

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»

Мороз Антон Русланович

Выпускная квалификационная работа
**Оптимизация бериллиевой мишени для компактного источника
нейтронов с энергией протонов 10 - 13 МэВ**

Магистратура

Направление 03.04.02 «Физика»

Основная образовательная программа «Физика»

Профиль «Нейтронная и синхротронная физика»

Научный руководитель:

Профессор, д.ф.-м.н.

Григорьев С.В.

Рецензент:

Рогов А.Д.

Научный консультант:

Коваленко Н.А.

Санкт-Петербург

2022

Оглавление

Введение	4
1 Компактные источники нейтронов	8
1.1 Применение нейтронов	8
1.2 Типы нейтронных источников	10
1.3 Компактные источники нейтронов	12
1.4 Мишенная сборка КИН	13
2 Методика расчета транспорта частиц в веществе	20
2.1 Метод Монте Карло при расчете переноса частиц	20
2.2 Реализация метода Монте Карло в программе PHITS	23
3 Выбор параметров мишени	27
3.1 Выбор ядерной реакции	28
3.2 Геометрия мишени	30
3.3 Выводы к главе 3	34
4 Охлаждение мишени	35
4.1 Многослойные мишени	37
4.2 Поиск оптимальной энергии протонов	40
4.3 Вращающиеся мишени	41
4.4 Охлаждение с использованием внешних каналов	46
4.5 Выводы к главе 4	53
Заключение	56

Благодарности

58

Литература

59

Введение

Освоение новых технологий является одной из составляющих частей развития человечества. В значительной степени прогресс в XX веке основан на достижениях в области материаловедения, изучении природы вещества и создании искусственных материалов. Успех в решающей степени зависит от овладения методами исследования вещества, раскрывающих информацию о строении и свойствах материи. Одним из таких проводников для разгадки характеристик веществ является нейтрон. Благодаря уникальной комбинации свойств, нейтрон обладает высокой ценностью и как объект фундаментальных исследований, и как зонд для нужд прикладных наук.

Ведущие мировые центры нейтронных исследований в настоящее время разрабатывают источники нейтронов нового поколения для нужд физики конденсированных сред. Компактные источники призваны заменить морально устаревшие реакторы малой и средней мощности и открыть возможности для создания лабораторий рассеяния нейтронов в научных и образовательных организациях. Такой источник изначально уступает несколько порядков нейтронного потока большому источнику ускорительного типа; однако значительная часть этих потерь может быть компенсирована увеличением апертуры захвата и глубокой оптимизацией инструмента, включая адаптацию параметров ускорителя, мишени и замедлителя к потребностям каждой конкретной установки, использующей источник, индивидуально.

Мишенная сборка является именно тем местом, где рождаются нейтроны. От ее характеристик зависят параметры получаемого нейтронного пучка, а следовательно, и конкурентоспособность компактного источника. Разработка и оптимизация мишени является важным этапом при создании установки.

Актуальность

Актуальность работы обусловлена возросшим интересом к созданию компактных источников нейтронов в РФ и мире в последние годы. Причиной этого является снижение числа нейтронных центров в мире в связи с выводом из эксплуатации устаревший реакторов при непрерывно возрастающем спросе на использование нейтронных инструментов. В стремлении удовлетворить потребности нейтронного сообщества осуществляются многочисленные исследования инженеров и физиков по всему миру для определения облика современного КИН для решения задач в области нейтронного рассеяния.

Цель работы

Целью настоящей работы является разработка и оптимизация мишени для компактного источника нейтронов с энергией протонов 10 — 13 МэВ.

Поставленные задачи

1. Освоение программного комплекса PHITS для моделирования физических процессов методом Монте-Карло
2. Определение оптимальных характеристик мишени для различных энергий налетающих протонов
3. Формирование требований к конструкции бериллиевой мишени
4. Модификация конструкции мишенной сборки для достижения стабильной эксплуатации в составе КИН DARIA

Методология

Задачи решались с помощью численного моделирования методом Монте-Карло с использованием программного пакета PHITS.

Новизна

1. Впервые в России разработана конструкция мишени для компактного источника нейтронов ускорительного типа.
2. Впервые описана модель вращающейся мишени для КИН с барабаном.
3. Впервые создана конструкция трехслойной мишени с миниканальным водяным охлаждением.

Апробация результатов

Результаты работы на разных этапах представлены на конференциях:

1. Международная конференция UCANS-9, 30.03.2022, онлайн.
2. III Молодежная конференция «Проект DARIA: Компактные источники нейтронов в России», 1.12.2021, Петергоф.

Публикации

По результатам международной конференции UCANS-9 в редакцию направлена статья: Target cooling options for DARIA compact neutron source.

Положения, выносимые на защиту

Оптимальным вариантом конструкции мишени для компактного источника нейтронов с энергией протонов 13 МэВ является трехслойная мишень, включающая слои бериллия и ванадия с водным охлаждением с использованием миниканалов.

Содержание работы

Выпускная квалификационная работа состоит из четырех глав.

Первая глава содержит обзорную информацию о месте нейтронных исследований в науке, ядерно-физических механизмах генерации нейтронов и типах

нейтронных источников, устройстве и принципах работы компактного источника нейтронов.

Во **второй главе** описаны использованные методики моделирования: метод Монте-Карло и основанный на нем транспортный программный код PHITS. Приводится теоретическое описание способа расчета тормозной способности материалов при моделировании переноса частиц в среде.

В **третьей главе** приведены результаты расчетов по выбору параметров мишени: ее материала и геометрии, а также энергии протонного пучка. Устанавливается значение оптимальной толщины мишени с точки зрения выхода нейтронов. Решается проблема блистеринга бериллия.

В **четвертой главе** решается проблема высокого энерговыделения в мишени. Рассматриваются варианты системы охлаждения: использование дополнительных слоев мишени, использование вращательных конструкций и теплосъем через каналы с водяным охлаждением.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы. Предлагается рабочая конструкция мишени.

Глава 1

Компактные источники нейтронов

1.1 Применение нейтронов

С момента открытия нейтрона в 1932 году нейтронные пучки находят применение в широком диапазоне научных исследований. Нейтрон — это субатомная элементарная частица, обладающая уникальной комбинацией физических свойств. Отсутствие электрического заряда наделяет нейтроны высокой проникающей способностью: в отличие от заряженных частиц, взаимодействующих с электронными оболочками атомов, нейтроны взаимодействуют непосредственно с ядром вещества, размер которого на четыре порядка меньше. Данное свойство наделяет нейтронные методы способностью "заглянуть" вглубь материи и применяется в нейтронографии и дефектоскопии. Изучение поверхности и тонких также остается возможным и успешно осуществляется методами нейтронной рефлектометрии.

В зависимости от задачи, могут быть получены пучки нейтронов с различными энергиями и длинами волн. Существующая классификация нейтронов по энергетическим диапазонам представлена в таблице 1.1. Так при длине волны порядка межатомных расстояний открываются возможности для исследования атомной и молекулярной структуры материи дифракционными методами. Нейтроны с большими длинами волн, называемые холодными, используют для изучения более крупных объектов: наночастиц, полимеров и макромолекул в методе, называемом МалоУгловым Рассеянием Нейтронов (МУРН). По некому счастливому совпадению, энергии нейтронов при таких длинах волн соответствуют энергиям движения атомов и молекул, а также элементарных возбуждений в

Таблица 1.1. Классификация нейтронов. Длина волны де Бройля определяется как $\lambda = h/\sqrt{2mE}$. Температура определяется из условия $E = kT$ [1].

Название группы	Энергия (эВ)	Ср. длина волны (см)	Ср. температура (К)
Быстрые	$> 10^5$	$< 10^{-12}$	10^{10}
Медленные			
промежуточные	$10^4 - 10^5$	$3 \cdot 10^{-12}$	10^8
резонансные	$0.5 - 10^4$	$3 \cdot 10^{-10}$	10^6
Тепловые	$5 \cdot 10^{-3} - 0.5$	$2 \cdot 10^{-8}$	300
Холодные	$10^{-7} - 5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-8}$	10
Ультрахолодные	$< 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-6}$	10^{-2}

конденсированных средах — становится возможным получение структурной и динамической информации за один эксперимент. Наличие у нейтрона собственного магнитного момента ($\mu_n \approx -1.913 \mu_N$, где μ_N — ядерный магнетон) в сочетании с другими названными выше свойствами открывает широкие возможности для исследования магнитных систем. Уникальность нейтронной методики заключается в возможности характеризовать не только локальную структуру, но и получить сведения об объемных областях образца.

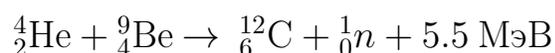
Нейтрон является не только инструментом, но и объектом для различных исследований. Изучение свойств нейтрона позволяет наблюдать проявления физики микромира, описывать фундаментальные взаимодействия и проверять верность предсказаний современных физических моделей. Именно электрическая нейтральность нейтрона позволяет обнаруживать тонкие эффекты, которые в иных случаях не видны за кулоновским взаимодействием. Исследования с нейтронами касаются фундаментальных вопросов симметрий, нуклеосинтеза, антиматерии, дополнительных пространственных измерений, темной материи и многого другого [2]. Нейтрон — самая долгоживущая из нестабильных элементарных частиц с временем жизни 879.4 ± 0.6 с [3]. Распад нейтрона осуществляется через слабое взаимодействие по схеме: ${}_0^1n \rightarrow {}_1^1p + e^- + \bar{\nu}_e$. Ультрахолодные нейтроны (УХН) обладают настолько низкой энергией, что не способны проникать сквозь некоторые

материалы (Ni, Be, BeO, Fe, Cu и др.), претерпевая полное отражение под любым углом падения [4]. Такие нейтроны могут существовать в специальных ловушках, основанных на механизмах как ядерного, так и магнитного взаимодействия, до самого момента распада. Регистрация продуктов распада позволяет изучать свойства слабого взаимодействия, а в перспективе может позволить выйти за рамки Стандартной Модели и приступить к поиску проявлений новой физики.

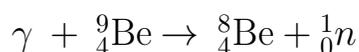
Иные области применения нейтронных методик включают в себя медицину, геологию, археологию, производство изотопов. Таким образом становится очевидной потребность в нейтронных источниках для большого числа потребителей.

1.2 Типы нейтронных источников

Все существующие способы генерации нейтронов осуществляются посредством тех или иных ядерных реакций. В лабораторных источниках низкой интенсивности используется механизм спонтанного деления. В ампулу помещают смесь радиоактивного изотопа и вещества, способного генерировать нейтроны в результате (α, n) или (γ, n) реакций, называемых фотонейтронными. Комбинациями для первого типа источников могут являться америций-литий (AmLi), плутоний-бериллий (PuBe) или радий-бериллий (RaBe). Последняя реакция идет по схеме:



Примером фотонейтронной реакции может служить облучение бериллия высокоэнергетичными 1.78 МэВ гамма-квантами:



Также используют и изотопы, испускающие нейтроны при спонтанном делении. Распространены источники на основе ${}^{252}\text{Cf}$, получаемого путем облучения урана в ядерном реакторе. Выход нейтронов для данного типа источников не превышает 10^8 н/с. Помимо невысокого выхода недостатками ампульных источников является широкий непрерывный спектр нейтронов, связанный с накоплением в

смеси радиоактивных дочерних ядер с иным набором энергий α - и γ -линий и сопутствующий радиационный фон. Интенсивность таких источников изменяется с течением времени и требует введения соответствующих поправок [5].

С увеличением мощности нейтронного источника открывается множество возможностей. Помимо возрастающей скорости и точности исследований расширяется и количество объектов, поддающихся изучению нейтронными методиками. Так с использованием высокоинтенсивных источников изучают вещества с малыми сечениями взаимодействия с нейтронами, образцы малых размеров и магнитные материалы [6]. Первыми среди таких источников получили развитие исследовательские ядерные реакторы, в которых генерация нейтронов происходит в процессе контролируемой цепной реакции деления урана. Типичные плотности потоков тепловых нейтронов составляют $10^7 - 10^{14}$ н/см²/с. На реакторе ПИК в Гатчине при тепловой мощности 100 МВт плотность потока будет составлять $5 \cdot 10^{15}$ н/см²/с. Ограничения по мощности в основном связаны с необходимостью отвода большого количества тепла: энерговыделение на один акт деления ядра урана составляет около 200 МэВ. При этом в среднем испускается 2.5 нейтрона [7]. Большая часть из существующих реакторов является источниками стационарного типа — получаемые потоки нейтронов не имеют временной структуры.

