во время разрядов плазмы токамака и дает соотношение между скоростью счета газоразрядных счетчиков и нейтронным потоком в любом положении счетчика относительно токамака.

3.2.2. Результаты измерения нейтронных потоков на токамаке Глобус-М2

Системой нейтронной диагностики проводились измерения нейтронного излучения, рожденного в плазме во время разрядов токамака Глобус-М2 с инжекцией пучка нейтрального дейтерия. *In situ* калибровка нейтронных счетчиков позволяет оценить нейтронный поток из плазмы, падающий на детектор во время разряда. Основные параметры разряда плазмы токамака Глобус-М2 #40260 представлены на Рисунке 3.25 вместе с нейтронным потоком, падающим на нейтронный счетчик NC-1 (Рисунок 3.25d), черная линия). Магнитное поле в этом разряде составляло 0,8 Тл. Энергия инжектированного пучка дейтерия составляла около 28 кэВ. Скорость счета нейтронного спектрометра NS-1, расположенного на таком же расстоянии от токамака, как и счетчик NC-1, соотносится с оцененным нейтронным потоком следующим образом: скорость счета нейтронного спектрометра составляет 3,3 с⁻¹ при нейтронном потоке 1 нейтрон/см²с при энергетическом пороге 1 МэВ. Полученный

87

нейтронный поток, падающий на нейтронный спектрометр NS-1, представлен на Рисунке 3.25d), красная линия. Также было оценено время замедления быстрых ионов дейтерия, инжектированных в плазму, основываясь на проведенных нейтронных измерениях. Для этого была проанализирована скорость падения нейтронного потока на спектрометр NS-1 в разряде #40260 после окончания инжекции пучка дейтерия. Временная эволюция нейтронного потока в этом разряде показана на Рисунке 3.25e) (красная линия). Время спада нейтронного потока была оценена как $\tau_n \approx 4,07$ мс (зеленая линия на Рисунке 3.25e)).



Рисунок 3.25. – Эволюция параметров плазмы в разряде токамака Глобус-М2 #40260: а) ток плазмы I_p , кА, b) плотность электронов, усредненная по центральной хорде, n_e , м⁻³, c) ток источника ионов I_{NBI} , A, d) нейтронный поток, падающий на нейтронный счетчик NC-1 (черная линия) и на спектрометр NS-1 (красная линия), см⁻²c⁻¹, е) ток источника ионов I_{NBI} , A (черная линия), нейтронный поток, падающий на спектрометр NS-1, см⁻²c⁻¹ (красная линия), экспоненциальная кривая, описывающая нейтронный поток, измеренный спектрометром [116]

В разрядах плазмы токамака Глобус-М2 с помощью системы нейтронной диагностики наблюдались потери быстрых ионов дейтерия, вызванные развитием различных неустойчивостей [116, 118]. В частности, в разряде плазмы токамака Глобус-М2 #39015 наблюдалось влияние развитых пилообразных колебаний на удержание быстрых ионов дейтерия, инжектированных предварительно в дейтериевую плазму в виде пучка нейтральных атомов. Основные параметры разряда #39015: ток плазмы $I_p = 200$ кА, тороидальное магнитное поле B = 0,5 Тл, плотность электронов, усредненная по центральной хорде $n_e = 0,15 \times 10^{19}$ м⁻³. Сигнал, зарегистрированный нейтронными спектрометрами NS-1 и NS-2, нормированный на нейтронный выход из плазмы, представлен на Рисунке 3.26с,d) вместе с сигналом, зарегистрированным нейтронным счетчиком NC-1 (Рисунок 3.26b)), который использовался

для калибровки спектрометров. Сигналы нейтронных спектрометров синхронизированы с сигналом SXR датчика, представленном на Рисунке 3.26а). Во время срыва пилообразных осцилляций нейтронный выход падает на ~60% от собственного максимума, что демонстрирует существенные потери или перераспределение быстрых ионов в плазме во время развития неустойчивости такого рода. Влияние пилообразных колебаний на распределение быстрых ионов описывается моделью перемешивания плазмы, которая была предложена Б.Б. Кадомцевым в 1975 г. [119] и развивалась во многих работах [120]. В настоящий момент это описание представляет собой достаточно сложную модель с многими параметрами. На распределение быстрых ионов в плазме в плазме влияет множество кинетических эффектов, изучение которых выходит за рамки задач настоящих исследований, направленных на демонстрацию возможности диагностики быстрых ионов с помощью нейтронных измерений.



Рисунок 3.26. – Пилообразные осцилляции, наблюдавшиеся во время разряда #39015: a) сигнал SXR, b) нейтронный выход из плазмы, зарегистрированный нейтронным счетчиком NC-1, c) нейтронный выход из плазмы, зарегистрированный нейтронным спектрометром NS-1, d) нейтронный выход из плазмы, зарегистрированный нейтронным спектрометром NS-2 [116]

Компактные нейтронные спектрометры позволяют получить энергетические спектры DD нейтронов. Энергетический спектр нейтронов, полученный путем суммирования результатов измерений во время разрядов плазмы #40257, 40258, 40260 для достижения большей статистики, представлен на Рисунке 3.27 (черная линия). Было восстановлено

энергетическое распределение нейтронов, используя код DeGaSum и экспериментально полученные функции отклика спектрометров BC-501A, представленные в Разделе 3.1.5. Энергетическое распределение показано на Рисунке 3.27 (синяя линия). На распределении наблюдается пик, соответствующий нейтронам 2,45 МэВ, рожденным в DD реакции.



Рисунок 3.27. – Результат восстановления энергетического распределения нейтронов (синяя линия, правая ось координат), полученного из спектра нейтронного излучения (черная линия, левая ось координат) после суммирования данных из разрядов плазмы #40257, 40258, 40260. Красная линия – свертка полученного энергетического распределения нейтронов с функциями отклика спектрометра (левая ось координат) [116]

На восстановленном спектре наблюдается значительная доля рассеянных нейтронов, которая достигает 90% от всех зарегистрированных нейтронов. Для уменьшения фоновой загрузки спектрометра будет установлена дополнительная защита от нейтронного излучения в виде полиэтиленовых блоков, окружающих свинцовый домик детектора. Это позволит избежать перегрузки спектрометра в экспериментах с целевыми значениями тока и магнитного поля на токамаке Глобус-М2 и одновременным введением пучков дейтерия с обоих инжекторов.

3.3. Выводы к Главе 3

В этой главе приведено описание систем нейтронной диагностики с применением компактных нейтронных спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A, которые были разработаны для нейтронных измерений на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ТУМАН-3М и Глобус-М2. Спектрометры, входящие в состав этих диагностических систем, были откалиброваны на циклотроне ФТИ. им. А.Ф. Иоффе. Представлено применение разработанной методики калибровки нейтронных сцинтилляционных спектрометров на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A с использованием метода нейтрон-гамма совпадений в комбинации с времяпролетной

90

методикой. Подробно описан сам метод, физические процессы, лежащие в его основе, а также алгоритмы обработки данных, используемые в данном методе.

В результате применения этого метода были получены функции отклика двух нейтронных спектрометров на основе сцинтиллятора BC-501A на моноэнергетическое нейтронное излучение в широком диапазоне энергий от 1,9 до 10,4 МэВ. Кроме того, с помощью метода нейтрон-гамма совпадений была определена зависимость эффективности детектора от энергии регистрируемого нейтрона. Эффективность регистрации нейтронов для данных спектрометров достигает максимума ~25% при энергии около 4,5 МэВ.

Представленная методика отличается относительной простотой в выделении моноэнергетических нейтронных групп и может быть применена как на циклотронах, так и линейных ускорителях. С помощью полученных функций отклика детектора было восстановлено энергетическое распределение нейтронного излучения из реакции ⁹Be(α , n γ)¹²C при энергии налетающих α -частиц 2,06 МэВ. Таким образом, прошедшие абсолютную калибровку спектрометры могут быть использованы в экспериментах для измерения энергетических распределений нейтронов, рожденных в ядерных реакциях.

Калибровка спектрометров позволила изучить выход нейтронов, рожденных в DDреакции на токамаках ТУМАН-3М и Глобус-М2. Системы нейтронной диагностики были применены в экспериментах по инжекции пучка дейтерия в дейтериевую плазму и обеспечили измерения нейтронных потоков со скоростью счета до 10⁶ с⁻¹ в условиях значительного фона гамма-излучения.

В результате измерений в серии экспериментов на токамаке ТУМАН-3М были получены экспериментальные спектры нейтронного излучения с помощью спектрометра ВС-501А. С помощью кода DeGaSum было восстановлено энергетическое распределение нейтронов, рожденных в DD-реакции в разрядах плазмы и достигших нейтронного спектрометра. На основе нейтронных измерений, проведенных с помощью нейтронного спектрометра ВС-501А, была получена временная эволюция нейтронного выхода в течение разряда плазмы. Из полученных данных была оценена интенсивность DD термоядерной реакции, которая достигала порядка 10¹⁰-10¹¹ с⁻¹. Было измерено время спада нейтронного потока после прекращения инжекции D-пучка, которое составило $\tau_n \approx 1.88$ мс, что дало оценку времени удержания быстрых ионов дейтерия, участвующих в рождении DD нейтронов, *т*_{loss} ~14 мс. Этот результат продемонстрировал тот факт, что кулоновское замедление является преобладающим механизмом потерь быстрых ионов в разрядах токамака ТУМАН-3М. Кроме того, сигнал, получаемый с компактного нейтронного спектрометра, предоставляет информацию о потоке HXR после нейтрон-гамма разделения измеренного сигнала.

Система нейтронной диагностики на токамаке Глобус-М2 обеспечила измерения нейтронных потоков в серии экспериментов по инжекции дейтериевого пучка в дейтериевую

91

плазму. В нейтронных измерениях наблюдалось влияние пилообразных осцилляций на выход нейтронов, который в срывах пилообразных колебаний падал на ~60%, и удержание быстрых ионов в плазме. Были получены экспериментальные спектры нейтронного излучения из нейтронных измерений после применения процедуры нейтрон-гамма разделения. Из полученных амплитудных спектров с помощью кода DeGaSum было восстановлено энергетическое распределение DD-нейтронов, попавших в детектор.

Компактные нейтронные спектрометры на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A показали себя как эффективный инструмент для измерения нейтронных потоков из плазмы токамака. Использование детекторов такого типа позволяет оценить нейтронный выхол и интенсивность протекания реакций синтеза в разряле плазмы. Подобные измерения обычно проводятся с помощью нейтронных газоразрядных счетчиков, например, на основе 3 Не или 10 В. Но на небольших термоядерных установках, где наблюдается высокий уровень рассеянного нейтронного и гамма-излучения и одновременно сложно обеспечить достаточную защиту нейтронных счетчиков от него, нейтронные спектрометры за счет своего быстродействия позволяют расширить диапазон по скорости счета измерений нейтронного выхода. Разработанные и введенные в строй спектрометрические установки позволяют изучать особенности энергетического распределения быстрых ионов в различных режимах нагрева плазмы инжекцией пучка нейтральных атомов.

Глава 4. Гамма-спектрометрия термоядерной плазмы токамака ЈЕТ

В этой главе представлен анализ спектров гамма-излучения, измеренных в экспериментах на токамаке JET с помощью различных систем гамма-диагностики. Система гамма-диагностики на JET показала свою эффективность в экспериментальном изучении быстрых ионов в недавних экспериментах с D-(³He)-Н плазмой с высоким содержанием водорода [121, 122]. Аналогичные измерения гамма-излучения, рожденного в плазме, были проведены в экспериментах на токамаке JET с D-(D_{NBI})-³He плазмой. В результате обработки и анализа измеренных спектров была оценена интенсивность протекания ³He-D реакции, а также распределение α -частиц, рожденных в результате протекания реакции синтеза и удерживаемых в D-³He плазме токамака JET.