Другой широкий класс источников — нейтронные источники ускорительного типа. Наиболее эффективными с точки зрения производства нейтронов оказываются источники на основе испарительно-скалывающей реакции. Так с использованием пучка протонов с энергией 800 МэВ можно добиться выхода в 30 нейтронов на каждый протон [6]. При этом энерговыделение составляет около 30 МэВ на нейтрон. Примерами таких источников являются ISIS (Великобритания), SNS (США) и ESS (Швеция).

Основным недостатком мощных нейтронных источников является высокая стоимость и сложность реализации. Поэтому число таких установок в мире весьма ограничено, а доступ к нейтронным исследованиям может получить лишь определенная часть пользователей. Ситуация усугубляется тем фактом, что большинство из существующих реакторов созданы десятилетия назад и

находятся на заключительном этапе своей жизни. Ограниченность доступного "пучкового времени" привела к созданию системы заявок, в результате работы которой доступ к инструментам получают лишь наиболее значимые исследования. При всей уникальности нейтронных методов становится очевидной нужда в расширении базы нейтронных источников.

1.3 Компактные источники нейтронов

Значительная часть спроса может быть удовлетворена с помощью компактных источников нейтронов (КИН). Работа таких источников также, как и в случае скалывающих источников, основана на бомбардировке стационарной мишени ускоренными заряженными частицами: протонами, дейтронами или электронами. Однако в случае КИН, энергия используемых частиц и рабочая мощность на два-три порядка ниже. Это обстоятельство приводит к значительному упрощению конструкции и пропорциональному снижению стоимости установки. Так, затраты на строительство и обслуживание сокращаются на два порядка по сравнению с источниками высокой мощности. Более широкая доступность открывает возможность использования таких источников в целях обучения персонала или аттестации нейтронных инструментов. Величины получаемого потока нейтронов, лежащие в диапазоне $10^{11} - 10^{14}$ н/см²/с остаются достаточными для многих применений в науке, медицине и промышленности. Добиться таких достаточно высоких потоков позволяет оптимизация каждого из узлов установки с помощью компьютерного моделирования и подбор оптимальных параметров. Решается задача о том, как при фиксированной мощности установки получить максимальное количество нейтронов и довести их до образца без потерь. Техническое воплощение полученных решений упрощается из-за более простой конструкции таких источников.

Принципиальная схема компактного источника на примере КИН DARIA изображена на рисунке 1.1:

Основными частями являются источник протонов, использующий эффект Электронного Циклотронного Резонанса, ускоритель протонов, состоящий из

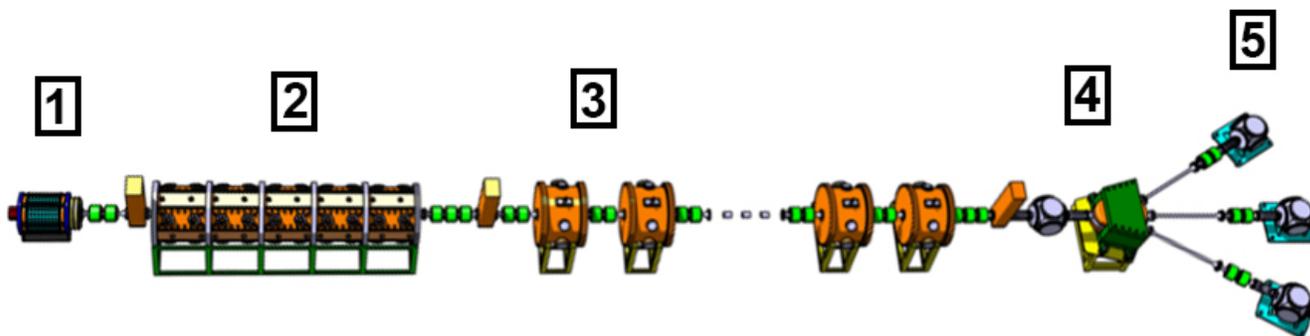


Рис. 1.1. Принципиальная схема источника DARIA. 1 — ЭЦР*-источник, 2 — RFQ**, 3 — DTL***, 4 — мишенная сборка, 5 — нейтронные установки.

*Электронный Циклотронный Резонанс;

**Radio Frequency Quadrupole;

***Drift Tube Linac.

секций радиочастотных квадруполь (RFQ), обеспечивающих ускорение протонов от 2 кэВ до 3 МэВ [8], и линейных ускорителей на основе трубок дрейфа (DTL), способных ускорить протоны с 3 до 50 МэВ [9], мишенной сборки, обеспечивающей генерацию нейтронов, и нейтронных инструментов. Результирующий выход нейтронов зависит именно от параметров ускорителя и мишенной сборки. Ускорительная техника на сегодняшний день обладает богатой историей, поэтому технология изготовления качественных ускорителей является хорошо отлаженной. Однако мишенная сборка является узлом, требующим отдельной оптимизации для каждого типа налетающих частиц, энергии таких частиц и необходимых характеристик нейтронного пучка.

1.4 Мишенная сборка КИН

Мишенная сборка компактных источников представляет из себя комбинацию мишени, производящей нейтроны, замедлителя, необходимого для придания этим нейтронам необходимой энергии, и рефлектора, служащего для сокращения потерь нейтронов. Схема мишенной сборки DARIA изображена на рисунке 1.2.

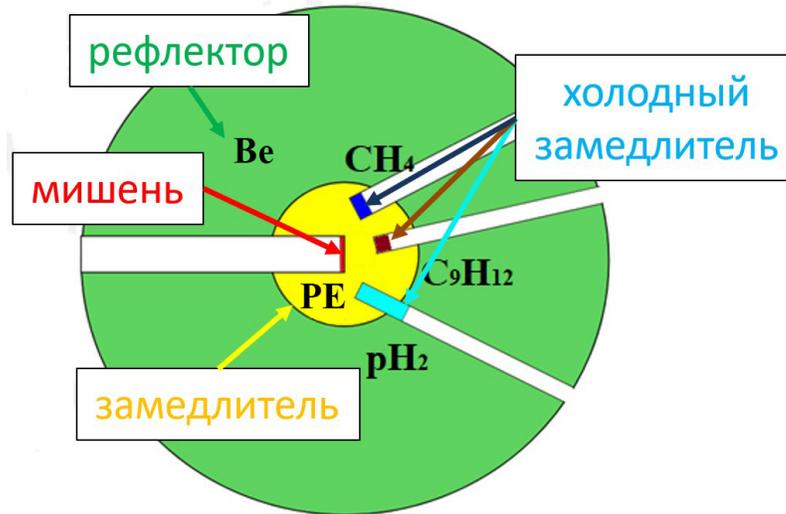


Рис. 1.2. Принципиальная схема мишени сборки DARIA.

Как было указано выше, нейтроны получают посредством ядерных реакций. Эти реакции происходят при непосредственном взаимодействии заряженных частиц с мишенью компактного источника. Следовательно, на выбор материала мишени накладываются определенные требования. Для эффективной генерации нейтронов необходимо использовать легкие элементы, ядра которых обладают низкой энергией связи. Для того, чтобы произошла ядерная реакция, налетающие частицы должны провзаимодействовать именно с ядром, преодолев кулоновский барьер, создаваемый самим ядром и электронами. Именно поэтому для материала мишени необходимо выбирать элементы с малым порядковым номером. Подходящими элементами являются литий и бериллий. Изотоп ${}^9\text{Be}$, составляющий почти 100% природного бериллия, имеет самую низкую энергию связи нейтрона из известных стабильных изотопов, равную 1.67 МэВ [10].

Вероятность $\omega(E)$ пучка частиц с энергией E , падающего на участок мишени площадью A , вступить в ядерную реакцию с N_T атомами мишени выражается формулой:

$$\omega(E) = \frac{\sigma(E)N_T}{A}. \quad (1.1)$$

$\sigma(E)$ есть сечение ядерной реакции — вероятность перехода системы взаимодействующих частиц в конкретное конечное состояние. Для системы частиц может

одновременно существовать несколько каналов взаимодействия с различной вероятностью их реализации. Число атомов в объеме мишени, определяемом облучаемой площадью A и глубиной проникновения частиц z с молярной массой материала мишени M и плотностью ρ равно:

$$N_T = \frac{N_A}{M} \rho A z, \quad (1.2)$$

где N_A есть число Авогадро. Становится очевидным, что вероятность ядерной реакции зависит от пути, пройденного частицей в материале мишени. При увеличении числа атомов на пути частицы возрастает и шанс взаимодействия с каким-либо из этих атомов. Однако при прохождении частицы через вещество за счет неупругих взаимодействий понижается ее энергия, а следовательно, меняется и сечение рассматриваемой реакции. Из полученных выражений выразим плотность вероятности ядерной реакции:

$$\frac{d\omega}{dz} = \frac{N_A}{M} \rho \sigma(E). \quad (1.3)$$

Полная вероятность реакции может быть найдена интегрированием плотности вероятности по всему пути R , который частица проходит в веществе от состояния с энергией E до полной остановки:

$$\omega(E \rightarrow 0) = \int_0^R \frac{N_A}{M} \rho \sigma(E) dx. \quad (1.4)$$

Из полученных зависимостей следует, что для эффективной генерации нейтронов для облучения мишени необходимо выбирать частицы, обладающие высоким сечением (z,n) реакции при обеспечиваемых ускорителем энергиях, а так же иметь высокую проникающую способность в материале мишени. Благодаря сочетанию этих факторов, протоны и дейтроны становятся взаимозаменяемыми при одинаковых параметрах облучения. Хотя дейтроны обладают более высокими сечениями реакций при низких энергиях, их проникающая способность значительно меньше. В диапазоне энергий 10–13 МэВ полные сечения для протонов и дейтронов отличаются не более, чем на 10 мбарн, что составляет менее одного процента от величины соответственных сечений [11]. Сечения конкретны реакций

для ядер конкретных изотопов получают с помощью расчета в специальном программном обеспечении, а также доступны заранее подготовленные библиотеки сечений.

Ядерные реакции бывают двух типов: прямые (проходящие за время менее 10^{-22} с) и протекающие через образование составного ядра с временем жизни порядка $10^{-19} - 10^{-15}$ с. В последнем случае составное ядро образуется в возбужденном состоянии, которое затем релаксирует с испусканием частиц. В нейтронных источниках, использующих ионы в качестве налетающих частиц, генерация нейтронов происходит по механизму испарительно-скалывающей реакции. Такая реакция протекает в два этапа. На первом этапе происходит прямая реакция между протоном и ядром мишени. Получившие энергию нуклоны передают ее соседям. Каскадное перераспределение энергии приводит к разделению ядра на отдельные фракции. Некоторые из нуклонов способны покинуть ядро на данной фазе реакции. Поэтому данная реакция называется скалывающей. Вторым этапом реакции является образование составного ядра и последующий его распад с испусканием нуклонов и других частиц — испарительная реакция [12]. При невысоких энергиях протонов, используемых в КИН, непосредственным результатом реакции в среднем является образование одного нейтрона и дочернего ядра.

Основными проблемами при выборе конструкции мишени являются высокое тепловыделение в ходе работы установки блистеринг — образование пузырьков газа, приводящее к разрушению материала. Последнее явление широко изучено в технике термоядерных реакторов. Существует среднее значение глубины проникновения протонов $R_{\text{п}}$, при прохождении которого частицы теряют всю свою энергию и локализуются в определенной области. Здесь протоны могут присоединять электроны, образуя водород. Если скорость диффузии протонов и водорода в материале мишени S , также называемая коэффициентом распыления, ниже скорости накопления газа, то его концентрация в данной области увеличивается. Блистеринг наступает при накоплении критической концентрации ионов газа $\phi_{\text{кр}}$, которая также является характеристикой конкретного материала. При концентрации атомов в единичном объеме N очевидным становится условие

образования блистеринга [13]:

$$S\phi_{кр} < R_{II}N. \quad (1.5)$$

Для решения проблемы блистеринга необходимо уделять особое внимание выбору толщины и материала всех слоев мишени.

Нейтронопроизводящие реакции являются пороговыми: существует минимальное значение энергии налетающей частицы, начиная с которого они становятся возможными. Такие реакции еще называют эндоэнергетическими: в процессе их протекания масса покоя частиц, участвующих в реакции, увеличивается за счет поглощения энергии [7]. Порог (p,n) реакций для лития E_{thr} составляет 1.9 МэВ, а для бериллия — 2.1 МэВ. В результате реакций образуются нейтроны с непрерывным энергетическим спектром. При облучении протонами с энергией 3 МэВ, положение пика спектра приходится на энергию 600 кэВ. С ростом энергии протонов пик медленно смещается в сторону более высоких энергий, а также становится более интенсивным [10]. Максимальная энергия получаемых протонов равна энергии налетающих частиц. Для большинства научных применений необходимы нейтроны с значительно более низкими энергиями. Отсюда и возникает потребность в использовании замедлителей — второго основного компонента мишенной сборки.

Основная задача замедлителя — понизить энергии нейтронов без снижения их числа. Поэтому материал замедлителя должен обладать низким коэффициентом поглощения нейтронов. Замедление частиц происходит в следствие неупругих соударений. Так как нейтроны электрически нейтральны, то они, в отличие от протонов, взаимодействуют только с ядрами атомов. Из простых механических соображений известно, что потери энергии частицей при упругом столкновении максимальны в том случае, если массы взаимодействующих частиц близки. Вероятность столкновения же напрямую зависит от плотности вещества. Поэтому наиболее подходящими материалами замедлителей являются вещества с высоким содержанием водорода, такие как вода или полиэтилен [14]. Так до замедления от 1 МэВ до 0.1 эВ нейтрон должен испытать 1600 соударений с атомами свинца, в то время как замедление в воде происходит всего за 23 соударения [15].

Минимальная энергия, до которой способны замедлиться нейтроны равна энергии атомов замедлителя. Поэтому нейтроны с энергией, равной температуре среды, и называют тепловыми. При дальнейших столкновениях замедленные нейтроны могут терять или же приобретать незначительную долю энергии, но в целом их энергия колеблется вокруг среднего значения. Результирующее энергий нейтронов описывается распределением Максвелла-Больцмана:

$$\Phi(E) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi k_B^3 T_{mod}^3}} \exp\left[-\frac{E}{k_B T_{mod}}\right] \quad (1.6)$$

где T_{mod} — температура замедлителя [12]. В конструкции мишенной сборки DARIA используются как тепловой замедлитель из полиэтилена, также называемый предзамедлителем, так и холодные замедлители, которые могут быть изготовлены из твердого метана, пара-водорода и мезитилена. В случае использования нескольких замедлителей, или же конструкций со сменным замедлителем, возрастает количество возможных применений нейтронного источника.

Генерируемые в мишени нейтроны обладают угловым распределением, зависящим от ее материала. В худшем случае такое распределение может быть изотропным. Однако число нейтронов, вылетающих в направлении, не совпадающем с направлением выходных каналов никогда не равно нулю. Также после множественных актов рассеяния в замедлителе, направление движения нейтронов меняется. В результате, немалая доля частиц покидает пучок. Проблему можно решить добавлением в мишенную сборку третьего компонента — рефлектора.

Первое требование к рефлектору такое же, как и для других компонентов сборки — это низкий коэффициент поглощения нейтронов. Второе требование заключается в высоком сечении рассеяния. Так, в отличие от замедлителя, хороший рефлексор обеспечивает высокое число актов соударения нейтронов с ядрами. Чем это число больше, тем выше вероятность нейтрона с течением времени вернуться в замедлитель, а затем и в выводящий канал. Материалами, обладающими подходящими характеристиками, являются бериллий, графит и вода [14]. Подбор и оптимизация геометрии замедлителей и рефлектора является отдельной нетривиальной задачей.

Существующие на данный момент компактные источники ускорительного типа также обладают сравнительно низкими мощностями (до 4 кВт в случае LENS, институт Индианы, США). Источники большей мощности, по потокам нейтронов сравнимые со средними реакторами, пока не реализованы. Однако существует множество проектов по созданию таких установок: HUNS (Япония), RANS-RIKEN (Япония), ESS-Bilbao (Испания), HBS (Германия), NOVA ERA (Германия), SONATE (Франция), LENOS (Италия), DARIA (Россия) и другие. Стоимость таких систем колеблется в широком диапазоне от 2 до 400 миллионов евро, а расчётные потоки нейтронов достигают 10^{15} н/с [16].

С развитием компьютерных технологий в корне изменился подход к проектированию исследовательских установок. Численное моделирование позволяет с высокой степенью точности описать физические процессы и приступить к решению задач с целью подбора оптимальных параметров той или иной установки. Так как одновременно учитывается множество параметров, получаемые решения бывают неожиданными. С помощью тонкой настройки можно добиться на порядок лучших характеристик установки по сравнению с рассчитанной "вручную". Именно поэтому современные компактные источники имеют высокий потенциал и даже способны превзойти ядерные реакторы прошлого века.

Глава 2

Методика расчета транспорта частиц в веществе

Для моделирования и оптимизации мишени компактного источника нейтронов в качестве основного метода расчета использован программный код Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) [17], основанный на методе Монте Карло. Данный код широко используется по всему миру для решения подобных задач. В данной главе кратко описаны математические основы метода.

2.1 Метод Монте Карло при расчете переноса частиц

Метод Монте-Карло является одним из наиболее распространенных методов численного моделирования физических процессов. Метод заключается в разыгрывании большого числа событий, параметры которых задаются равномерно распределенными независимыми случайными величинами. Воплощается метод довольно просто: составляются правила для проведения случайного испытания, которое затем повторяется множество раз. С увеличением числа повторений N уменьшается ошибка в определении результата:

$$\delta \simeq \sqrt{\frac{const}{N}} \quad (2.1)$$

Используемая постоянная связана со стандартным отклонением всех N испытаний. Для уменьшения ошибки в 10 раз необходимо увеличить число повторений в 100 раз [18], однако возможности современной вычислительной техники позволяют получать решения с высокой точностью. Так для при решении несложных задач статистика из десятка миллионов испытаний может быть набрана менее, чем за пять минут. Использование таких интерфейсов параллельного вычисле-

ния, как MPI (Message Passing Interface) и OMP (Open Multi-Processing), в том числе доступных и в коде PHITS, позволяет увеличить скорость вычислений в разы.

Каждое i -е случайное событие вносит вклад x_i в значение искомой физической величины. Математическое ожидание x дается как

$$E(x) = \int x f(x) dx, \quad (2.2)$$

где $f(x)$ — плотность вероятности случайного события дать вклад x в искомую величину. Согласно закону больших чисел, при большом количестве испытаний математическое ожидание $E(x)$ стремится к среднему от x :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \bar{x} = E(x) \quad (2.3)$$

Если $E(x)$ конечно и

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, \quad (2.4)$$

где x_i — вклад в величину от i -й частицы, а N — число всех разыгранных событий [12]. На данном факте и основывается метод Монте Карло: при достаточном числе испытаний можно с высокой точностью определить значение искомой физической величины.

При физическом моделировании, разыгрываемые случайные величины принадлежат определенному диапазону допустимых значений. Вероятность величины принять то или иное значение задается физикой описываемого процесса. Так при расчете транспорта частиц, траектория каждой частицы отслеживается от момента ее рождения до момента исчезновения. При прохождении через вещество, для частицы существует вероятность претерпеть то или иное взаимодействие, задаваемая соответствующим сечением. При каждом событии определяется его вид и место, где оно произошло. К возможным событиям относятся рассеяние, поглощение, различные ядерные реакции и рождение новых частиц и другие — фактически, все процессы со сколько-нибудь существенной вероятностью. Информация о частице хранится до тех пор, пока она не покинет расчетную область, будет поглощена, либо ее энергия уменьшится до заранее заданного предельного

значения. После одного из этих событий траектория считается завершенной и участвует в последующем усреднении по всем траекториям, которое дает среднюю траекторию для всех частиц, попавших в определенный фазовый объем.

Модели Монте Карло разделяют на прямую и косвенную. Прямая модель рассчитывает вероятность всех взаимодействий для каждой частицы и позволяет наиболее точно описать реальный физический процесс. Однако существуют такие задачи, в которых особое внимание необходимо уделять событиям, происходящим с малой вероятностью по отношению к остальным. В таких случаях используется косвенный метод Монте Карло, в котором снижена "степень случайности" событий: программа отдает предпочтение частицам, участвующим в выбранных взаимодействиях, и более подробно отслеживает судьбу именно таких частиц. Расчет траектории таких частиц повторяется N , чтобы накопить статистику необходимых маловероятных событий. Далее для обеспечения достоверности результата, число частиц умножается на $1/N$. Данная величина называется весом частицы и определяет ее учет в итоговой статистике. Таким образом после искусственного повторения события N раз, суммарное число частиц остается неизменным. Это суммарное число рассчитывается как сумма вероятностей каждого из треков, умноженная на результат, полученный для каждого трека.

Неотъемлемым набором входных данных для описания задачи являются:

- Источник частиц с заданным положением, спектром и геометрией;
- Точно заданная геометрия задачи;
- Описание материалов и связанных с ними сечений взаимодействия для заданных налетающих частиц;
- Описание искомых функционалов, которые могут включать поток генерируемых частиц, их спектр, энерговыделение в материале, полученную дозу облучения, активацию материала и другие [19].

Соответственно, алгоритм решения задачи заключается в задании всех указанных данных, выполнении расчета и анализе полученных результатов.

Сечения различных взаимодействий могут задаваться заранее подготовленными библиотеками (такими как ENDF [20] и TENDL [21]), или рассчитываться по определенным моделям. Библиотеки сечений проверяются и сертифицируются специальными агентствами по регулированию атомной энергетики и ядерно-физическими лабораториями.

2.2 Реализация метода Монте Карло в программе PHITS

Программный код PHITS использует сочетание различных методов и кодов в зависимости от рассматриваемых частиц и энергетических диапазонов (рис. 2.1. Например, для нейтронов с энергией менее 20 МэВ используются данные из библиотеки JENDL-4.0 [22], а при большей энергии сечения рассчитываются согласно модели INCL. В одном расчете может быть использовано несколько методов.

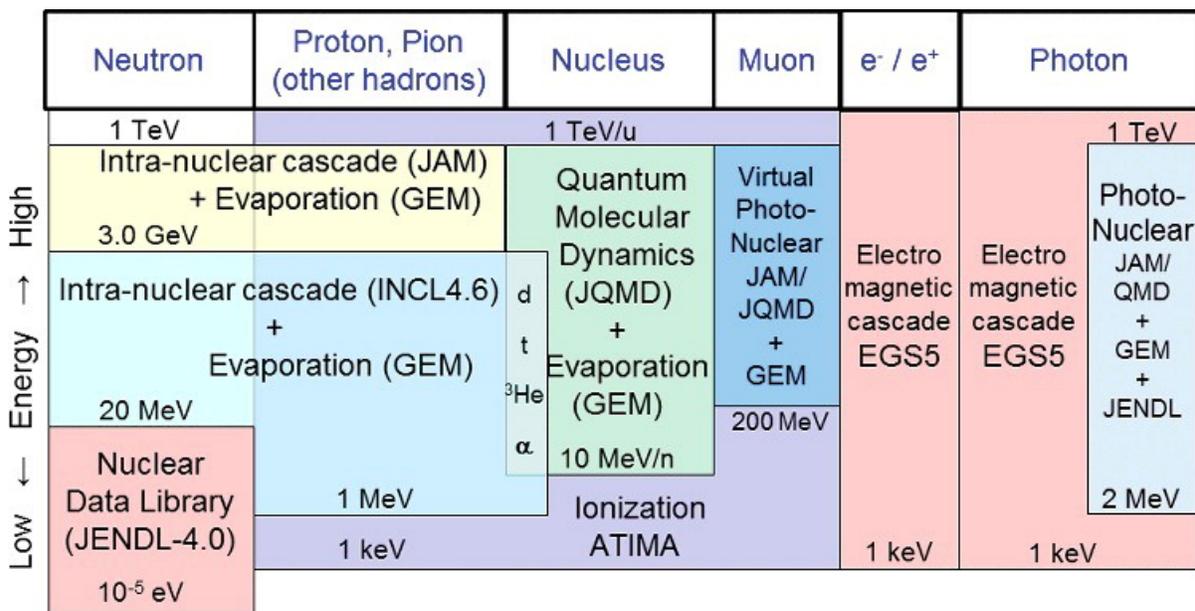


Рис. 2.1. Модели, применяемые в PHITS [23].

При расчете в PHITS и других аналогичных транспортных кодах может быть

рассчитана любая величина, которую можно задать функционалом вида:

$$C = \int \Phi(E)f(E)dE, \quad (2.5)$$

где $\Phi(E)$ есть поток частиц при данной энергии E , а $f(E)$ — произвольная функция отклика, переводящая значение потока в необходимую величину [19]. В качестве граничных условий задается диапазон энергий и геометрические границы расчетной области.