Эксперименты по генерации α-частиц, рожденных с помощью инжекции D ионов в D-³He плазму, были проведены на токамаке JET с ITER-подобной внутренней стенкой камеры (ITER-like wall, ILW). Используя 3-ионный D-(D_{NBI})-³He сценарий радиочастотного нагрева, инжектированные ионы D_{NBI} были ускорены в центре D-³He плазмы до более высоких энергий с помощью ИЦР-волн, что в свою очередь привело к возникновению локализованного в центре плазмы источника α-частиц [123]. Основные параметры плазмы в этих экспериментах были следующими: ток плазмы, I_p =2,5 MA, магнитное поле $B_0\approx3,7$ Tл, усредненная электронная плотность $n_{e0}\approx6\times10^{-19}$ м⁻³ [73]. Мощность ИЦР-нагрева и NBI (Рицрн ~ 4–6 MBT, P_{NBI} ~ 3–20 MBT) и соотношение Рицрн/Р_{NBI} варьировались в этих разрядах. Это привело к тому, что выход DD нейтронов находился в диапазоне от $\approx2\times10^{15}$ с⁻¹ до $\approx1\times10^{16}$ с⁻¹ в данной серии разрядов при переменных Рицрн/Р_{NBI} [73]. Некоторые сигналы этих JET-ILW разрядов с D-³He плазмой (n_{3He}/n_e $\approx 23\%-25\%$) представлены на Рисунке 4.1.

4.1. Оценка скорости рождения α-частиц в D-³He плазме

В работе [125] было предложено использовать измерения высокоэнергетических гамма квантов для контроля скорости протекания реакций DD, DT и D-³He термоядерного синтеза в плазме. В D-³He плазме информация об источнике α -частиц (выход и пространственный профиль) может быть получена из измерений гамма-излучения 16,7 МэВ, рожденного в ³He(D, γ)⁵Li реакции, которая является второй веткой термоядерной ³He+D реакции. Спектр гамма-излучения, измеренный спектрометром LaBr₃(Ce) с вертикальной линией обзора, полученный путем суммирования данных из разрядов JET-ILW #94698, 94700, 94701 с похожими параметрами плазмы для сбора большей статистики в энергетическом диапазоне от 10 до 20 МэВ, представлен на Рисунке 4.2 [124].



Рисунок 4.1. – Сигналы разрядов JET-ILW ##94698 (синяя линия), 94700 (зеленая линия) и 94701 (красная линия) с D-³He плазмой: а) мощность NBI; b) мощность ИЦР-нагрева; с) нейтронный выход [124]



Рисунок 4.2. – Измеренный спектр гамма-излучения, полученный путем суммирования данных разрядов JET-ILW #94698, 94700, 94701 в диапазоне высоких энергий от 10 до 20 МэВ, и восстановленное энергетическое распределение испущенных гамма-квантов γ₀ и γ₁, показанное синей и зеленой линиями, соответственно [124]

Область локализации α-частиц, рожденных в плазме, была определена с помощью томографического восстановления профиля гамма-излучения, измеренного с помощью гамма-камеры. Полученное двумерное распределение гамма-излучения для суммы сигналов,

записанных во временной период 9-11 с разрядов JET-ILW #94698, #94700, #94701 в энергетическом диапазоне E > 10 МэВ, показано на Рисунке 4.3а). Фракция источника гаммаизлучения в диапазоне энергий E > 10 МэВ, видимая для вертикального спектрометра (красная штрихованная область на Рисунке 4.3b) в полоидальном сечении плазмы, была оценена как 60,4%.

Из полученного спектра гамма-излучения высокой энергии (Рисунок 4.2) были восстановлены интенсивности гамма-переходов в основное состояние (γ_0) и в первое возбужденное состояние (γ_1) ядер ⁵Li, рожденных в ³He(D, γ)⁵Li реакции. Оба состояния (первое возбужденное и основное) ядра ⁵Li нестабильные и короткоживущие, и, следовательно, соответствующие гамма-линии обладают большой шириной: $\Gamma_{\gamma 0} \approx 1,23$ МэВ и $\Gamma_{\gamma 1} \approx 6,6$ МэВ, и перекрывают друг друга на гамма-спектре.



Рисунок 4.3. – а) Двумерное томографическое восстановление интенсивности гаммаизлучения с E > 10 МэВ, полученное с помощью гамма-камеры для суммы разрядов JET-ILW #94698, #94700, #94701. Линии обзоров детекторов отмечены пунктирными линиями. b) Радиальное распределение источника гамма-излучения E > 10 МэВ в экваториальной плоскости токамака JET. Красная штрихованная область показывает часть распределения, видимую для вертикального спектрометра [124]

Метод деконволюции, упомянутый в Главе 2, Разделе 2.6.1. и реализованный в коде DeGaSum, разрешает наложенные пики в спектре, но только в случае, когда ширина пиков и их наложение определяются только аппаратной функцией детектора, а не характером процесса излучения. Поэтому данный метод деконволюции не позволяет разделить линии γ_0 и γ_1 и, следовательно, непригоден для оценки интенсивностей гамма-линий реакции ³He(D, γ)⁵Li. Тем не менее, измеренный спектр представляет собой свертку энергетического распределения гамма-квантов $f_{\gamma}(E)$ с функцией отклика детектора $h_d(E')$, которая описана формулой (2.13).

В этом случае функция энергетического распределения гамма-квантов $f_{\gamma}(E)$ представляет собой сумму двух гамма-переходов с весовыми коэффициентами:

$$f_{\gamma}(E) = k_0 f_{\gamma 0}(E) + k_1 f_{\gamma 1}(E).$$
(4.1)

Тогда спектр гамма-излучения описывается суперпозицией двух сверток:

$$S(E) = k_0 \int_0^{+\infty} f_{\gamma 0}(E') \cdot h_d(E, E') dE' + k_1 \int_0^{+\infty} f_{\gamma 1}(E') \cdot h_d(E, E') dE'.$$
(4.2)

Чтобы восстановить начальный спектр гамма-излучения $f_{\gamma}(E)$, испущенного из плазмы, были использованы функции отклика детектора $h_d(E)$, рассчитанные с помощью кода МСNP для моноэнергетического гамма-излучения в энергетическом диапазоне 0,5–30 МэВ для спектрометра LaBr₃(Ce). На Рисунке 4.4 показаны функции отклика вертикального спектрометра LaBr₃(Ce). В процессе вычисления этих функций отклика была создана подробная МСNP модель спектрометра, описывающая детекторы, аттенюаторы и другие элементы, попадающие в линию обзора гамма-спектрометра.



Рисунок 4.4. – Функции отклика спектрометра LaBr₃(Ce) с вертикальной линией обзора, рассчитанные с помощью кода MCNP [124]

Энергетическое распределение гамма-квантов $f_{\gamma 0}(E)$ и $f_{\gamma 1}(E)$ описывается формулой Брейта-Вигнера [126]. Энергетическое распределение гамма-излучения может быть восстановлено путем подбора коэффициентов k_0 и k_1 , минимизируя функцию невязки между функцией фитинга S(E) и измеренным спектром $S^e(E)$: $||S^e(E)-S(E)|| \rightarrow \min$, методом наименьших квадратов. Функции $f_{\gamma 0}(E)$ и $f_{\gamma 1}(E)$ были нормированы на единицу и были свернуты с МСNP функциями отклика вертикального LaBr₃(Ce) спектрометра по-отдельности. Интегрирование проводилось в энергетическом диапазоне 10–20 МэВ. Из суммы спектров, измеренных в разрядах #94698, 94700, 94701, (Рисунок 4.2) было получено энергетическое распределение испущенных гамма-квантов. Восстановленные энергетические распределения испущенных гамма-квантов γ_0 и γ_1 показаны на Рисунке 4.2 синей и зеленой линиями, соответственно. Интенсивность реакции ³He(d,γ_0)⁵Li была оценена с учетом усреднения по этим трем разрядам.



Рисунок 4.5. а) Сечение реакций синтеза D-Т (красная линия), D-³He (синяя линия) [127] и функция возбуждения γ_0 перехода ядра ⁵Li в реакции ³He(d, γ_0)⁵Li (зеленые треугольники) [126,128]. b) Коэффициент ветвления ³He(D, γ_0)⁵Li/³He(D,p)⁴He в зависимости от энергии D-ионов, представленный в работе Cecil F.E. et al [129]. Зависимости представлены для энергии дейтерия E_D в с.ц.м.

На Рисунке 4.5а) представлены сечения реакций D-T и D-³He [127], а также функция возбуждения γ_0 перехода ядра ⁵Li, рожденного в реакции ³He(d, γ_0)⁵Li [126, 128]. Коэффициент ветвления реакций ³He(d, γ_0)⁵Li/³He(d,p)⁴He зависит от энергии ионов D. Эта зависимость показана на Рисунке 5b) [129]. Для расчета интенсивности генерации α -частиц необходимо учесть зависимость коэффициента ветвления от энергии. Для этого коэффициент ветвления был усреднен по энергетическому распределению быстрых ионов дейтерия:

$$\langle B \rangle = \frac{\int f_D(E) \cdot B(E) dE}{\int f_D(E) dE}.$$
 (4.3)

Распределение быстрых ионов в плазме имеет достаточно сложную и не-Максвелловскую форму [84, 85]. На Рисунке 4.6 представлено энергетическое распределение ионов дейтерия, вычисленное с помощью кода TRANSP, исходя из известных параметров NBI и ИЦР-нагрева, примененных в разряде #94700. Для определения среднего значения коэффициента ветвления было использовано распределение D-ионов, полученное кодом TRANSP. Полученное среднее значение коэффициента ветвления составило $\langle B \rangle = 4,69 \times 10^{-5}$. Используя среднее значение коэффициента ветвления, была получена оценка интенсивности протекания D(³He, p)⁴He реакции в видимом объеме плазмы, усредненная по трем разрядам #94698, 94700, 94701, равная ~5,79×10¹³ с⁻¹.



Рисунок. 4.6. – Энергетическое распределение D-ионов, вычисленное с помощью кода TRANSP для параметров разряда токамака JET #94700 [124]

Для оценки общей интенсивности протекания ³He-D реакции синтеза в разрядах JET была учтена доля источника гамма-излучения, невидимая вертикальным спектрометром в полоидальном сечении плазмы (Рисунок 4.3), после чего было проведено интегрирование по тору. Средняя скорость генерации α -частиц была оценена как $\langle R_{\alpha} \rangle \approx (1,45\pm0,4)\times 10^{16} \, c^{-1}$. В то же время интенсивность D-³He реакции, которая была оценена из вычислений кодом TRANSP [73], проведенных для параметров плазмы, аналогичных разряду #94700, составила (1÷2)×10¹⁶ c⁻¹, что находится в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями.

Была оценена величина ошибки в измерениях α-частиц, на которую влияют несколько факторов. Во-первых, следует учитывать ошибку определения числа уо квантов, испущенных в объем, видимый детектором. Эта ошибка включает в себя ошибку выделения линии уо в общем спектре и статистическую ошибку, которая в свою очередь содержит ошибку определения коэффициентов k_0 и k_1 . Согласно проведенным оценкам, ошибка определения числа уо находится на уровне ~8%. Во-вторых, необходимо учитывать ошибку определения доли источника гамма-излучения, видимого детектором. Плазменный шнур может менять свое положение в камере токамака во время проведения измерений, что увеличивает ошибку измерения потоков гамма-излучения, измеренных спектрометрами. Оценка этой ошибки дает 7-9%. И последний вклад в общую ошибку определения интенсивности рождения а-частиц дает определение коэффициента ветвления. В работе [126], приводится значение отношения $\Gamma_{\gamma 0}/\Gamma_{p} = (4,5\pm1,2)\times10^{-5}$, что эквивалентно ошибке приблизительно ~27% для дейтерия в энергетическом диапазоне 25-60 кэВ. W. Buss [126] дает значение суммарного сечения для у0 и γ_1 переходов, равное 39 ± 8 мб для энергии дейтерия 575 кэВ, соответственно, ошибка составляет 20,5%. Ошибка измерения сечения реакции для энергий дейтерия *E*_D > 1 МэВ [129] составила 19%. Таким образом, вклад ошибки определения коэффициента ветвления составляет 20-22%, а суммарная ошибка определения скорости рождения α-частиц – 27%.

98

4.2. Энергетическое и угловое распределения удерживаемых α-частиц

Рожденные в результате протекания ³He(d,p)⁴He реакции α -частицы удерживаются в плазме магнитным полем и обладают энергией, достаточной для взаимодействия с ионами примеси ⁹Be. Это взаимодействие приводит к испусканию гамма-излучения с энергией 4,44 МэВ из ⁹Be(α ,n γ)¹²C реакции, которое наблюдается на спектре гамма-излучения, зарегистрированном гамма-спектрометрами, вместе с гамма-линиями из D+⁹Be реакций (2,86, 3,37 и 3,59 МэВ). В разрядах плазмы токамака JET #94701, пик 4,44 МэВ наблюдается только на спектре, зарегистрированном LaBr₃(Ce) гамма-спектрометром с вертикальной линией обзора (Рисунок 4.7), поскольку только эта линия обзора покрывает область локализации удерживаемых α -частиц в плазме токамака JET, в то время как тангенциальный спектрометр располагается на 30 см ниже экваториальной плоскости тора, где преимущественно сконцентрированы α -частицы. Измерения гамма-излучения с энергией 4,44 МэВ являются всесторонней проверкой методов диагностики и анализа гамма-излучения, необходимых для исследований α -частиц в будущих DT экспериментах на токамаке JET.



Рисунок 4.7. – Спектр гамма-излучения, зарегистрированный вертикальным а) и тангенциальным b) LaBr₃(Ce) детекторами (черная линия), восстановленное энергетическое распределение гамма-излучения (красная линия) [124]

Исследования удерживаемых α -частиц были проведены в экспериментах с увеличенной мощностью NBI нагрева. Рисунок 4.8 демонстрирует сигналы JET-ILW разряда #95680, в котором $P_{NBI} = 10$ MBT, $P_{ULPH} = 6$ MBT. Относительная концентрация ионов ³Не составляла 20–22%.

В этих экспериментах использовался HPGe спектрометр с вертикальной линией обзора. Математическое описание физики Доплеровского уширения гамма-линий представлено в Главе 2, Раздел 2.6.2. Процедура анализа была имплементирована в код DeGaSum. Данная процедура подгоняет энергетическое и угловое распределение ионов заданной формы по измеренной форме гамма-линии и подбирает энергетическое и угловое распределение в интервальной форме (см. Раздел 2.6.2). 4,44 МэВ гамма-линия хорошо изучена и описывается полиномами Лежандра, что согласно работе [89] дает информацию о распределении удерживаемых α-частиц. Коэффициенты разложения формы линии по полиномам Лежандра для линии 4,44 МэВ *a*_k и *b*_k известны [89].



Рисунок 4.8. – Сигналы JET-ILW разряда #95680 с D-³He смесью плазмы: а) черная линия – мощность NBI, красная линия – мощность ИЦР-нагрева, синяя пунктирная линия – относительная концентрация ионов ³He; b) нейтронный выход; c) электронная температура в центре плазмы; d) поглощенная плазмой мощность [124]



Рисунок 4.9. – Измеренная интегральная гамма-линия 4,44 МэВ из реакции ⁹Ве(α,nγ)¹²С (черные точки) и описание формы линии (красная линия), соответствующее энергетическому и угловому распределению α-частиц, представленных на Рисунке 4.10; зеленая линия соответствует форме линии в случае изотропного углового распределения α-частиц; синяя линия – форма 4,44-МэВ гамма-линии, рассчитанная для α-частиц с энергией 2 МэВ с изотропным угловым распределением [124]

На Рисунке 4.9 показана гамма-линия с энергией 4,44 МэВ из реакции ${}^{9}\text{Be}(\alpha,n\gamma)^{12}\text{C}$ после вычитания фона, полученная в результате суммирования данных из разрядов #95677, #95679, #95680, #95681, #95683, #95684, #95686, #95697 (черные точки) со схожими параметрами плазмы. Суммирование проводилось для набора большей статистики, что необходимо для проведения более точного анализа. Восстановленное энергетическое распределение ионов по энергии и углам, полученное с помощью кода DeGaSum, показано на Рисунке 4.10.



Рисунок 4.10. – Энергетическое а) и угловое b) распределение удерживаемых α-частиц, восстановленные из HPGe измерений гамма-линии 4,44 МэВ в видимом объеме плазмы. Угловое распределение представлено относительно угла между направлением движения α-частиц и линией обзора HPGe детектора [124]

Распределение получено на основе имеющихся данных о нейтрон-гамма корреляции в диапазоне энергий $E_a \sim 1.9-7$ МэВ. Анализ не проводился для α -частиц с энергией $E_a < 1.9$ МэВ, поскольку сечение 9 Be($\alpha,n\gamma$) 12 C реакции в этом энергетическом диапазоне очень мало. Стоит отметить, что полученное энергетическое распределение α-частиц содержит значительную фракцию высокоэнергичных α-частиц с энергией 5-7 МэВ, что объясняется кинематикой ядерной реакции между ионами 3 Не и D. Ионы D, распределенные по энергии как показано на Рисунке 4.10, рождают α-частицы с широким спектром энергии рождения от 2 до 6 МэВ, что наблюдается на детекторе потерь быстрых ионов (Fast Ions Loss Detector, FILD) и подтверждается вычислениями, проведенными с помощью кода GENESIS с использованием моделирования кодом TRANSP [130, 131]. Угловое распределение α-частиц было получено относительно угла θ между направлением движения α-частиц и линией обзора HPGe спектрометра. Полученное угловое распределение обладает сильной анизотропией (Рисунок 4.10b)) с максимумом в диапазоне углов 50°-100°. Эта анизотропия вызывает искажение гамма-пика и его смещение в область низких энергий, что наблюдается на измеренном спектре (Рисунок 4.10а, черные точки). Для сравнения на Рисунке 4.9 зеленой линией показана форма гамма-линии 4,44 МэВ, рассчитанная для полученного энергетического распределения ачастиц (Рисунок 4.10а)) в предположении изотропного углового распределения. Изотропное угловое распределение дает симметричную форму линии, которая значительно шире наблюдаемой. Более того, форма линии, полученная для моноэнергетических частиц с энергией 2 МэВ, изотропно распределенных, шире измеренной линии (Рисунок 4.9, синяя линия). Таким образом, измерения Доплеровской формы гамма-линии с энергией 4,44 МэВ позволили заметить, что несмотря на то, что угловое распределение рожденных α -частиц изотропно, в эксперименте наблюдалась строгая угловая анизотропия удерживаемых α -частиц в видимом для детектора объеме с большой фракцией высокоэнергичных α -частиц. Этот эффект вызван движением удерживаемых α -частиц в токамаке JET по замкнутой банановой траектории (banana-shaped) [132-134]. Пример траектории движения удерживаемых α -частиц, ускоренных до энергии 1,9 МэВ, в токамаке JET показан на Рисунке 4.11. Детектор с вертикальной линией обзора наблюдает только часть этой траектории, на которой частицы двигаются по спирали в направлении от детектора.



Рисунок 4.11. – Траектория движения удерживаемой α-частицы, ускоренной ИЦР-нагревом в плазме токамака JET [134]. Вертикальной линией показано положение линии обзора HPGe детектора

4.3. Выводы к Главе 4

С помощью методов гамма-спектрометрии были изучены α -частицы, рожденные в D-³He плазме в серии экспериментов на токамаке JET. В этих экспериментах D-NBI ионы ускорялись до энергий в МэВ-ном диапазоне с применением трех-ионной D-(D_{NBI})-³He схемы ИЦРнагрева. Высокая концентрация ионов ³He в плазме и значительная популяция высокоэнергетических D-ионов привели к рождению α -частиц в результате протекания реакции синтеза ³He(d,p)⁴He. Интенсивность генерации α -частиц была оценена в видимом для детектора объеме плазмы из измерений гамма-излучения с энергией 16,7 МэВ, рожденном в реакции ³He(d, γ)⁵Li, и из известного коэффициента ветвления реакций ³He(d, γ)⁵Li/³He(d,p)⁴He. С учетом области локализации источника α -частиц, которая была определена из измерений профиля гамма-излучения с энергией E > 10 МэВ, проведенных с помощью гамма-камеры, была оценена общая интенсивность протекания ³He-D реакции $\langle R_{\alpha} \rangle \approx (1,45\pm0,4) \times 10^{16}$ с⁻¹. Полученные результаты продемонстрировали способность гамма-спектрометрии обеспечить проведение абсолютных измерений интенсивности протекания термоядерного синтеза.

Анализ уширенной за счет эффекта Доплера формы линии 4,44 МэВ из реакции 9 Ве($\alpha,n\gamma$) 12 С позволил восстановить энергетическое и угловое распределение удерживаемых α -частиц, рожденных в реакции D- 3 Не синтеза. Было отмечено, что, хотя распределение рожденных в реакциях синтеза α -частиц изотропно, удерживаемые α -частицы в видимом для детектора объеме плазмы обладают сильной угловой анизотропией и содержат большую долю высокоэнергетических частиц. Полученные методами гамма-спектрометрии распределения быстрых ионов, а также измерение скорости рождения α -частиц могут быть использованы при оптимизации сценариев нагрева плазмы.

Глава 5. Подготовка к измерениям функций возбуждения ядер ¹¹В и ¹¹С, рожденных в ядерных реакциях между ионами ³Не и ⁹Ве

Для восстановления функций распределения быстрых частиц требуется информация о функциях возбуждения гамма-переходов для ядер, рождающихся в реакциях с участием изучаемых ионов. Для получения энергетических распределений ускоренных изотопов ³Не методами гамма-спектрометрии требуется подробная информация о функциях гаммапереходов в ядерных реакциях ⁹Be(³He,pγ)¹¹B и ⁹Be(³He,nγ)¹¹C. На настоящий момент сведения о ядерных реакциях с участием ядер ⁹Be и изотопа ³He имеют отрывочный характер, отсутствуют источники, в которых была бы изложена детальная информация о функциях возбуждения гамма-переходов в указанных реакциях в широком диапазоне энергий налетающих частиц.