При продвижении частицы через вещество происходит множество актов взаимодействия с ядрами, электронными оболочками атомов или иными свободными частицами. Каждый акт взаимодействия сопровождается изменением энергии частицы. Величина таких потерь на единице пути $\frac{dE}{dx}$ называется тормозной способностью вещества и является ключевой характеристикой при моделировании транспорта частиц, а от точности ее определения зависит точность результата любого расчета. Данный факт связан с тем, что сечения всех процессов зависят именно от энергии частицы, и при двух близких значениях энергии разные процессы могут оказаться доминирующими. Так, например в случае описанных в первой главе пороговых реакций, при любом значении энергии меньше порога вероятность процесса равна нулю, и частица может вести себя совершенно иным образом, чем частица с энергией сколь угодно больше пороговой. Для расчетов величины $\frac{dE}{dx}$ в коде RHITS применяется модель ATIMA (ATomic Interaction with Matter). Данная модель применима для описания тормозных процессов при энергиях частиц от 1 кэВ/нуклон до 450 ГэВ/нуклон.

Тормозная способность материалов по отношению к нуклонам и легким ионам хорошо описывается формулой Бете-Блоха:

$$\frac{dE}{dx} = \rho K \frac{Z Z_p^2}{A \beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \cdot W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (2.6)$$

Здесь K есть числовой коэффициент $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0.3071$; ρ , Z и A — параметры среды: плотность, атомный номер и атомная масса; Z_p — заряд налетающей частицы; β и γ — релятивистские отношения; W_{max} — максимальная передача энергии электрону за акт столкновения; I — средняя энергия возбуждения, и $\delta(\beta\gamma)$ — поправка к ионизационным потерям энергии на плотность [24].

При энергиях ниже 1 МэВ данная формула нуждается в модификации. Она не учитывает эффекты перезарядки иона — захвата электронов при взаимодействии с электронами оболочек. Проблема решается заменой заряда Z_p на γZ_p , где

$$\gamma = 1 - X_1 \cdot \left[-X_2 \cdot \left(\frac{E}{A_p} \right)^{X_3} \cdot Z_p^{-X_4} \right]. \quad (2.7)$$

Здесь E/A_p есть энергия налетающей частицы, а $X_1 - X_4$ — числовые коэффициенты, полученные при фиттировании экспериментальных данных.

Дальнейшее уточнение формулы Бете-Блоха производится путем ее сшивки с формулой Линдхарда-Шарфа:

$$\frac{dE}{dx} = -N [S_n(E) + S_e(E)], \quad (2.8)$$

где N — число ядер в единице объема мишени; S_n и S_e — ядерная и электронная тормозные способности вещества.

$$S_n = \int_0^{W_{max}} W_n d\sigma, \quad (2.9)$$

где W_n — количество энергии, передаваемой при столкновении с атомом и σ — сечение столкновения.

$$S_e = k\sqrt{E}, \quad (2.10)$$

где коэффициент k — функция порядковых номеров и атомных номеров частицы и атомов мишени [25]. После выполненных преобразований, модифицированная формула Бете-Блоха используется в программном коде для вычисления тормозных способностей ионов [26].

В данной работе количество генерируемых мишенью нейтронов оценивается по величине их тока. В кодах для расчета переноса частиц, ток определяется как число траекторий, которые пересекли заданную поверхность. Такой поверхностью может быть, например, поверхность материала или специально заданный детектор. Отличие тока от потока заключается в том, что при пересечении частицей заданной границы, значение тока увеличивается на единицу, а потока — на $1/\cos\theta$, где θ есть угол между направлением частицы и нормалью к поверхности. По окончании измерения значение тока делится на площадь пересекаемой

поверхности. При выполненных расчетов мишени рассчитывался ток нейтронов вперед. Вылетающие в обратном направлении не учитывались. Хотя таким образом получаются заниженные значения выхода нейтронов, данный метод расчета позволяет сравнить эффективности различныхборок. Например, яснее видно влияние рефлектора на количество получаемых на выходе нейтронов. В случае оценки полного выхода, число нейтронов в сборке с рефлектором и без него одинаково. Значение же тока вперед ясно показывает увеличение числа нейтронов.

Понимание основ расчетного метода и последовательности выполнения действий позволяет приступить к выполнению расчетов мишени.

Глава 3

Выбор параметров мишени

Назначение мишени КИН фактически состоит в преобразовании протонного пучка в нейтронный. Расчет конструкции мишени предполагает решение оптимизационных задач по поиску баланса между желаемыми параметрами и существующими ограничениями. Ход оптимизационного процесса можно представить в виде алгоритма, изображенного на рисунке 3.1. В общем случае для решения задачи необходимо совершить множество итераций, так как результат зависит от различных параметров, изменение одного параметра влияет на всю систему, а решение может оказаться неочевидным. При выбранных параметрах нейтронопроизводящего слоя можно получить величину тока нейтронов, которая будет считаться реперной: дальнейшие модификации в виде добавления дополнительных слоев или иных видов системы охлаждения приводят только к понижению тока. Таким образом оценка эффективности того или иного рабочего дизайна производится путем сравнения выхода нейтронов с реперной величиной. Приемлемой в данной работе считается потеря нейтронного тока не более, чем на два порядка величины при условии, если стабильная работа установки становится возможной. Задача оптимизационной процедуры состоит в удовлетворении основных требований, предъявляемых к мишени:

- Высокий выход нейтронов;
- Устойчивость при длительном тепловом воздействии;
- Устойчивость к блистерингу.

Первым шагом для расчетов мишени является выбор реакции, по которой

будут производиться нейтроны, включающий в себя подбор материала мишени, а также вида и энергии налетающих частиц.

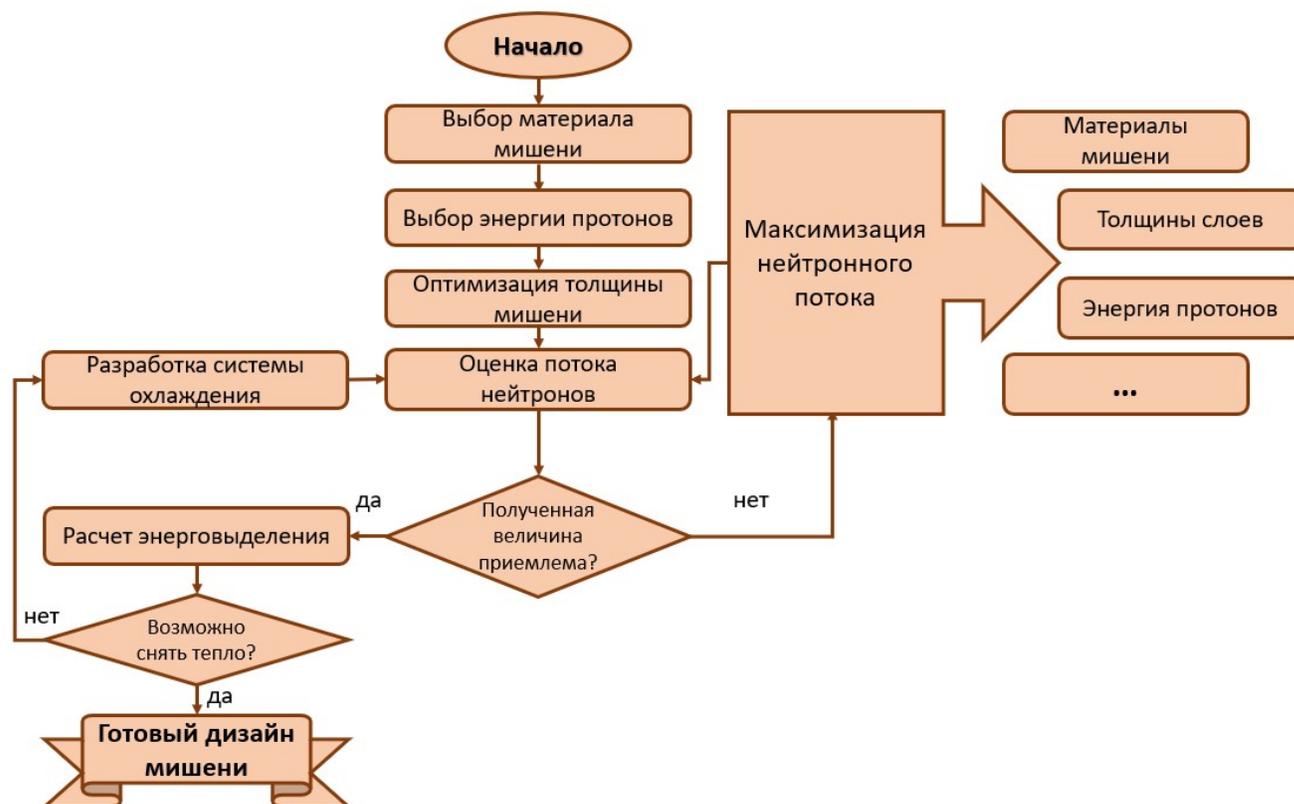


Рис. 3.1. Схема оптимизационного процесса.

3.1 Выбор ядерной реакции

Выбор механизма производства нейтронов для того или иного источника зависит от доступных параметров ускорителя и желаемых параметров нейтронного пучка. В КИИ DARIA в качестве налетающих частиц выбраны протоны. Материал мишени, соответственно, должен обладать высоким суммарным сечением всевозможных (p, n) реакций при доступных энергиях протонов. Оптимальным вариантом материала мишени для КИИ DARIA выбран именно бериллий, что во многих случаях согласуется с общемировой практикой. Этот элемент по выходу нейтронов при невысоких энергиях налетающих частиц уступает только

литою, однако его преимущество заключается в высокой температуре плавления: 1287°C против 180°C для лития, а также более высокой теплопроводности. Так, в случае использования лития мишень обычно находится в жидком состоянии, что усложняет инженерную сторону вопроса и последующую эксплуатацию.

Еще одним немаловажным фактором при выборе реакции является сопутствующее ионизирующее излучение, неизбежно образуемое в ходе облучения мишени. В процессе облучения материала его ядра переходят в возбужденное состояние. Возбуждение снимается путем испускания тех или иных частиц, уносящих с собой часть энергии. Дочерние ядра, образованные в результате релаксации, в свою очередь также могут образовываться в возбужденном состоянии. При реакции протонов с ядрами мишени, кроме нейтронов, генерируются побочные α - и γ -излучение. Первый тип не представляет значительной опасности: такие частицы легко останавливаются весьма тонкими слоями материалов. Однако гамма-излучение, напротив, обладает высокой проникающей способностью и требует учета при расчете радиационной защиты установки. Доля гамма-квантов, генерируемых в бериллии, равна 0.23 γ/n , в то время как для лития это число равно 0.4 [14].

Энергетическая зависимость суммарного сечения для всех каналов нейтронопроизводящих реакций, а также реакций с производством других частиц, представлена на рисунке 3.2. В структуре сечений ${}^9\text{Be}(p, n)$ наблюдается несколько резонансных пиков — таких энергий, при которых эффективность генерации нейтронов резко возрастает. Данные участки энергетического диапазона необходимо использовать, если цель заключается в обеспечении максимального выхода нейтронов. Как было отмечено ранее, при энергии протонов менее 2.1 МэВ нейтроны не образуются. Другой характерной энергией является порог генерации трития, равный 13.43 МэВ [21]. Накопление трития создает дополнительную радиационную опасность и требует дополнительных решений для его удаления, а также усложняет сертификацию установки. Таким образом устанавливается рабочий энергетический диапазон от 2 до 13 МэВ.