Кроме того, для анализа распределений быстрых ионов в плазме необходима информация об угловой зависимости испускания гамма-квантов. В большинстве исследований угловая зависимость не изучалась, а измерения проводились при одном или двух направлениях вылета частиц-продуктов. Такие данные не позволяют получить интегральные сечения гамма-переходов, необходимые для получения функций энергетического распределения быстрых ионов в плазме токамака. Энергетические распределения быстрых ионов могут быть получены из анализа соотношения интенсивностей гамма-линий, измеряемых спектрометрами из плазмы [80], а также из анализа Доплеровского уширения гамма-линий [87–89]. В последнем случае в измерениях необходимо использовать полупроводниковый НРGe спектрометр с прецизионным энергетическим разрешением. Метод получения энергетического распределения быстрых ионов в плазме был разработан в ФТИ [87,89] и применен в экспериментах на токамаке JET [83,130].



Рисунок 5.1. – Уровни возбуждения ядра ¹¹В: а) схема уровней возбуждения ядра ¹¹В; b) функции возбуждения переходов 4,445, 5,03, 7,29, 7,98 и 8,57 МэВ

Был проведен анализ доступных данных о сечениях возбуждения гамма-излучения, рождающегося в реакциях с участием бериллия и ³He. Уровни возбуждения ядра ¹¹B и функции возбуждения некоторых гамма-переходов ядра ¹¹B, рожденного в реакции ⁹Be(³He, р γ)¹¹B (Q = 10,3228 МэВ), доступные в настоящее время, показаны на Рисунках 5.1a) и 5.1b), соответственно [135-137]. Соответствующие данные для уровней возбуждения ядра ¹¹C и функции возбуждения некоторых гамма-переходов этого ядра, рожденного в реакции ⁹Be(³He, п γ)¹¹C (Q = 7,5580 МэВ), показаны на Рисунках 5.2a) и 5.2b), соответственно[138-140].



Рисунок 5.2. – Уровни возбуждения ядра ¹¹С: а) схема уровней возбуждения ядра ¹¹С; b) ϕ ункции возбуждения переходов 2, 4,319, 4,804, 6,905, 7,4997 и 8,05 МэВ

5.1. Методика эксперимента

В ходе подготовки к измерениям энергетической зависимости сечений гамма-переходов ядер ¹¹В и ¹¹С в реакциях ⁹Ве(³He, рү)¹¹В и ⁹Ве(³He, пү)¹¹С в циклотронной лаборатории ФТИ им. А.Ф. Иоффе была разработана экспериментальная установка для изучения реакций между изотопами водорода и гелия и ядрами Ве, В и С. Была разработана и изготовлена камера реакций, сборочный чертеж которой показан на Рисунке 5.3. На Рисунке 5.4 показана фотография изготовленной камеры а) – вид сверху; b) – вид снизу).



Рисунок 5.3. – Сборочный чертеж камеры реакции



Рисунок 5.4. – Камеры реакции: а) вид сверху; b) вид снизу; 1 – фланцевая крышка; 2 – стеклянное окно; 3 – патрубок; 4 – мишень; 5 – ручка поворотного механизма мишени; 6 – разъемы для выводов тока с мишени и сигнала детектора частиц

Камера состоит из цилиндрического стакана, изготовленного из нержавеющей стали, сверху закрытого фланцевой крышкой (1) со стеклянным окном (2), необходимым для наблюдения положения люминесцирующего пятна на виллемите при юстировке пучка ионов. С ионопроводом циклотрона камера соединена патрубком (3). Мишень установлена (4) на оси стакана в держателе и имеет две рабочие стороны: собственно, мишень, в которой происходят ядерные реакции, и установленной на обратной стороне пластины, изготовленной с использованием люминесцирующего под действием ионов вещества – виллемитом. Держатель мишени снабжен поворотным механизмом для замены бериллиевой мишени на пластину с виллемитом, используемой при юстировке пучка. Снизу стакана камеры расположена ручка поворотного механизма мишени (5), а также разъемы, используемые при измерении тока, проходящего через мишень и разъемы для вывода сигнала детектора частиц, который может быть дополнительно установлен в камере реакций (6).





Рисунок 5.5. – Камера реакции со снятой верхней крышкой: а) с установленной медной крышкой стакана; b) без крышки стакана: 1 – стакан для сбора заряда рассеянных электронов; 2 – крышка стакана; 3 – вставка для подачи охранного потенциала

На Рисунке 5.5 показана камера со снятой крышкой. Внутри камеры установлен дополнительный стакан цилиндрической формы (1), изготовленный из медного сплава. Стакан предназначен для сбора электронов, эмитируемых из мишени при облучении ее высокоэнергетическими ионами.

Сверху со стороны бериллиевой мишени стакан имеет медную крышку (2), со стороны виллемитовой пластины крышка отсутствует. Крышка прикреплена к держателю мишени и может поворачиваться вместе с мишенью. В патрубке камеры установлена латунная вставка цилиндрической формы (3) с отверстием для прохода ионов из ионопровода, изолированная от корпуса камеры. На вставку подается отрицательный потенциал для препятствования утечки эмитированных электронов в ионопровод (охранный потенциал).

Мишень соединена электрическими контактами со стаканом для сбора заряда рассеянных электронов и изолирована от корпуса камеры реакции. При облучении мишени пучком ионов измеряется ток, проходящий через мишень и стакан сбора рассеянных электронов. Ток измеряется с помощью пикоамперметра Keightly 6485 каждые ~50 мс. Таким образом, мишень со стаканом сбора рассеянных электронов представляют собой цилиндр Фарадея для измерения тока, прошедшего через мишень. После завершения измерений производится численное интегрирование тока, вычисляется заряд и количество ионов, попавших на мишень.

В ходе подготовки к измерениям энергетических зависимостей сечений гаммапереходов в реакциях между ⁹Ве и ³Не были проведены предварительные измерения спектров гамма и нейтронного излучения из бериллиевой мишени, облучаемой пучком ионов ³Не с энергией 2,57 МэВ на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе [141]. В измерениях была использована бериллиевая мишень толщиной 111 мкг/см². Бериллий был напылен на танталовую подложку толщиной 0,5 мм. Схема экспериментальной установки показана на Рисунке 5.6.



Рисунок 5.6. – Схема расположения детекторов около камеры реакции: 1 – камера реакции, 2 – ионопровод, по которому ионы ³Не доставляются от циклотрона к камере реакции, 3 – HPGe спектрометр ORTEC GMX45P4-83-CW-PL, 4 – HPGe спектрометр CANBERRA GR5021, 5 – гамма-спектрометр LaBr₃(Ce), 6 – нейтронный спектрометр BC-501A

Спектры гамма-излучения измерялись двумя HPGe спектрометрами: ORTEC GMX45P4-83-CW-PL с электрическим кулером X-Cooler II и CANBERRA GR5021 с электрическим кулером CryoPulse5-Plus. Относительная эффективность детектора ORTEC GMX45-P4-83-CW-PL составляет 49% (относительно эффективности NaI(Tl) детектора Ø76,2мм×76,2мм при измерении гамма-квантов с энергией 1,3325 МэВ от источника на основе изотопа ⁶⁰Co). Относительная эффективность CANBERRA GR5021 – 56,8%. В ходе эксперимента положение детекторов менялось относительно направления пучка ионов, падающих на мишень. Это позволило измерить Доплеровские формы линий при углах обзора 0°, 30°, 60°, 90° и 120°. Расстояние от мишени до детекторов составляло 40 см.
Детектор GR5021 использовался с предусилителем CANBERRA 2101N. Сигнал детектора обрабатывался с помощью серийного многоканального анализатора CANBERRA Lynx. Спектры строились в энергетическом диапазоне 0,2–10 МэВ. Во время измерений регистрировалось мертвое время. Детектор GMX45P4 использовался с предусилителем ORTEC A232N и обрабатывался многоканальным анализатором DSPEC-50 также с регистрацией мертвого времени. Энергетический диапазон измерений составлял 0,2-11 МэВ. Длительность экспозиций варьировалась от 1000 до 3000 секунд в зависимости загрузки спектрометров.

Для отслеживания стабильности измерения тока пучка использовался монитор – дополнительный сцинтилляционный гамма-спектрометр LaBr₃(Ce), установленный в определенном положении, которое не менялось в течение всей серии измерений. Детектор представляет собой кристалл LaBr₃(Ce) с размерами Ø38 мм × 51 мм, соединенный с ФЭУ Нататаtsu R6231-100. Сигнал детектора LaBr₃(Ce) формировался спектрометрическим усилителем ORTEC 673 с временем формирования 0,5 мкс и обрабатывался с помощью многоканального анализатора EASY-MCA-8k, подключенного к персональному компьютеру. Схема экспериментальной системы сбора и обработки данных показана на Рисунке 5.7.



Рисунок 5.7. – Схема экспериментальной системы сбора и обработки данных: 1 – камера реакции; 2 – мишень; 3 – стакан Фарадея; 4 – вставка для подачи охранного потенциала; 5 – пучок ионов

В измерениях спектров нейтронов из реакции ${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He,n\gamma})^{11}\text{C}$ использовался спектрометр на основе жидкого органического сцинтиллятора BC-501A. Спектры нейтронного излучения необходимы для изучения заселения уровней возбуждения ядра ${}^{11}\text{C}^*$. Нейтронный спектрометр прошел калибровку на пучке циклотрона ФТИ, в результате чего был получен набор функций отклика детектора на моноэнергетическое нейтронное излучение в диапазоне энергий 1,9-10,4 МэВ, а также была получена энергетическая зависимость эффективности

регистрации нейтронов. Процедура калибровки описана в Главе 3, Раздел 3.1. Сигнал нейтронного спектрометра оцифровывался с помощью 14-битного модуля National Instruments PXIe-5164 с частотой оцифровки 500 МГц. Модуль установлен в крейте NI PXIe-1082 и подключен к ПК через интерфейс Thunderbolt 3. Сигнал детектора записывался в сегментной моде, при которой в память компьютера сохраняется только импульс с временными метками, по амплитуде, превышающий заданный порог. Нейтрон-гамма разделение проводилось в режиме офлайн после записи экспозиции по процедуре, описанной в Главе 3 и работе [90].

5.2. Результаты эксперимента

Как уже упоминалось выше, в ходе эксперимента положение детекторов менялось относительно направления пучка ионов, падающих на мишень. На Рисунке 5.8 показаны формы линий переходов 6,9 МэВ из реакции ⁹Be(³He,nγ)¹¹C и 8,92 МэВ из реакции ⁹Be(³He,pγ)¹¹B.



Рисунок 5.8. – Формы линий гамма-переходов а) 6,9 МэВ из реакции 9 Be(3 He,n γ) 11 С и b) 8,92 МэВ из реакции 9 Be(3 He,p γ) 11 B, измеренные под углами 0° и 90° [141]

На Рисунке 5.9 показано энергетическое распределение нейтронов, вылетающих из мишени под углом 15° относительно направления пучка ³Не, полученное после обработки измеренного спектра кодом DeGaSum [90] с использованием функций отклика спектрометра.



Рисунок 5.9. – Энергетический спектр нейтронов, рожденных в ${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He},n\gamma){}^{11}\text{C}$ реакции, измеренный BC-501A нейтронным спектрометром под углом 15° относительно направления пучка ${}^{3}\text{He}$ с энергией 2,57 МэВ – черная линия. Восстановленное энергетическое распределение нейтронов – синяя линия. Обратная свертка восстановленного распределения нейтронов с функциями отклика спектрометра – красная линия. n_0 , n_1 , n_2 , n_3 , n_4 , n_5 , n_6 , n_7 , n_8 , n_9 – энергетические группы нейтронов, соответствующие заселению энергетических уровней ядра ${}^{11}\text{C}$ с энергией: 10,06, 8,08, 5,75, 5,27, 3,69, 3,54, 3,16, 2,56, 1,96, 1,64 МэВ, соответственно [141]

Анализ Доплеровской формы гамма-линий позволил восстановить угловое распределение продуктов реакций (нейтронов и протонов), проходящих в бериллиевой мишени при облучении пучком ³Не. Поиск углового распределения продуктов находился методом, описанным в работе [88].