От материала мишени также зависит и угловое распределение генерируемых нейтронов. Углы выхода частиц отсчитываются от нормали к поверхности

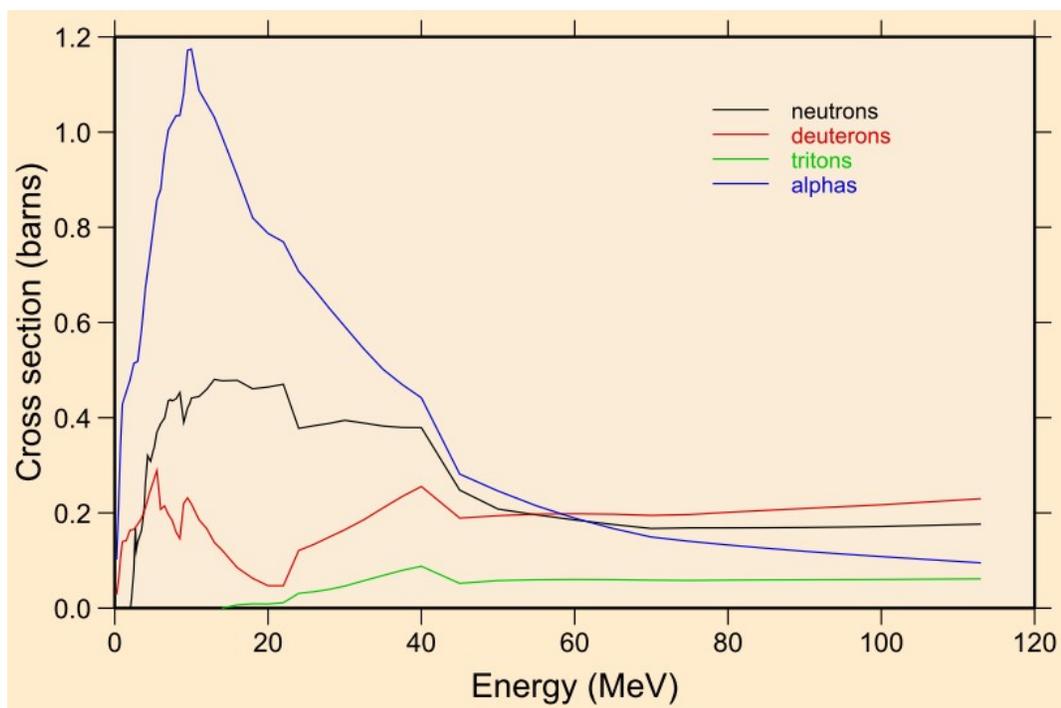


Рис. 3.2. Энергетическая зависимость сечений (p, n) , (p, d) , (p, t) и (p, α) реакций на бериллии [20].

мишени. В случае бериллия, распределение нейтронов при рассматриваемых энергиях имеет выделенное направление, совпадающее с направлением движения протонов (рис. 3.3).

При этом отмечается зависимость энергии нейтронов от угла вылета: нейтроны, вылетающие по направлению хода протонов, обладают большей энергией. Данный факт необходимо учитывать при выборе геометрии модератора и положения выходных каналов. В случаях, когда существует необходимость в более мягком нейтронном спектре, мишень может быть повернута на требуемый угол относительно протонного пучка.

3.2 Геометрия мишени

Выбор материала мишени и энергии протонов позволяет приступить к расчетам геометрии. В качестве формы мишени был выбран диск диаметром 5 см. Увеличение площади мишени отрицательно влияет на результирующую

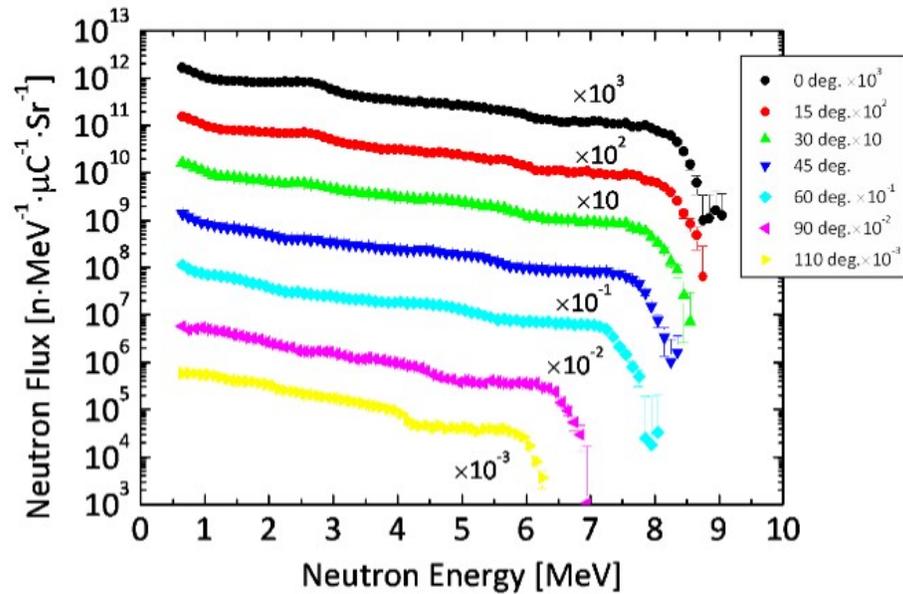


Рис. 3.3. Угловое распределение генерируемых нейтронов при облучении бериллиевой мишени протонами с энергией 11 МэВ [27].

плотность потока нейтронов. Данное утверждение вполне очевидно — плотность потока излучения явным образом связана с размерами его источника. При увеличении диаметра мишени, число генерируемых нейтронов остается неизменным, и плотность потока падает. Для оценки эффективности нейтронных источников принято рассматривать именно плотность потока тепловых нейтронов в замедлителе. Данная характеристика является более значимой, чем выход нейтронов до модерации, так как быстрые нейтроны редко используются в научных целях, а в процессе формирования теплового спектра поток может существенным образом изменяться. Если плотность потока на выходе из мишени будет низкой, в области замедлителя она понизится еще больше. Важность подбора диаметра мишени показана в работе [12]. На рисунке 3.4 представлены плотности потока тепловых нейтронов для мишени малого и большего диаметра в сборках с полиэтиленовым замедлителем с использованием бериллиевого рефлектора или без него. Видно, что даже без использования рефлектора, выбор мишени малого диаметра приводит к более высокой плотности потока, чем для большой мишени с рефлектором.

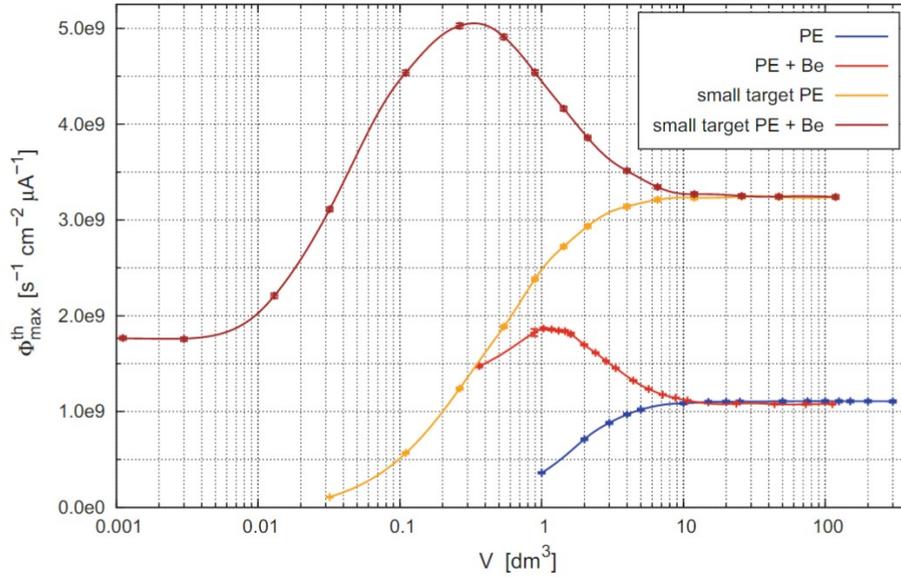


Рис. 3.4. Зависимость плотности потока нейтронов от параметров мишенной сборки. По оси абсцисс отложен объем замедлителя [12].

Для расчета необходимой толщины бериллиевого слоя в программе RHITS получена зависимость энергии протона и сечения ${}^9\text{Be}(p, n)$ реакций от расстояния, пройденного в бериллии (рис.3.5). Так как энергия протона меняется по мере продвижения через мишень, разные участки пути вносят разный вклад в выход нейтронов. Существует область максимально эффективной генерации нейтронов, в которой сечение возрастает почти в два раза. Граница этой области определяет нижнее оптимальное значение толщины бериллиевого слоя, которое равно 1.1 миллиметрам. Далее эффективность генерации нейтронов резко падает и прекращается при толщине более 1.2 мм, так как энергия протонов становится меньше пороговой. Максимальное значение тока нейтронов составляет $1.61 \text{ н/см}^2/\mu\text{А}$. Дальнейшее увеличение толщины приводит к снижению выхода нейтронов за счет их поглощения в бериллии. При этом 1.3 миллиметров бериллия достаточно для полной остановки протонов.

Также отмечается нелинейная зависимость потери энергии протона от пройденного в бериллии расстояния, которую необходимо принять во внимание (рис. 3.6). Это явление называется эффектом пика Брэгга. Можно подобрать такую

толщину мишени, чтобы пик Брэгга лежал за ее пределами, что значительно сокращает энерговыделение. Так при толщине 1.1 мм по сравнению с 1.2 мм потери тока нейтронов составляют 1.8%, а энерговыделение снижается на 15%. Характеристики мишени при различных толщинах слоев представлены в таблице 3.1.

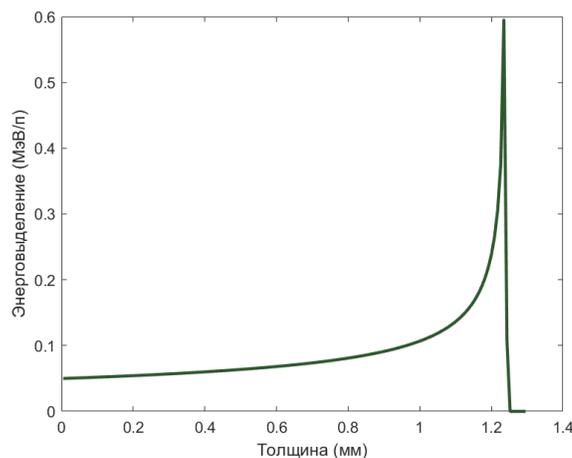
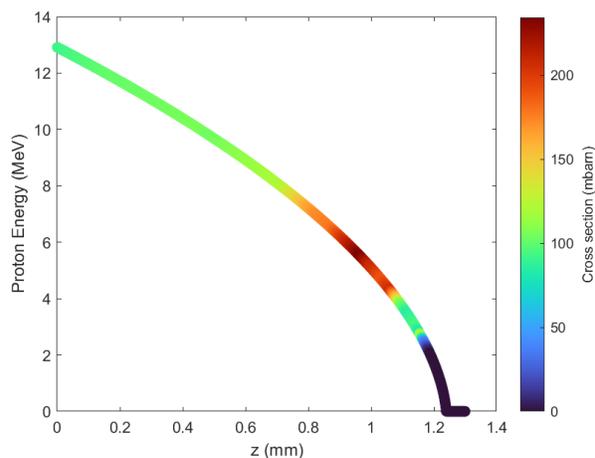


Рис. 3.5. Энергия протона и соответствующие сечения реакции.

Рис. 3.6. Потери энергии протона в зависимости от расстояния, пройденного в бериллии.

Таблица 3.1. Характеристики мишени при различной толщине.

Толщина (мм)	Ток нейтронов (10^{-4} н/см ² /п)	Энерговыделение (МэВ/п)
1.0	1.46	7.83
1.1	1.58	9.21
1.2	1.61	11.19
1.3	1.59	13.00
1.4	1.57	13.00

Использование выбранной толщины бериллиевого слоя решает и другую проблему. После взаимодействия с данным слоем, у протонов остается достаточно энергии, чтобы покинуть его. Таким образом предотвращается блистеринг бериллия. При этом энергия протонов остается достаточно низкой, а это значит,

что их накопление будет происходить в следующем за бериллием материале. Этот факт необходимо учитывать при дальнейшей разработке дизайна мишени.

3.3 Выводы к главе 3

По результатам выполненных расчетов установлены параметры протонного пучка и нейтронопроизводящего слоя для КИН DARIA. Установлены требования, предъявляемые к конструкции мишени:

1. Оптимальное значение энергии протонов составляет 13 МэВ.
2. Оптимальный выбор материала нейтронопроизводящего слоя — бериллий.
3. Геометрическая форма мишени: диск диаметром 2.5 см.
4. Оптимальная толщина бериллиевого слоя 1.1 мм.
5. Следующий за бериллием слой должен обладать высокими диффузионными характеристиками для предотвращения блистеринга.

Следующим и основным этапом данной работы является оценка энерговыделения и поиск решения для охлаждения мишени.

Глава 4

Охлаждение мишени

Из всех факторов, накладывающих ограничения на выбор как конструкции мишени, так и параметров ускорителя, а следовательно, и на выход нейтронов, основным является именно тепловыделение. Это общая закономерность для всех источников нейтронов средней и высокой мощности.

Вклад в энерговыделение в бериллии от протонов, нейтронов и гамма-квантов представлен на рисунке 4. Протоны проникают в слой извне, а последние два типа частиц рождаются внутри слоя и сообщают окружающему веществу энергию, пока этот слой не покинут. Поскольку толщина слоя мала, частицы с высокой проникающей способностью успевают провзаимодействовать с малым числом атомов, и общий вклад от таких взаимодействий пренебрежимо мал. Таким образом, в дальнейших рассуждениях будем считать, что протоны являются единственным источником энерговыделения в мишени.

При имеющихся параметрах ускорителя (пиковый ток 100 мА, коэффициент заполнения 3%, дающие тепловую мощность 40 кВт), тепловыделение в бериллии составляет 28.34 кВт. Такое количество тепла неизбежно приведет к разрушению мишени в течение короткого времени: согласно тепловым расчетам для ситуации, когда отвод тепла производится исключительно излучением в среду, температура бериллиевого слоя достигает величины более 4890°C (рис 4), что в разы превышает температуру плавления. Действительно, все энерговыделение от интенсивного пучка протонов приходится на материал с весьма малым объемом, и на каждый кубический сантиметр бериллия приходится 13.12 кВт энергии. Становится очевидной необходимость в разработке системы охлаждения.

Наиболее простым вариантом является съём тепла непосредственно с поверх-

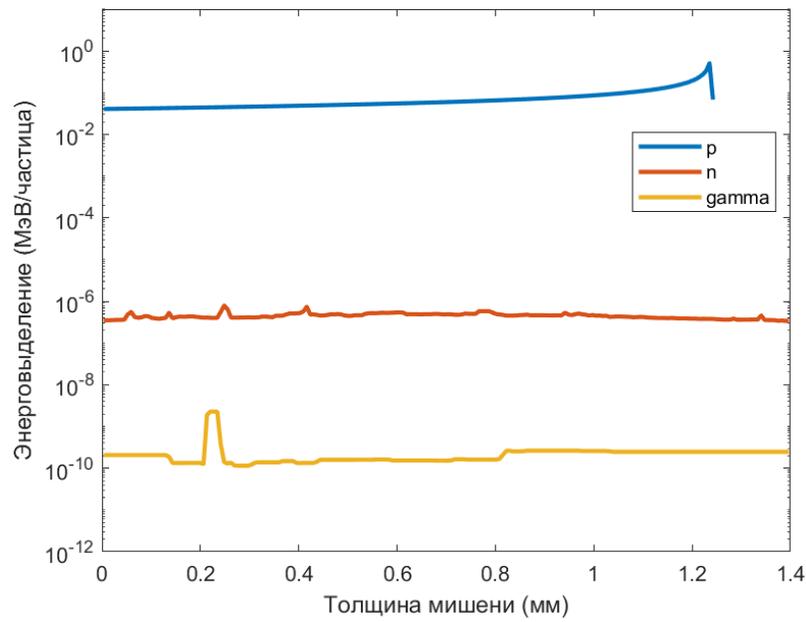


Рис. 4.1. Энерговыведение в бериллии от различных частиц.

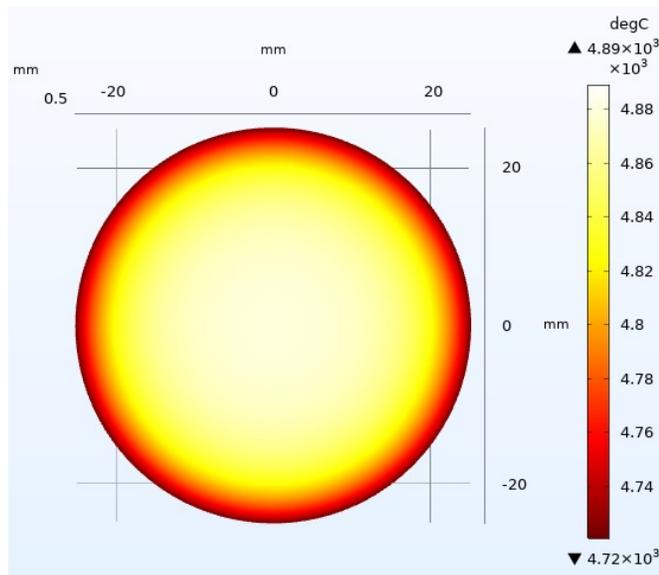


Рис. 4.2. Температура поверхности бериллиевой мишени.

ности бериллия. Так как передняя поверхность диска обращена к протонному пучку, а площадь боковой поверхности незначительна — передача тепла в этом и всех последующих вариантах происходит через заднюю поверхность мишени. Эту поверхность, например, можно охлаждать водой. Путем увеличения скоро-

сти проточной воды, можно увеличивать эффективность теплосъема до весьма высоких значений. При этом замедленные протоны высаживались бы в воде, и проблема их накопления была бы решена. Однако толщина бериллия слишком мала, чтобы выдержать необходимое давление жидкости, а при увеличении толщины данного слоя разрушение произойдет по механизму блистеринга. Вместо увеличения толщины, можно было бы увеличить диаметр мишени и пропускать воду с меньшей скоростью, а значит и давлением. Диаметр в значительной мере влияет на возможности теплосъема. Расчеты показывают, что при увеличении диаметра мишени в пять раз, плотность теплового потока снижается в 25 раз. Плотность же нейтронного потока уменьшается в 1.4 раза. Однако основной целью создания компактного источника является именно обеспечение конкурентоспособных нейтронных потоков, поэтому первостепенная задача состоит в поиске методов охлаждения, позволяющих сохранить высокие нейтронно-физические характеристики.

Поскольку параметры бериллиевого слоя мишени должны оставаться неизменными, рассмотрим возможность добавления новых слоев и их влияние на характеристики источника.

4.1 Многослойные мишени

В широком смысле многослойной мишенью может называться любая конфигурация, в которой используется более одного вида материала. Однако здесь для ясности многослойными будем называть такие структуры, в которых слой бериллия разделен на слои малой толщины в комбинации с другими материалами. Эти дополнительные материалы должны обладать более высокими теплофизическими характеристиками. Так как толщина мишени возрастает, в ее слоях дополнительно выделяются оставшиеся 11.66 кВт тепла, и суммарное энерговыделение с высокой точностью равно тепловой мощности протонного пучка. Характеристики некоторых рассмотренных материалов представлены в таблице 4.1. Медь и алюминий обладают высокой теплопроводностью, однако ванадий обладает самым высоким коэффициентом диффузии водорода среди всех металлов.

Таким образом, были рассмотрены структуры Be/Cu, Be/Al и Be/V.

Таблица 4.1. Физические свойства материалов многослойной мишени [28].

*Концентрация водорода, приводящая к разрушению материала.

Параметр	V	Ta	Al	Cu
Температура плавления (°C)	1910	3017	660	1084
Теплопроводность (Вт/м/К)	30.7	57.5	237	401
Коэффициент диффузии водорода (м ² /с)	$5 \cdot 10^{-9}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$2 \cdot 10^{-14}$
Предел водородного охрупчивания* (моль/м ³)	$3.5 \cdot 10^4$	$9.2 \cdot 10^3$	$1.0 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^4$
Сечение поглощения тепловых нейтронов (барн)	4.90	21.00	0.23	3.80

Результаты расчетов свидетельствуют о несостоятельности таких конструкций. Разделение бериллиевого слоя на несколько тонких слоев, чередующихся со слоями теплоотводящего материала, как это показано на рисунке 4.1, не приводит к улучшению качеств мишени. Относительно подобных конфигураций сформулированы следующие выводы:

1. При условии, что пик Брэгга для протонов будет расположен вне бериллия, тепловыделение в бериллии и выход нейтронов зависят только от суммы толщин бериллиевых и суммы толщин слоёв второго материала вне зависимости от их взаимного расположения. Использование дополнительных бериллиевых слоев не дает положительного результата.
2. Исходя из пункта 1, можно при необходимости рассчитать необходимую «эффективную» толщину бериллия по желаемой величине энерговыделения либо выхода нейтронов, а затем разбить этот слой бериллия на любое количество тонких слоёв.
3. Использование более тонкого слоя бериллия или более толстого слоя теплоотводящего материала может быть эквивалентно использованию более низкой

энергии протонов при неизменных толщинах слоёв мишени, так как часть энергии протонов поглощается без генерации дополнительных нейтронов.

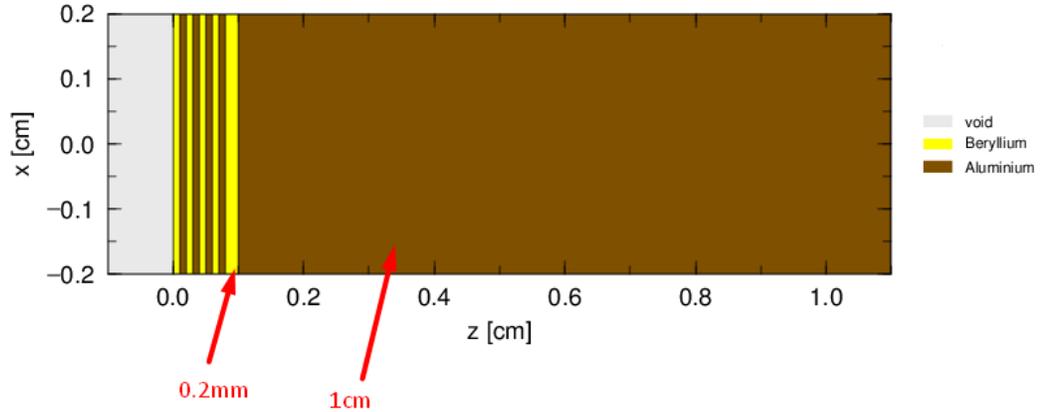


Рис. 4.3. Расчетная модель многослойной мишени Be/Al.

Итак, в конструкции мишени слой бериллия должен быть цельным. При этом дополнительные слои все же могут быть применены несколько иным образом. Обоснованным остается использование ванадия в качестве второго слоя мишени, предотвращающего накопление водорода. При толщине слоя бериллия, равной 1.1 мм и энергии протонов 13 МэВ толщина слоя ванадия, необходимая для полной остановки протонов, составляет 64.3 мкм. Слой такой толщины существенно не влияет на нейтронный ток (таб. 4.2).

Таблица 4.2. Зависимость тока нейтронов от толщины ванадиевого слоя.

Толщина слоя (мм)	Ток нейтронов (10^{-4} н/см ² /п)
0.000	1.580
0.064	1.574
1.000	1.434
3.000	1.211
5.000	1.049

Хотя начальная энергия протонов была выбрана из соображений нейтронно-физических характеристик и соображений радиационной безопасности, по результатам данных расчетов целесообразным оказывается рассмотреть характеристики мишени при иных значениях энергии протонов. Оптимальное значение с точки зрения энерговыделения в мишени может отличаться от найденного.

4.2 Поиск оптимальной энергии протонов

Для изучения влияния начальной энергии протонов на выход нейтронов и тепловыделение в бериллии проведено моделирование облучения бериллиевой мишени протонным пучком для энергий протонов от 3 до 19 МэВ с шагом 1 МэВ. Взяты такие толщины бериллия, при которых протоны замедляются до энергии 2 МэВ. Для выбранного диапазона энергий такие толщины с высокой степенью достоверности аппроксимируются уравнением:

$$z = (6E^2 + 19E - 18) \cdot 10^{-3},$$

где толщина z выражается в миллиметрах, а энергия E — в мегаэлектронвольтах. Полученные зависимости энерговыделения в бериллии и выхода нейтронов от энергии протонов представлены на рисунке 4.4. Так как энергия протонов полностью поглощается в материале, энерговыделение в мишени на один налетающий протон равно этой энергии за вычитанием значения энергии, с которым протон покидает слой. При увеличении энергии протонов это значение увеличивается линейно. Темп роста выхода нейтронов при увеличении энергии протонов незначительно снижается в точке $E = 13$ МэВ, где наблюдается перегиб. Для полученных нейтронных спектров (рис. 4.5) среднее положение пиков составляет 0.88 МэВ. Максимальная энергия нейтронов равна разнице начальной энергии протона и порога реакции. При этом отмечается увеличение интенсивности пиков и сдвиг спектров в большие энергии с ростом энергии протонов, что соответствует экспериментальным закономерностям, полученным в [10].