Исследуемые реакции имеют двухступенчатый характер типа $A(a,b)B(\gamma)C$, и амплитуда этих реакций факторизуется на амплитуду реакции A(a,b)B и амплитуду гамма-распада. Угловую зависимость вероятности испускания частицы–продукта реакции *b* в системе центра масс относительно направления налетающего ядра ³Не можно выразить через полиномы Лежандра $P_k(cos\theta_b)$:

$$w(\theta_b) = \alpha_0 \sum_{k=1} \left[1 + \frac{\alpha_k}{\alpha_0} P_k(\cos\theta_b) \right]$$
(5.1)

и использовать для описания формы линии. В формуле (5.1) a_k – численные коэффициенты; θ_b – угол испускания частицы *b* в системе центра масс. Энергетическое распределение гаммаквантов в спектре, наблюдаемом под углом 0° относительно направления пучка ³He, будет иметь вид (с учетом искажений, вносимых конечным разрешением детектора)

$$S(E_{\gamma}) = \alpha_0 \int_{E_{\gamma}^{min}}^{E_{\gamma}^{max}} d\varepsilon_{\gamma} \sum_{k=1} \left[1 + \frac{\alpha_k}{\alpha_0} P_k(\cos\theta_b) \right] \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} exp\left[-\frac{(E_{\gamma} - \varepsilon_{\gamma})^2}{2\sigma^2} \right].$$
(5.2)

Здесь энергия Е_γ гамма-излучения, испускаемого ядрами отдачи, равна

$$E_{\gamma} = E_{\gamma 0} \left(1 + \frac{V_{cm}}{c} - \frac{V_B}{c} \cos \theta_b \right)$$
(5.3)

и, таким образом, связана с углом θ_b испускания частицы *b* в системе центра масс. V_{cm} – скорость движения центра масс (компаунд ядра), V_B – скорость ядра отдачи (после вылета легкой частицы) в системе центра масс, *c* – скорость света.

Энергетическое разрешение спектрометра учитывается в форме распределения Гаусса со стандартным отклонением, равным σ . Пределы интегрирования $(E_{\gamma}^{min}, E_{\gamma}^{max})$ соответствуют предельным значениям $cos\theta_n = (1,-1)$. Коэффициенты разложения α_k функции УР частицы b находятся путем подгонки расчетной функции $S(E_{\gamma})$ к экспериментально измеренной форме линии $S^{exp}(E_{\gamma})$, минимизируя функционал $\|S^{exp}(E_{\gamma}) - S(E_{\gamma})\|$ относительно значений α_k .



Рисунок 5.10. – Угловое распределение вылета протонов при заселении уровня 8,92 МэВ ядра ¹¹В в реакции ⁹Ве(³Не,рү)¹¹В относительно направления пучка ³Не при энергии ³Не 2,57 МэВ. Неопределенности определения углового распределения отмечены серой областью [141]

На Рисунке 5.10 показано угловое распределение вылета протонов при заселении уровня 8,92 МэВ ядра ¹¹В в ходе реакции ⁹Ве(³He,рү)¹¹В относительно направления пучка ³He. Таким образом, были подготовлены измерения сечений и угловых распределений гамма и нейтронного излучения в широком диапазоне энергий.

С использованием разработанной системы измерений спектров нейтронного и гамма излучения в ядерных реакциях с участием легких ядер на пучке циклотрона ФТИ им. А.Ф. Иоффе была проведена серия экспериментов по исследованию сечений и угловых распределений гамма излучения в реакциях ${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He},n\gamma){}^{11}\text{C}$ и ${}^{9}\text{Be}({}^{3}\text{He},p\gamma){}^{11}\text{B}$ [142]. Были измерены спектры и угловое распределение гамма-излучения в диапазоне 1,52-7 МэВ, а также формы линий гамма-переходов 2, 2,12, 4,8, 6,9, 7,29 и 8,92 МэВ. На момент написания диссертации проводилась обработка и анализ полученных экспериментальных данных.

5.3. Выводы к Главе 5

Проведена подготовка к измерениям энергетических зависимостей сечений гаммапереходов ядер ¹¹В и ¹¹С. В том числе, проведен анализ доступных данных о функциях возбуждения гамма-переходов ядер ¹¹В и ¹¹С, рожденных в реакциях ⁹Ве(³He,рγ)¹¹В и ⁹Ве(³He,nγ)¹¹С. Разработана и изготовлена камера реакции, позволяющая проводить измерение тока пучка ионов, проходящего через мишень, с высокой точностью. Проведены предварительные измерения спектров гамма и нейтронного излучения при облучении бериллиевой мишени пучком ионов ³Не с энергией 2,57 МэВ на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Измерения спектров гамма-излучения проведены с использованием двух НРGе детекторов под углами обзора бериллиевой мишени относительно направления пучка ионов 0°, 30°, 60°, 90° и 120°. Анализ формы линии 8,92 МэВ позволил восстановить угловое распределение вылета протонов относительно направления ядра ³Не. На циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе подготовлена и проведена серия экспериментов по измерению спектров и углового распределения гамма-излучения в диапазоне 1,52-7 МэВ, а также формы линий гамма-переходов 2, 2,12, 4,8, 6,9, 7,29 и 8,92 МэВ ядер ¹¹С и ¹¹В, рожденных в реакциях ⁹Ве(³Не,пγ)¹¹С и ⁹Ве(³Не,рγ)¹¹В.

Заключение

Успешный запуск и работа будущих термоядерных реакторов, таких как ИТЭР и ДЭМО, напрямую зависят от степени понимания физики быстрых ионов в термоядерной плазме. Сейчас активно ведутся исследования процессов, связанных с генерацией быстрых ионов и их удержанием, исследуются распределения быстрых ионов в плазме термоядерного реактора. Такие эксперименты требуют поиска и разработки новых технологий диагностики высокотемпературной плазмы.

В течение последних десятилетий на существующих плазменных установках активно разрабатывались методы диагностики быстрых ионов, основанные на методах нейтронной и гамма-спектрометрии. ФТИ им. А.Ф. Иоффе принимает активное участие в развитии систем гамма-спектрометрии на токамаке JET, который оснащен наиболее совершенной системой гамма-спектрометрии среди действующих токамаков и является испытательной площадкой для диагностики быстрых ионов в преддверии запуска ИТЭР. Кроме того, на токамаках Глобус-М2 и ТУМАН-3М в ФТИ им. А.Ф. Иоффе разрабатывались системы нейтронной диагностики на основе компактных нейтронных спектрометров.

В настоящем исследовании приведены некоторые результаты, полученные в процессе выполнения этих работ, а именно:

- Разработана и применена на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе методика калибровки и обработки сигналов детекторов нейтронного излучения на основе органических сцинтилляторов. Методика калибровки основана на методе нейтрон-гамма совпадений в комбинации с времяпролетной методикой. Была проведена экспериментальная кампания по калибровке двух нейтронных спектрометров на основе сцинтиллятора BC-501A. Метод нейтрон-гамма совпадений позволил выделить моноэнергетические нейтроны из ⁹Be(α,n₁γ)¹²C реакции в широком диапазоне энергий от 1,9 до 10,4 МэВ. В результате применения этого метода были получены функции отклика двух нейтронных спектрометров на основе сцинтиллятора BC-501A на моноэнергетическое нейтронное излучение в указанном энергетическом диапазоне. Была определена зависимость эффективности детекторов от энергии регистрируемых нейтронов.
- 2. На токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ТУМАН-3М и Глобус-М2 были разработаны спектрометрические системы нейтронной диагностики. Системы позволяют проводить спектрометрические измерения нейтронных потоков из плазмы токамака со скоростью счета до 10⁶ с⁻¹. В экспериментах с инжекцией пучка дейтерия в дейтериевую плазму, с помощью спектрометров BC-501A были измерены экспериментальные спектры нейтронного излучения. С помощью кода DeGaSum было восстановлено энергетическое распределение нейтронов, рожденных в DD-реакции в разрядах плазмы токамаков Глобус-М2 и ТУМАН-3М. На основе нейтронных измерений была получена временная

114

эволюция нейтронного выхода в течение разряда плазмы. Из полученных данных была оценена интенсивность DD реакции, которая достигала порядка 10¹⁰-10¹¹ с⁻¹ на токамаке ТУМАН-3М и порядка 10¹¹ с⁻¹ на токамаке Глобус-М2. В нейтронных измерениях на Глобус-М2 наблюдалось влияние пилообразных осцилляций на выход нейтронов и удержание быстрых ионов в плазме.

- 3. Развиты методы анализа спектров гамма-излучения, генерируемого в плазме, для изучения быстрых ионов, включая удерживаемые α-частицы, рожденные в процессе реакций синтеза. Из анализа интенсивности гамма-излучения получены оценки скорости реакции синтеза в разрядах с инжекцией дейтериевых пучков и ИЦР-нагревом. Интенсивность генерации α-частиц была оценена в видимом для детектора объеме плазмы из измерений гамма-излучения реакции ³He(d,γ)⁵Li с энергией 16,7 МэВ. С учетом области локализации источника α-частиц была оценена общая скорость протекания ³He-D реакции синтеза <*R*_α> ≈ (1,45±0,4)×10¹⁶ с⁻¹. Анализ уширенной за счет эффекта Доплера формы линии 4,44 МэВ из реакции ⁹Be(α,nγ)¹²С позволил восстановить энергетическое и угловое распределение удерживаемых α-частиц, рожденных в реакции D-³He синтеза. Было обнаружено, что в видимом для детектора объеме плазмы удерживаемые α-частицы обладают сильной угловой анизотропией и содержат большую долю высокоэнергетических частиц.
- 4. На циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе разработана экспериментальная установка для измерения функций возбуждения гамма-переходов в ядрах, рожденных в реакциях между изотопами водорода и гелия и ядрами Ве, В и С. Подготовлен эксперимент по измерению функций возбуждения гамма-переходов ядер ¹¹В и ¹¹С, являющихся продуктами ядерных реакций между легкими ядрами плазменного топлива и ядрами примесей в плазме токамака. Проведены предварительные измерения спектров гамма и нейтронного излучения при облучении бериллиевой мишени пучком ³Не. Восстановлено угловое распределение вылета протонов относительно направления движения ядра ³Не.

На основе достигнутых результатов могут быть сформулированы следующие направления развития темы исследований:

- Разработанная методика калибровки и обработки сигналов детекторов нейтронного излучения может быть применена к детекторам на основе любого органического сцинтиллятора, что позволяет получать характеристики (функции отклика и эффективность) различных сцинтилляционных детекторов нейтронного излучения. В ближайшем будущем разработанная методика может быть применена при калибровке нейтронного спектрометра, разрабатываемого для токамака ИТЭР.
- Разработанные спектрометрические системы нейтронной диагностики на токамаках ФТИ им. А.Ф. Иоффе ТУМАН-3М и Глобус-М2 продолжат свою работу по измерению

нейтронных потоков из плазмы токамака в экспериментах с инжекцией пучка дейтерия в дейтериевую плазму. Полученные с помощью нейтронной диагностики данные должны позволить изучить влияние различных процессов на поведение быстрых ионов в плазме токамака. Это играет особую роль для токамака Глобус-М2, где недавно был в введен в работу второй инжектор пучка нейтральных частиц, и ожидается получение новых данных о нейтронных потоках из плазмы с инжекцией пучка нейтральных частиц с помощью двух инжекторов.