Таким образом, с точки зрения отношения выхода нейтронов к энерговыделению, начальное значение энергии протонов 13 МэВ снова оказывается оптимальным. Иная ситуация может наблюдаться при более значительном увеличении

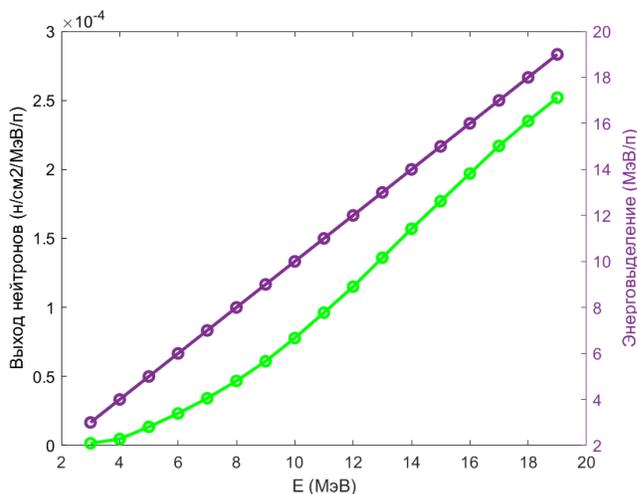


Рис. 4.4. Зависимость выхода нейтронов и энерговыделения в бериллии от энергии протонов.

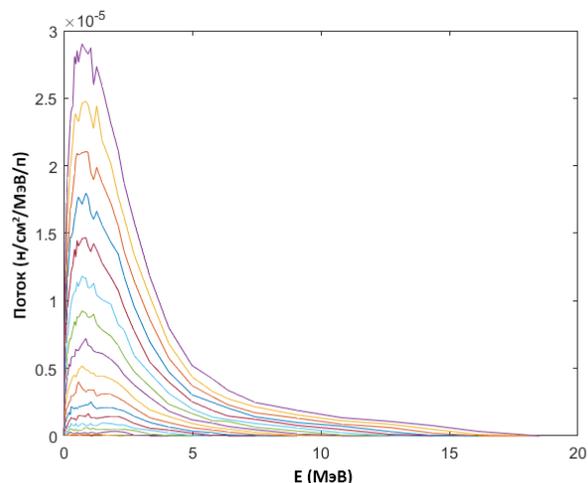


Рис. 4.5. Спектры нейтронов.

энергии, так как в сечении реакции наблюдается еще один широкий резонансный пик с центром 40 МэВ и границей 45 МэВ (рис. 3.2). Однако в случае увеличения энергии протонов до 45 МэВ суммарное тепловыделение возрастает в 3.45 раза, а ток нейтронов лишь в 2.41 раза.

4.3 Вращающиеся мишени

Одним из наиболее эффективных решений для охлаждения мишени являются конструкции с вращающимися элементами, в которых в каждый момент времени с протонным пучком взаимодействуют различные секции производящего нейтроны материала, пока другие секции охлаждаются. В рамках проекта КИН DARIA рассматривается два варианта таких мишенных сборок.

Первый тип дизайна описан в работе [29]. В нем используется принцип максимизации площади поверхности мишени для повышения теплопередачи между мишенью и охлаждающим агентом. Конструкция состоит из бериллиевого диска радиусом 2 м, вращающегося внутри замкнутого водяного контура. Благодаря большой площади, частоты вращения диска 0.5 Гц скорости воды 0.5 м/с достаточно для того, чтобы обеспечить температуру мишени равную 300 К.

Недостатки данного дизайна заключаются в сложности изготовления и поддержания работоспособности конструкции и необходимости в большом количестве бериллия, что связано с заметным увеличением стоимости установки.

Другая вариация сборки с вращающейся мишенью изображена на рисунке 4.6. Бериллиевое кольцо, состоящее из отдельных секций, закреплено на одном из оснований полого цилиндрического барабана. Барабан изготовлен из меди для эффективного охлаждения. Ось барабана представляет собой трубу для подачи воды. Барабан герметически закреплен на неподвижной опоре с помощью магнитожидкостных уплотнений, позволяющих ему вращаться. Неподвижная крыльчатка в полости барабана обеспечивает эффективное перемешивание охлаждающей воды. Для выполнения расчетов в среде для трехмерного моделирования построена 3Д-модель данной конструкции, которая впоследствии перенесена в PHITS с помощью программы SuperMC [30].

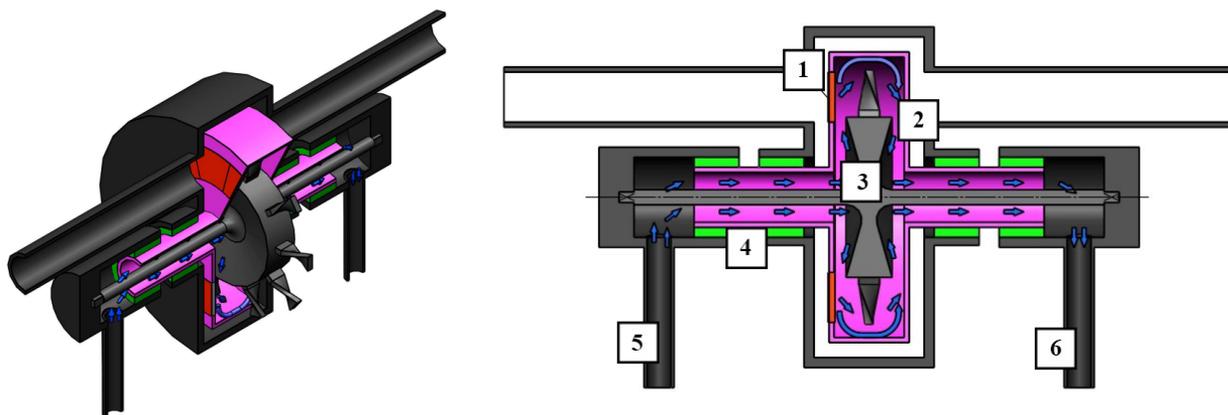


Рис. 4.6. Концептуальный дизайн мишени с вращающимся барабаном. 1 — бериллиевое кольцо, 2 — медный барабан, 3 — неподвижная крыльчатка, 4 — магнитожидкостное уплотнение, 5 и 6 — подача и отвод воды.

В данной конструкции сразу за слоем бериллия располагается слой воды, который служит модератором, замедляя нейтроны до тепловых энергий. При этом конструкция не предусматривает дополнительных опций для изменения геометрии или материала замедлителя. Полученные распределения тепловых нейтронов представлены на рисунке 4.7. В ХУ-проекции наблюдается сильное

размытие максимума потока, что связано с неоправданно большим размером водяного предзамедлителя и негативно сказывается на итоговых характеристиках нейтронного пучка.

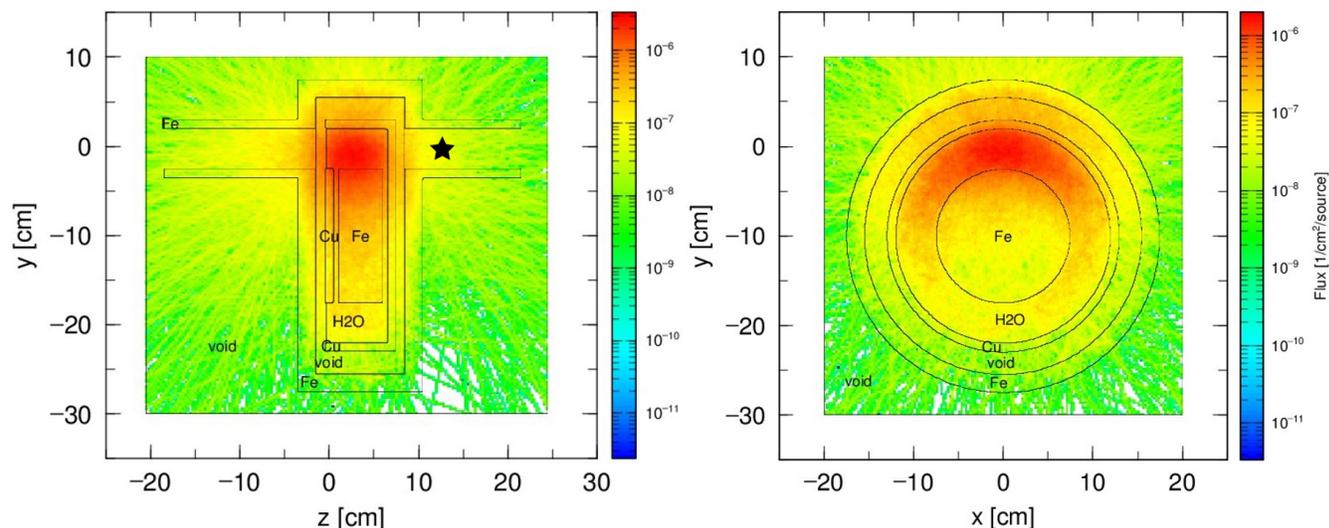


Рис. 4.7. Распределение плотностей потока тепловых нейтронов с энергией до 81 мэВ в двух проекциях. Звездой обозначена точка, в которой оценивается ток нейтронов.

Ток полного спектра нейтронов из бериллиевого слоя в воду составляет $2.04 \cdot 10^{-4}$ н/см²/п. Ток на выходе из сборки составляет $2.13 \cdot 10^{-6}$ н/см²/п. Ток считался через поверхности одинаковой площади. Таким образом потери по выходу нейтронов составляют два порядка. При этом необходима последующая модерация нейтронов: большая часть термализованных в воде частиц поглощается задней стенкой барабана. Установка дополнительного замедлителя приведет к дальнейшему понижению нейтронного тока.

Для того, чтобы вернуть часть рассеянных частиц в выходной пучок, выполнены расчеты в сборке с бериллиевым рефлексором толщиной 40 см и графитовым рефлексором толщиной 100 см. В построенной модели рефлексоры окружают кожух неподвижной опоры. Данные материалы хорошо зарекомендовали себя в качестве нейтронных рефлексоров в реакторной технике. Напомним, что свойствами, определяющими эффективность материала при использовании его в качестве рефлексора являются низкое сечение поглощения и высокое сече-

ние рассеяния нейтронов. Таким образом частицы могут претерпеть множество актов рассеяния без существенных потерь в потоке, и в результате приобрести требуемое направление движения. Сечение поглощения для бериллия равно 9.5 мбарн, а рассеяния тепловых нейтронов составляет 7 барн. Для графита эти числа равны, соответственно, 3.7 мбарн и 4.8 барн [31]. Расчетные схемы для вариантов с рефлекторами приведены на рисунке 4.8. Результаты со значениями тока нейтронов на выходе из мишенной сборки представлены в таблице 4.3.

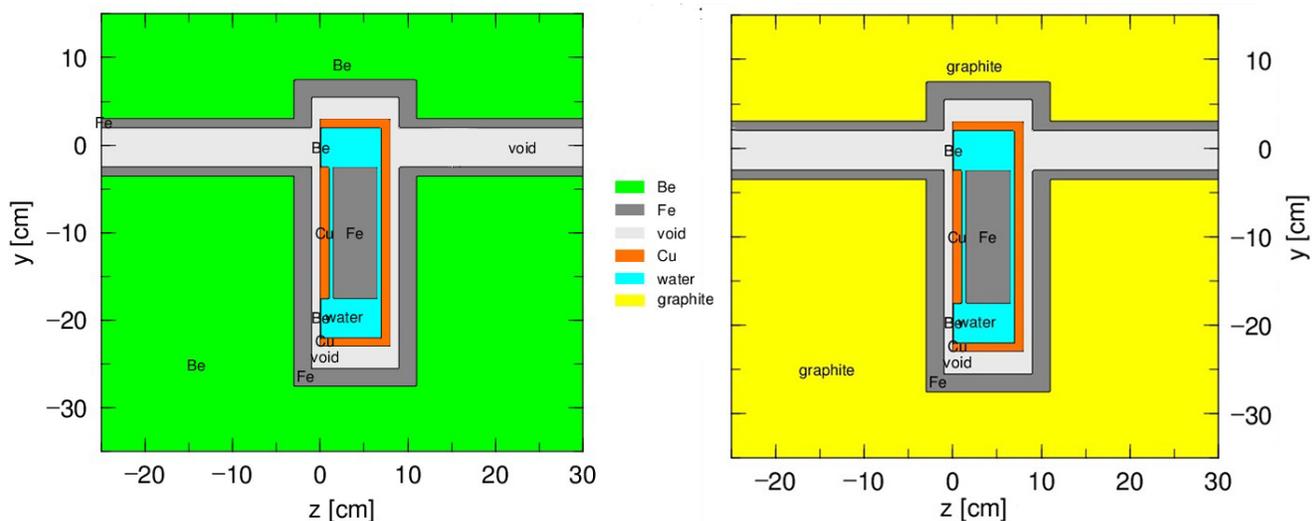


Рис. 4.8. Расчетные схемы с бериллиевым и графитовым рефлекторами.