- Введение в строй второго инжектора нейтральных частиц на токамаке Глобус-М2 привело к увеличению загрузки нейтронных спектрометров. Для существенного уменьшения доли рассеянных нейтронов в регистрируемом спектре и уменьшения числа наложенных импульсов будет проведена модернизации системы радиационной защиты нейтронных спектрометров;
- Развитые методы анализа спектров гамма-излучения, генерируемого в плазме, основанные на анализе интенсивности гамма-излучения, позволяют получить оценки скорости реакций синтеза в разрядах с DT плазмой, что представляет особый интерес в исследовании разрядов DT-кампании на токамаке JET. Также данный метод планируется применить в диагностике DT плазмы реактора ИТЭР, где оценка скорости DT синтеза является ключевым критерием.
- Анализ уширенной за счет эффекта Доплера формы линии 4,44 МэВ из реакции
 ⁹Ве(α,nγ)¹²С также будет применяться для анализа распределений удерживаемых αчастиц, рожденных в реакциях синтеза, в том числе в экспериментах на ИТЭР.
- Разработанная на циклотроне ФТИ им. А.Ф. Иоффе экспериментальная установка для измерения функций возбуждения гамма-переходов в ядрах будет применена в экспериментах по уточнению сечений реакций между изотопами водорода и гелия и ядрами Ве, В и С. Измеренные функции возбуждения гамма-переходов будут использованы при анализе данных, полученных на токамаке ИТЭР.
- На основе предварительных измерений спектров гамма и нейтронного излучения при облучении бериллиевой мишени пучком ³Не была проведена основная экспериментальная серия по облучению бериллиевой мишени пучком ³Не, ускоренного до энергий в диапазоне 1,52–10 МэВ. Будет закончена обработка и проведен анализ экспериментальных данных. По полученным результатам будет подготовлена публикация в научном журнале.
- Накопленный опыт и разработанные методики изучения распределений быстрых ионов в плазме токамака будут использованы при проектировании гамма-спектрометрической системы токамака с реакторными технологиями (ТРТ), сооружение которого планируется в Российской Федерации.

116

Благодарности

Автор выражает благодарность руководителю Шевелеву Александру Евгеньевичу, за мотивацию, научное руководство и становление автора как научного сотрудника, а также Игорю Николаевичу Чугунову, руководившему автором на протяжении двух лет. Выражает признательность всем сотрудникам циклотронной лаборатории, и в особенности Е.М. Хилькевичу, Д.Н. Дойникову, И.А. Полуновскому, М.Ф. Кудоярову, В.Ю. Пожнину, В.П. Кокорину за многолетнее сотрудничество, бесценный опыт и неоценимую помощь в проведении исследований. Сотрудников лаборатории физики высокотемпературной плазмы также благодарит за бесценный опыт и возможность провести столь интересные исследования. Автор признателен В.Г. Киптилому за всестороннюю помощь и научные консультации. Автор выражает благодарность всей своей семье за поддержку.

Список использованных сокращений

ИЦР-нагрев – ионный циклотронный резонансный нагрев

- NBI Neutral Beam Injection, инжекция пучка нейтральных атомов
- FILD Fast Ions Loss Detector, детектор потерь быстрых ионов
- HPGe High Purity Germanium, особо чистый германий
- TOF Time Of Flight, время пролета
- TPR Thin foil Proton Recoil, метод регистрации протонов отдачи из тонкой фольги
- MPR Magnetic Proton Recoil, метод регистрации протонов отдачи с применением внешнего магнитного поля
- CVD Chemical Vapor Deposit, метод химического осаждения из газовой фазы
- Л.с.к. лабораторная система координат
- ПШПВ полная ширина на половине высоты
- ФЭУ фотоэлектронный умножитель
- ATCA Advanced Telecommunications Computing Architecture, система оцифровки на основе усовершенствованной архитектуры
- C&M Control and Monitoring, система управления и контроля
- 2D-2-Dimentional, двумерный
- MCNP Monte Corlo N-Particle Code
- С.ц.м. система центра масс
- АЦП аналого-цифровой преобразователь
- HXR Hard X-Ray, жесткое рентгеновское излучение
- SXR Soft X-Ray, мягкое рентгеновское излучение
- ILW ITER-like wall, ИТЭР-подобная стенка камеры

Список использованной литературы

- ITER Physics Expert Group on Energetic Particles, Heating and Current Drive and ITER Physics Basis Editors, Chapter 6: Plasma auxiliary heating and current drive // Nucl. Fusion – 1999. – V. 39 – P.2495.
- 2. Artsimovich L.A. Tokamak devices // Nucl. Fusion 1972. V. 12 PP. 215-252.
- Speth E. Neutral beam heating of fusion plasmas. // Rep. Prog. Phys. 1989. V.52 PP. 57-121
- 4. Сивухин Д.В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме. // Вопросы теории плазмы (под ред. М.А. Леонтовича) 1964. Вып. 4 М.: Атомиздат С. 81-187.
- Stodiek W., Goldston R., Sauthoff N., et al. Transport Studies in the Princeton Large Torus: Proc. of 8th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research – Brussels – 1980. – V. 1 – P. 9.
- Tobita K., Tani K., Nishitani T., et al. Fast ion losses due to toroidal field ripple in JT-60U. // Nuclear Fusion – 1994. – V.34 – V. 1097.
- Boivin R.L., Zweben S.J., White R.B. Study of Stochastic Toroidal Field Ripple Losses of Charged Fusion Products at the Midplane of TFTR. // Nuclear Fusion – 1993. – V. 33 – №.3.
- 8. Wesson J. Tokamaks. // Clarendon Press Oxford 2004.
- Aldcroft D., Burcham J., Cole H.C., et al. CLEO Tokamak neutral injection system. // Nucl. Fusion – 1973. – V. 13 – № 3 – PP. 393-400.
- 10. Bol K., Cecchi J.L., Daughney C.C., et al. Neutral-beam heating in the adiabatic toroidal compressor. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32 № 12 PP. 661-664.
- Stewart L.D., Davis R.C., Hogan J.T., et al. Neutral beam injection heating of Ormak: Proc. of 3-d International symposium on toroidal plasma confinement – 1973. – Garching – Germany.
- 12. Eubank H.P., Goldsto R., Arunasalam V., et al. Neutral-Beam-Heating Results from the Princeton Large Torus. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43 P. 270.
- 13. Bitter M., Arunasalam V., Bell M.G., et al. High power neutral beam heating experiments on TFTR with balanced and unbalanced momentum input. // Plasma Phys. Control. Fusion 1987.
 V. 29 № 10A PP. 1235-1246.
- Duong H.H., Heidbrink W.W., Strait E.J., et al. Loss of energetic beam ions during TAE instabilities. // Nucl. Fusion 1993. V. 33 P. 749.
- Fasoli A., Borda D., Gormezano C., et al. Alfven eigenmode experiments in tokamaks and stellarators. // Plasma Phys. Control. Fusion – 1997. –V. 39 – P. B287
- Heidbrink W.W., Sadler G.J. The behaviour of fast ions in tokamak experiments. // Nucl. Fusion – 1994. – V. 34 – № 4 – P. 535.
- Ongena, J., Koch, R., Wolf, R. et al. Magnetic-confinement fusion. // Nature Phys. 2016. –
 V.12 PP.398–410.

- Adam, J. Review of tokamak plasma heating by wave damping in the ion cyclotron range of frequency. // Plasma Phys. Control. Fusion – 1987. – V. 29, – № 4 – PP.443 –472.
- Porkolab, M., Becoulet, A., Bonoli, P.T., et al. Recent progress in ICRF physics. // Plasma Phys. Control. Fusion – 1998. – V. 40 – PP.35–52.
- 20. Noterdaeme, J.-M., Eriksson, L.-G., Mantsinen, M., et al. Physics studies with the additional heating systems in JET. // Fusion Science and Technology 2008. V. 53, PP.1103 –1151.
- Kazakov, Y., Ongena, J., Wright, J. et al. Efficient generation of energetic ions in multi-ion plasmas by radio-frequency heating. // Nature Phys. – 2017. – V. 13 – PP.973–978.
- Porkolab, M. Plasma heating by fast magnetosonic waves in Tokamaks. // AIP Conference Proceedings – 1994. – V. 314 – PP.99–127.
- 23. Stix, T.H. Waves in Plasmas. // T.H. Stix. -New York: AIP, 1992. P.566.
- 24. Stix, T.H. Fast-wave heating of a two-component plasma. // Nucl. Fusion 1975. V. 15. PP.737–754.
- 25. Krasilnikov, A.V., Van Eester, D., Lerche, E. et al. Fundamental ion cyclotron resonance heating of JET deuterium plasmas. // Plasma Phys. Control. Fusion 2009. V. 51. 044005.
- Koch R. The Ion Cyclotron, Lower Hybrid and Alfven Wave Heating Methods. // Fusion Science and Technology – 2012. – V. 61. – PP.296–303.
- Lerche, E., Goniche, M., Jacquet, P. et al. Optimization of ICRH for core impurity control in JET-ILW. // Nucl. Fusion – 2016. – V. 56. 036022.
- Van Eester, D., Lerche, E., Andrew, Y. et al. JET (³He)–D scenarios relying on RF heating: survey of selected recent experiments. // Plasma Phys. Control. Fusion – 2009. – V. 51. 044007.
- Kazakov, Ye. O., Ongena, J., Van Eester, D. et al. A new ion cyclotron range of frequency scenario for bulk ion heating in deuterium–tritium plasmas: How to utilize intrinsic impurities in our favour. // Phys. Plasmas – 2015. – V. 22. 082511.
- Breizman, B. N., Sharapov, S. E. Major minority: energetic particles in fusion plasmas. // Plasma Phys. Control. Fusion – 2011. – V. 53. 054001.
- Kazakov, Ye.O., Ongena, J., Wright, J.C. et al. Efficient generation of energetic ions in multiion plasmas by radio-frequency heating. // Nature Phys. – 2017. – V. 13. – PP. 973-978.
- Afanasyev, V.I., Mironov, M.I., Nesenevich, V.G. et al. Assessment of neutral particle analysis abilities to measure the plasma hydrogen isotope composition in ITER burning scenarios // Plasma Phys. Control. Fusion – 2013. – V. 55. 045008.
- Ryutov, D. Energetic ion population formed in close collision with fusion alpha-particles. // Physica Scripta. – 1992. – V. 45. – № 2. – P. 153.
- 34. Afanasyev, V.I., Chernyshev, F.V., Kislyakov, A.I. et al. Neutral particle analysis on ITER: present status and prospects // Nucl. Instrum. Methods A. 2010. V. 621. PP. 456-467.

- Ericsson, G. Advanced Neutron Spectroscopy in Fusion Research. // Journal of Fusion Energy. - 2019. – V. 38. – PP. 330–355.
- Wolle, B. Tokamak plasma diagnostics based on measured neutron signals. // Phys. Rep. 1999. – V. 312. – PP. 1-86.
- Jarvis, O.N., Gorini, G., Hone, M. et al. Neutron spectrometry at JET. // Rev. Sci. Instrum. 1986. – V. 57. – P. 1717.
- Giacomelli, L., Hjalmarsson, A., Sjöstrand, H. et al., Advanced neutron diagnostics for JET and ITER fusion experiments. // Nucl. Fusion – 2005. – V. 45. – P.1191.
- Hjalmarsson, A. Development and Construction of a 2.5-MeV Neutron Time-of-Flight Spectrometer Optimized for Rate (TOFOR): PhD thesis. – Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology. – 2006. – P.233.
- 40. Gatu Johnson, M. Fusion plasma observations at JET with the TOFOR neutron spectrometer: instrumental challenges and physics results: PhD thesis. – Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology. – 2010. – P.715.
- Hellesen, C. Diagnosing fuel ions in fusion plasmas using neutron emission spectroscopy PhD thesis, Digital Comprehensive Summaries of Uppsala Dissertations from the Faculty of Science and Technology. – 2010. – P.716.
- 42. Zhang X., Chen, Zh., Peng, X.et al., Diagnosing NB plasmas on the EAST tokamak with new time-of-flight neutron spectrometer. // Nucl. Fusion 2014. V. 54. 104007.
- 43. Zhang, X., Källne, J., Gorini, G. et al. Second generation fusion neutron time-of-flight spectrometer at optimized rate for fully digitized data acquisition. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 043503.
- 44. Gatu Johnson M., Giacomelli, L., Hjamarsson, A. et al. The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET. // Nucl. Instrum. Methods A 2008. V. 591. PP. 417-430.
- Gorini G., Kallne J. High count rate time-of-flight spectrometer for DD fusion neutrons. // Rev. Sci. Instrum. – 1992. – V. 63. – P. 4548.
- Ericsson, G., Ballabio, L., Conroy, S. et al. Neutron emission spectroscopy at JET—results from the magnetic proton recoil spectrometer (invited). // Rev. Sci. Instrum. – 2001. –V. 72. – P. 759.
- Tardocchi, M., Ballabio, L., Conroy, S. et al. Neutron spectrometry of radio-frequency heated deuterium-tritium plasmas. // Rev. Sci. Instrum. – 1999. –V. 70. –P. 1171.
- Frenje, J., Ballabio, L., Conroy, S. et al. Neutron emission Doppler-shift measurements in deuterium-tritium plasmas. // Rev. Sci. Instrum. – 1999. –V. 70. –P. 1176.

- Cazzaniga, C., Andersson Sunden, E., Binda, F. et al. Single crystal diamond detector measurements of deuterium-deuterium and deuterium-tritium neutrons in Joint European Torus fusion plasmas. // Rev. Sci. Instrum. – 2014. –V. 85. 043506.
- 50. Rigamonti, D. Development of neutron and gamma-ray spectrometers for fusion plasma applications: PhD thesis (open access). Universita' degli Studi di Milano—Bicocca. –2018.
- D'Olympia, N., Chowdhury, P., Lister, C.J. et al. Pulse-shape analysis of CLYC for thermal neutrons, fast neutrons, and gamma-rays. // Nucl. Instrum. Methods A – 2013. –V. 714. –PP. 121-127.
- 52. Giaz, A., Blasi, N., Boiano, C. et al. Fast neutron measurements with ⁷Li and ⁶Li enriched CLYC scintillators. // Nucl. Instrum. Methods A 2016. –V. 825. –PP. 51-61.
- Batchelder, J. C., Chong, S.-A., Morrell, J. et al. Possible evidence of nonstatistical properties in the ³⁵Cl(n,p)³⁵S cross section. // Phys. Rev. C – 2019. –V. 99. 044612.
- Broek, H. W., Anderson, C. E. The Stilbene Scintillation Crystal as a Spectrometer for Continuous Fast-Neutron Spectra. // Rev. Sci. Instrum. – 1960. –V. 31. –P. 1063.
- 55. <u>http://www.detectors.saint-</u> gobain.com/uploadedFiles/SGdetectors/Documents/Product_Data_Sheets/BC501-501A-519-Data-Sheet.pdf
- 56. Tardini, G., Gagnon-Moisan, F., Zimbal, A. Characterisation of a BC501A compact neutron spectrometer for fusion research. // Rev. Sci. Instrum. 2016. –V. 87. 103504.
- 57. Giacomelli, L., Zimbal, A., Reginatto, M., Tittelmeier, K. Evaluation of a digital data acquisition system and optimization of n-γ discrimination for a compact neutron spectrometer. // Rev. Sci. Instrum. – 2011. –V. 82. 013505.
- Klein, H. Neutron spectrometry in mixed fields: NE213/BC501A liquid scintillation spectrometers. // Radiat. Prot. Dosim. – 2003. – V. 107. – PP. 95.
- 59. M. Riva, B. Esposito, and D. Marocco. A novel FPGA-based digital approach to neutron/γ-ray pulse acquisition and discrimination in scintillators. // 10th ICALEPCS International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems proceedings: – Geneva. – 2005. PO2.041-044.
- Klein, H., Neumann, S. Neutron and photon spectrometry with liquid scintillation detectors in mixed fields. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A – 2002. –V. 476. –PP.132-142.
- Tardini, G., Zimbal, A., Esposito, B. et al. First neutron spectrometry measurements in the ASDEX Upgrade tokamak. // JINST – 2012. –V. 7. C03004
- Giacomelli, L., Zimbal, A., Tittelmeier, K. et al. The compact neutron spectrometer at ASDEX Upgrade. // Rev.Sci. Instrum. – 2011. – V. 82. 123504.

- Kiptily, V.G., Cecil, F.E. and Medley, S.S. Gamma ray diagnostics of high temperature magnetically confined fusion plasmas. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2006. – V. 48. – R59– R82.
- Cecil, F.E. and Newman, D.E. Diagnostics of high temperature deuterium and tritium plasmas by spectrometry of radiative capture reactions. // Nucl. Instrum. Methods. – 1984. – V. 221. – P. 449.
- 65. Knoll, G.F. Radiation Detection and Measurement. New York: Wiley. 1979.
- Newman, D.E. and Cecil, F.E. Observation of gamma rays from fusion reactions in a tokamak plasma. // Nucl. Instrum. Methods. – 1984. – V. 227. – P. 339
- Cecil, F.E. and Medley, S.S. Gamma ray measurements during deuterium and ³He discharges on TFTR. // Nucl. Instrum. Methods. – 1989. – V. 271. – P. 628.
- Kiptily, V.G., Cecil, F.E., Jarvis, O.N. et al. γ-ray diagnostics of energetic ions in JET. // Nucl. Fusion. – 2002. – V. 42. – P. 999.
- Adams, J. M., Jarvis, O.N., Sadler, G.J. et al. The JET neutron emission profile monitor. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1993. – V. 329. – P.P. 277-290.
- Jarvis, O.N., Adams, J.M., Howarth, P.J. et al. Gamma ray emission profile measurements from JET ICRF-heated discharges. // Nucl. Fusion. – 1996. – V. 36. – P. 1513.
- Kiptily, V.G., Adams, J.M., Bertalot, L. et al. Gamma-ray imaging of D and ⁴He ions accelerated by ion-cyclotron-resonance heating in JET plasmas. // Nucl. Fusion. 2005. V. 45. L21-L25.
- Kazakov, Ye.O., Ongena, J., Wright, J.C. et al. Physics and applications of three-ion ICRF scenarios for fusion research. // Phys. Plasmas. – 2021. – V. 28. – 020501.
- 73. Nocente, M., Kazakov, Ye.O., Garcia, J., ..., Iliasova, M.,... et al. Generation and observation of fast deuterium ions and fusion-born alpha particles in JET D-³He plasmas with the 3-ion radio-frequency heating scenario. // Nucl. Fusion. 2020. V. 60. 124006. A5
- 74. Joffrin, E., Abduallev, S., Abhangi, M.et al. Overview of the JET preparation for deuterium– tritium operation with the ITER like-wall. // Nucl. Fusion. – 2019. – V. 59. – 112021.
- 75. Nocente, M., Tardocchi, M., Chugunov, I. et al. Energy resolution of gamma-ray spectroscopy of JET plasmas with a LaBr₃ scintillator detector and digital data acquisition. // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – V. 81. – 10D321.
- 76. Nocente, M., Craciunescu, T., Gorini, G.,..., Iliasova, M. et al. A new tangential gamma-ray spectrometer for fast ion measurements in deuterium and deuterium–tritium plasmas of the Joint European Torus. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. 043537. A7
- Pereira, R.C., Fernandes, A.M., Neto, A. et al. Pulse analysis for gamma-ray diagnostics ATCA sub-systems of JET tokamak. // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2011. – V. 58. – PP. 1531–1537.

- Khilkevitch E.M., Shevelev, A. E., Chugunov, I. N. et al. Application of deconvolution methods to gamma-radiation spectra of thermonuclear plasma. // Tech. Phys. Lett. – 2013. – V. 39. – PP. 63–67.
- Fernandes, A., Pereira, R.C., Santos, B. et al. New FPGA based hardware implementation for JET gamma-ray camera upgrade. // Fusion Eng. Des. – 2018. – V. 128. – PP. 188–192.
- Shevelev, A.E., Khilkevitch, E.M., Kiptily, V.G. et al. Reconstruction of distribution functions of fast ions and runaway electrons in fusion plasmas using gamma-ray spectrometry with applications to ITER. // Nucl. Fusion. – 2013. – V. 53. – 123004.
- Papillon, F. and Walter, P. Analytical use of the multiple gamma-rays from the ¹²C(d,p)¹³C^{*} nuclear reaction. // Nucl. Instrum. Methods B. 1997. V. 132. PP. 468-480.
- Geiger, K.W. and Van der Zwan, L. Radioactive neutron source spectra from ⁹Be(α, n) cross section data. // Nucl. Instrum. Methods. 1975. –V. 131. P.P. 315-321.
- Kiptily, V.G., Gorini, G., Tardocchi, M.et al. Doppler broadening of gamma ray lines and fast ion distribution in JET plasmas. // Nucl. Fusion. – 2010. – V. 50. – 084001.
- Salewski, M., Nocente, M., Jacobsen, A.S. et al. MeV-range velocity-space tomography from gamma-ray and neutron emission spectrometry measurements at JET. // Nucl. Fusion. – 2017.
 V. 57. – 056001.
- 85. Budny, R.V. A standard DT supershot simulation. // Nucl. Fusion. 1994. V. 34. PP. 1247.
- Kiptily, V.G. Capabilities of gamma spectroscopy for fast alpha-particle diagnostics. // Fusion Technol. – 1990. – V. 18. – P. 583.
- Kiptily, V.G., Matjukov, A.V., Mishin, A.S. In-beam study of the ⁹Be(α,n₁γ)¹²C reaction and alpha-particle diagnostics. // Fusion Technol. 1992. –V. 22. P. 454.
- Киптилый В.Г., Матюков А.В., Мишин А.С. и др. Исследование реакции ⁹Be(α,n)¹²C. Изв. РАН. Сер. Физическая, 1992, т. 56 (5), с. 125.
- Киптилый, В.Г., Дойников, Д.Н., Найденов, В.О. и др. Доплеровская форма линии и угловое распределение гамма-квантов в реакции ⁹Be(α,n₁γ)¹²C. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 1997. ТИЯС-ХІ, Специальный выпуск. С. 223-233.
- 90. Iliasova, M.V., Shevelev, A.E., Khilkevitch, E.M., et al. Calibration of neutron spectrometers based on a BC-501A liquid scintillator using the neutron–gamma coincidence method. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 2020. –V. 983. 164590. A4.
- Marrone, S., Cano-Ott, D., Colonna, N. et al. Pulse shape analysis of liquid scintillators for neutron studies. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A – 2002. –V. 490. –PP.299-307.
- Zimbal, A., Klein, H., Reginatto, M. et al. High resolution neutron spectrometry with liquid scintillation detectors for fusion applications. // Proceedings of Science. – 2006. – 035.

- Kelley, H., Purcell, J.E., Sheu, C.G.. Energy levels of light nuclei A=12. // Nuclear Phys. A 2017. V. 968. PP. 71–253.
- 94. Van der Zwan, L., Geiger, K.W.. The ⁹Be(α,n)¹²C cross section between 1.5 and 7.8 MeV. // Nucl. Phys. 1970. V.152. PP. 481–494.
- 95. Obst, A.W., Grandy, T.B., Weil, J.L.. Reaction ⁹Be(α,n)¹²C from 1.7 to 6.4 MeV. // Phys. Rev.
 C. 1972. V. 5 P. 738.
- 96. Khilkevitch, E.M., Shevelev, A. E., Chugunov, I. N., Iliasova, M.V. et al. Advanced algorithms for signal processing scintillation gamma ray detectors at high counting rates. // Nucl. Instrum. Methods A. – 2020. – V. 977. – 164309. A3
- 97. Jaffey, A.H. Solid angle subtended by a circular aperture at point and spread sources: Formulae and some tables. // Rev. Sci. Instrum. 1954. V. 25. P. 349.
- 98. Schmidt D., Boettger R., Klein H., Nolte R. Investigation of the ⁹Be(α,n)¹²C Reaction. // Report
 PTB-N-8. 1992. Braunschweig.
- 99. Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR) // https://www-nds.iaea.org/exfor/.
- Sénoville, M., Delaunay, F., Pârlog, M., Achouri, N.L., Orr, N.A. Neutron-discrimination with organic scintillators: Intrinsic pulse shape and light yield contributions. // Nucl. Instrum. Methods. – 2020. – V. 971. – 164080.
- 101. Heltsley, J.H., Brandon, L., Galonsky, A. et al. Particle identification via pulse-shape discrimination with a charge-integrating ADC. // Nucl. Instrum. Methods. – 1998. – V. 263. – PP. 441–445.
- 102. Vardi, Y., Shepp, L.A. and Kaufman, L. A statistical model for positron emission tomography.
 // J. Amer. Statist. Assoc. 1985. V. 80. PP. 8-20.
- 103. Richardson, W.H. Bayesian-based iterative method of image restoration. // J. Opt. Soc. Amer.
 1972. V. 62. PP. 55–59.
- 104. Lucy, L.B. An iterative technique for the rectification of observed distributions. // Astron. J. –
 1974. V. 79. PP. 745–754.
- 105. Bakharev, N.N., Abdullina, G.I., Afanasyev, V.I. et al. Tokamak research at the Ioffe Institute.
 // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. 112022.
- 106. Kornev, V.A., Askinazi, L.G., Belokurov, A.A. et al. Study of neutron generation in the compact tokamak TUMAN-3M in support of a tokamak-based fusion neutron source. // Nucl. Fusion. – 2017. – V. 57. – 126005.
- 107. Iliasova, M.V., Shevelev, A.E., Khilkevitch, E.M. et al. Measurements of neutron fluxes from tokamak plasmas using a compact neutron spectrometer. // Rev. Sci. Instrum. 2021. V. 92. 043560. A8
- 108. Askinazi, L.G., Belokurov, A.A., Gin, D.B. et al. Ion cyclotron emission in NBI-heated plasmas in the TUMAN-3M tokamak. // Nucl. Fusion. – 2018. – V. 58. – 082003.

- 109. Brown, R. E. and Jarmie. N. Differential cross sections at low energies for ${}^{2}H(d,p){}^{3}H$ and ${}^{2}H(d,n){}^{3}He$. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1391.
- Strachan, J.D., Colestock, P.L., Davis, S.L. et al. Fusion neutron production during deuterium neutral-beam injection into the PLT tokamak. // Nucl. Fusion. – 1981. – V. 21. – P. 67.
- 111. Kornev, V.A., Askinazi, L.G., Vildjunaset, M.I. al. Confinement of energetic ions in a tokamak plasma at magnetic field in the range of 0.7–1.0 T. // Tech. Phys. Lett. – 2013. – V. 39. – PP. 290–293.
- 112. Minaev, V.B., Gusev, V.K., Sakharov N.V. et al. Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. 066047.
- 113. Bakharev, N.N., Balachenkov I.M., F. V. Chernyshev, ..., Iliasova, M.V., ... et al. First Globus-M2 Results. // Plasma Phys. Rep. – 2020. – V. 46. – PP. 675–682.
- 114. Petrov, Yu.V., Gusev, V.K., Sakharov, N.V. et al. Overview of GLOBUS-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current. // Nucl. Fusion. 2022. V. 62. 042009.
- 115. Minaev, V.B., Gusev, V.K., Petrov, Yu.V. et al. Progress in the experiment on the neutral beam injection on the spherical tokamak Globus-M2. // Proceedings 46TH European Physical Society Conference on Plasma Physics EPS. 2019. V. 2019. P4.1084.
- 116. Iliasova, M.V., Shevelev, A.E., Khilkevitch, E.M. Neutron diagnostic system at the Globus-M2 tokamak. // Nucl. Instrum. Methods A. – 2022. – V. 1029. – 166425. A11
- 117. Скрекель, О.М., Бахарев, Н.Н., Варфоломеев, В.И.,..., **Ильясова М.В.** и др. Калибровка нейтронных счетчиков токамака Глобус-М2. // ЖТФ. 2022. Т. 92. В. 1. С. 32. **А9**
- 118. Балаченков И.М., Бахарев Н.Н., Варфоломеев В.И., ..., Ильясова М.В., и др. Анализ потерь быстрых ионов, вызванных распространением тороидальных альфвеновских мод в плазме сферического токамака Глобус-М2 // ЖТФ. – 2022. – Т. 92. – В. 1. – С. 45-51. A10
- 119. Кадомцев Б.Б. О неустойчивости срыва в токамаках. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. В. 5. СС. 710–715.
- 120. Зайцев, Ф.С., Гореленков, Н.Н., Петров, М.П. и др., Влияние пилообразных колебаний на распределение альфа-частиц и энергобаланс в плазме ITER // Доклады академии наук.
 2017. Т. 477. №3. С. 291-294.
- 121. Nocente M., Dal Molin A., Eidietis N., ..., Iliasova M. et al, MeV range particle physics studies in tokamak plasmas using gamma-ray spectroscopy // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. 014015. A1
- 122. Kiptily V.G., Kazakov Y., Fitzgerald M., ..., Iliasova M. et al. Excitation of elliptical and toroidal Alfvén Eigenmodes by ³He-ions of the MeV-energy range in hydrogen-rich JET plasmas // Nucl. Fusion. – 2020. – V. 60. – 112003 A2

- 123. Salewski, M., Nocente, M., Gorini, G. et al. Fast-ion energy resolution by one-step reaction gamma-ray spectrometry. // Nucl. Fusion. – 2016. – V. 56. – 046009.
- 124. Iliasova, M., Shevelev, A., Khilkevich, E.et al. Gamma-ray measurements in D³He fusion plasma experiments on JET. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 2022. – V. 1031. – 166586. A13
- 125. Cecil, F.E., Cole, D.M., Wilkinson III, F.J. and Medley, S.S. Measurement and application of DDγ, DTγ and D³Heγ reactions at low energy. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 1985. – V. 10/11. – PP. 411–414.
- 126. Buss, W., Del Biancco, W., Waffler, H., Ziegler B. Deuteron Capture in ³He. // Nucl. Phys. 1968. – V. A112. – PP. 47-64.
- 127. Bosch, H.S., Hale, G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities.
 // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. P. 611.
- 128. King, H.T., Meyerhof, W.E. and Hirko, R.G. The ²H(³He, γ)⁵Li reaction from 2-26 MeV. // Nucl. Phys. – 1972. – V. Al78. – PP. 331-349.
- 129. Cecil, F.E., Cole, D.M., Philbin, R. et al. Reaction ²H(³He,γ)⁵Li at center-of-mass energies between 25 and 60 keV. // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 690.
- Kiptily, V.G., Kazakov, Ye.O., Nocente, M.,..., Iliasova, M.V.,..., et al. Excitation of Alfvén eigenmodes by fusion-born alpha-particles in D-³He plasmas on JET. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. 064001. A12
- Kiptily, V.G., Fitzgerald, M., Kazakov, Ye.O. et al. Evidence for Alfven eigenmodes driven by alpha particles in D-³He fusion experiments on JET. // Nucl. Fusion. – 2021. – V. 61. – 114006.
- 132. Nocente, M., Tardocchi, M., Kiptily, V.G. et al. High-resolution gamma ray spectroscopy measurements of the fast ion energy distribution in JET ⁴He plasmas. // Nucl. Fusion. 2012.
 V. 52. 063009.
- 133. Morgan, G.L., Lisowski, P.W., Wender, S.A. et al. Measurement of the branching ratio ³H(d,γ)/³H(d,n) using thick tritium gas targets. // Phys. Rev. C. – 1986. – V. 33. – PP. 1224-1227.
- Sharapov, S.E., Alper, B., Andersson, F. et al. Experimental studies of instabilities and confinement of energetic particles on JET and MAST. // Nucl. Fusion. – 2005. – V. 45. – P. 1168.
- 135. Coker, W.R., Duncan, M.M., Duggan, J.L., Miller, P.D. An investigation of the ⁹Be(³He, p)^{ll}B reaction at low energies. // Nuclear Physics. 1967. V. A91. PP. 97-111
- 136. Lin, C.S., Hou, W.S., Wen, M. An investigation of the ⁹Be(³He,p)¹¹B reaction in the energy from 3 to 6 MeV. // Chinese Journal of Physics. – 1981. – V. 19. – P. 99.
- 137. Hinds, S. and Middleton, R. A study of the ⁹Be(³He, p)¹¹B and the ⁹Be(³He,d)¹⁰B reactions in the energy range 5.7 to 10.2 MeV. // Proc. Phys. Soc. 1960. V. 75. P. 754

- 138. van der Zwan, L., Stewart, A.T., Park, J.Y. and Merzbacher, E. A study of the Be⁹(He³, n)C¹¹ reaction. // Canadian Journal of Physics. 1963. V. 41(7). PP. 1036-1046.
- 139. Fuchs, H., Grabisch, K., Hilscher, D. et. al. Investigation of the shell model structure of states in ¹¹C and ¹²N with the (³He, n) reaction on ⁹Be and ¹⁰B. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 234. P. 61.
- 140. Towle, J.H., Macefield, B.E.F. A study of the Be⁹(He³, n)C¹¹ reaction. // Nucl. Phys. 1965. –
 V. 66. PP. 65-79.
- 141. Ильясова, М.В., Шевелев, А.Е., Хилькевич, Е.М. и др. Измерения спектров гамма- и нейтронного излучения в ядерных реакциях с ионами ³He и ⁹Be. // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47, №3. СС. 3-6. А6
- 142. Iliasova, M., Shevelev, A., Khilkevitch, E. et al. Preliminary results of the study of the excitation functions of gamma transitions in ¹¹C and ¹¹B nuclei in the ⁹Be(³He,nγ)¹¹C and ⁹Be(³He,pγ)¹¹B reactions. // LXXI International conference "NUCLEUS 2021". Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies: int. conf. (online, 20 25 September 2021). Saint Petersburg: Book of abstract. P.321.