Таблица 4.3. Ток нейтронов в сборке с рефлекторами.

Рефлектор	Ток быстрых нейтронов (10^{-6} н/см ² /п)	Ток тепловых нейтронов (10^{-6} н/см ² /п)
Нет	2.14	0.12
Графит	6.65	1.01
Бериллий	6.71	1.31

Для дальнейшего увеличения тока нейтронов предлагается два решения: поиск оптимальной толщины барабана и замена его материала на алюминий.

Полный ток нейтронов и ток тепловых нейтронов в системе с бериллиевым рефлектором без барабана составляют $7.89 \cdot 10^{-6}$ н/см²/п и $1.49 \cdot 10^{-6}$ н/см²/п соответственно. Проведены расчеты тока нейтронов на выходе из сборки для медного и алюминиевого барабанов с различными толщинами стенки. Результаты представлены в таблице 4.4.

Таблица 4.4. Влияние толщины и материала стенки барабана на ток нейтронов.

Толщина стенки (мм)	Ток нейтронов (10^{-6} н/см ² /п)			
	Медь		Алюминий	
	Быстрые	Тепловые	Быстрые	Тепловые
1	7.88	1.36	8.19	1.53
2	7.78	1.30	—	—
4	7.51	1.16	8.14	1.51
6	7.22	1.03	—	—
8	7.07	1.00	7.99	1.47
10	6.80	0.96	7.81	1.53
11	—	—	7.83	1.56
12	—	—	7.84	1.54
13	—	—	7.77	1.52

В случае использования меди, оптимальной оказывается минимально возможная толщина стенки барабана. Однако для алюминиевого барабана наблюдается интересный эффект: ток тепловых нейтронов растет при увеличении толщины стенки вплоть до оптимального значения 11 мм. При этом ток оказывается выше, чем для системы с отсутствием стенки. Данный факт объясняется тем, что слой алюминия служит дополнительным замедлителем для протонов, энергии которых в данной области сборки остаются высокими.

Таким образом, оптимальной является конфигурация сборки с алюминиевым барабаном с толщиной задней стенки 11 мм, окруженная бериллиевым рефлектором толщиной 40 см. Однако нерешенной остается проблема замены материала предзамедлителя и установки холодного замедлителя в оптимальное

положение. Сложность конструкции также может привести к сложностям при эксплуатации. Несмотря на эти недостатки, все же обеспечивается необходимый теплосъем: увеличением скорости вращения барабана и его диаметра можно добиться теплосъема в десятки киловатт на квадратный сантиметр.

Существует и другой тип системы охлаждения, который зарекомендовал себя в качестве эффективного решения — создание в мишени каналов, через которые непрерывно пропускается вода или иная охлаждающая жидкость, включая жидкий галлий. Такая мишень обладает малыми размерами, что оставляет свободу для выбора размера, положения и формы замедлителя и рефлектора, а в ее конструкции не используются подвижные части, что обеспечивает большую стабильность работы.

4.4 Охлаждение с использованием внешних каналов

Каналами называют сквозные отверстия в охлаждаемом материале, через которых протекает охлаждающая жидкость. Форма каналов может быть произвольной и меняется в зависимости от выбранной конструкции мишени. Существует нестрогая классификация, согласно которой микроканалами называются каналы с диаметром от 0.01 мм до 0.2 мм. Каналы с диаметром от 0.2 мм до 3 мм называют миниканалами [32].

Смысл использования каналов заключается в том, чтобы увеличить площадь контакта материала с охлаждающей жидкостью. Малый диаметр каналов также позволяет при неизменном давлении жидкости увеличить скорость ее течения. От скорости течения зависит время, в течение которого конкретный объем жидкости контактирует с охлаждаемой поверхностью, а значит и температура жидкости. Для эффективной работы требуется не допускать закипания жидкости. Температура кипения в случае необходимости может регулироваться повышением давления.

Существует два типа решений для такого типа мишеней. В первом из них каналы создают непосредственно в нейтронопроизводящем слое. Данный вариант применим для КИН с более высокой энергией протонов, где толщина

слоя значительно больше и допускает размещение каналов. Например, вариант мишени с внутренними микроканалами планируется использовать для КИН HBS с энергией протонного пучка 70 МэВ, пиковым током 100 мА и тепловой мощностью 100 кВт [33]. Согласно расчетам, однослойная мишень из тантала размерами 10.0 x 10.0 x 0.5 см с двумя рядами микроканалов диаметром 0.35 мм обеспечивает площадь охлаждаемой поверхности, равную 100 см². Для теплосъема плотности мощности, равной 1 кВт/см², достаточно скорости течения воды менее 10 м/с. При таком варианте дизайна важной оказывается форма каналов: все протоны должны проходить через слои мишени и воды равной толщины. Поэтому разработка таких каналов не ограничивается простым перебором диаметра и положения каналов.

Второй вариант, применимый для источников с меньшей энергией протонов, заключается в использовании двух и более слоев мишени. Слой, генерирующий нейтроны, остается без изменений, а каналы создаются в одном из следующих за ним слоев. Такой подход к конструкции мишени применен, например, для КИН SONATE [34] и LENOS [35].

Схематическое изображение предлагаемой конструкции мишени приведено на рисунке 4.16. Протоны будут высаживаться в следующем за бериллием слое, поэтому таким слоем должен быть ванадий. Как показано выше, достаточная для остановки протонов толщина ванадия составляет 64.3 мкм. Для повышения механических характеристик и улучшения диффузии водорода толщина может быть увеличена до 0.5 мм без существенных потерь нейтронного тока. Третьим слоем предлагается использовать алюминий, имеющий более подходящие тепловые характеристики. В этом слое будут находиться каналы. Так как протоны не проникают в данный слой, размер и форма каналов могут быть оптимизированы для максимального теплосъема без учета других факторов.

Рассчитаны варианты охлаждения с поэтапным усложнением конструкции. Критерием успешности считалась ситуация, когда вода остается ниже температуры кипения, а температуры остальных материалов находятся значительно ниже температуры плавления. При этом из трех металлов, наименьшей температурой плавления обладает алюминий: она равна 660°C. Нагрев приводит к расширению

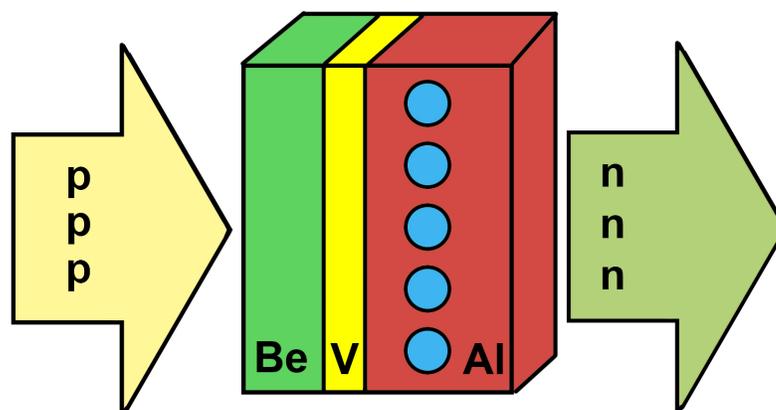


Рис. 4.9. Схематическое изображение мишени с микроканалами.

материалов и возникновению напряжений. В конструкции с тонкими элементами это может привести к разрушению последних. Поэтому стоит стремиться к минимальному изменению температуры во время работы установки. В качестве начальных условий задано тепловыделение в бериллии и ванадии. Причем для бериллия считается, что 28.34 кВт тепла выделяются равномерно во всем объеме, а в ванадии 11.66 кВт выделяются в области, находящейся непосредственно за бериллиевым диском. Это сделано для того, чтобы учесть неравномерный нагрев ванадиевой пластины. Учтена передача тепла бериллием через излучение в среду. Излучательная способность бериллия крайне мала и по отношению к излучательной способности абсолютно черного тела составляет 0.18.

Первый расчет выполнен для варианта, в котором тепло снимается водой с задней поверхности ванадиевой пластины (рис. 4.4). Размеры ванадиевой пластины составляют $60 \times 60 \times 0.5$ мм. Толщина водного слоя составляет 3 см. Скорость течения воды равна 5 м/с, что для такого объема воды является высоким значением. При данном варианте максимальная температура бериллия составляет 1077°C , ванадия — 992°C , а воды — 828°C . Очевидно, что необходимы серьезные изменения охлаждающей конструкции. Здесь передача тепла между ванадием и водой происходит неэффективно из-за низкой теплоемкости ванадия. Также площадь поверхности теплоотвода равна площади задней поверхности ванадия и составляет всего 36 см^2 .

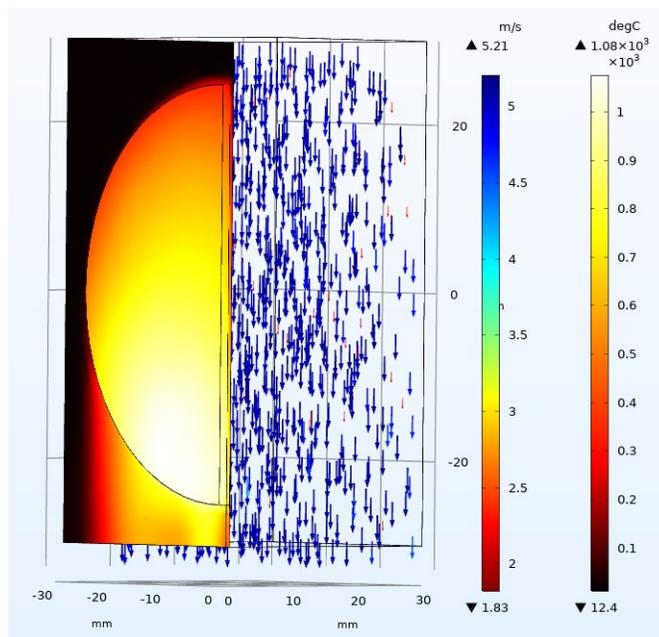


Рис. 4.10. Распределение температуры в конструкции с охлаждением задней поверхности ванадия. Стрелками обозначено направление потока воды. Цвет стрелок соответствует скорости воды в данной точке.

Во втором варианте размеры ванадиевой пластины увеличены до 80×80 мм. Добавлена алюминиевая пластина толщиной 4 мм со сплошным каналом по ее центру. Согласно таблице 4.1, хоть алюминий и уступает меди по тепловым характеристикам, сечение поглощения нейтронов в нем существенно ниже. Поскольку главная задача мишенной сборки состоит не только в генерации, но и в сохранении максимального числа нейтронов, то выбор материала третьего слоя мишени падает именно на алюминий.

Площадь контакта с водой теперь равна площади поверхности канала и составляет 128 см^2 . Объем воды существенно уменьшен, что позволяет увеличить ее скорость. Она взята равной 10 м/с. В результате максимальная температура бериллия понизилась всего на 90°C , но температура воды на 187°C . Конечно, она все еще находится далеко за точкой кипения.

Параллельно с тепловыми расчетами проводились расчеты транспорта нейтронов. Необходимо было оценить влияние толщины алюминиевого и водного слоев на ток нейтронов для установления ограничений на конструкцию мишени с

каналами. Так как площадь рассматриваемых поверхностей велика относительно площади нейтронопроизводящего слоя, распределение потока нейтронов по площади весьма неоднородно. Поэтому значения нейтронного тока в единицах n/cm^2 в данном случае мало информативны относительно свойств источника, однако все же подходят для сравнения различных конфигураций, так как здесь важно не значение тока, а лишь его изменение при увеличении толщины материала. Слишком малая толщина алюминия не обеспечит механической прочности и необходимых тепловых свойств, поэтому в качестве минимального значения взята толщина 2 мм. Падение нейтронного тока при изменении толщины алюминиевой стенки с 2 до 10 мм составляет 15%, что является вполне приемлемой величиной. Таким образом, использование до 1 см алюминия в случае необходимости допустимо.

Разделение сплошного водного канала на семь секций с алюминиевыми перегородками толщиной 1 мм уже приводит к заметному снижению температур. Еще более заметный результат наблюдается при увеличении числа каналов до 26. Таким образом число каналов определенно влияет на эффективность теплосъема. Это происходит в результате увеличения площади контакта воды с алюминием.

Геометрия рассмотренных конструкций изображена на рисунке 4.4, а их характеристики описаны в таблице 4.5. Максимальная температура каждого из слоев мишени неизменно снижается при увеличении площади контакта воды с алюминием.

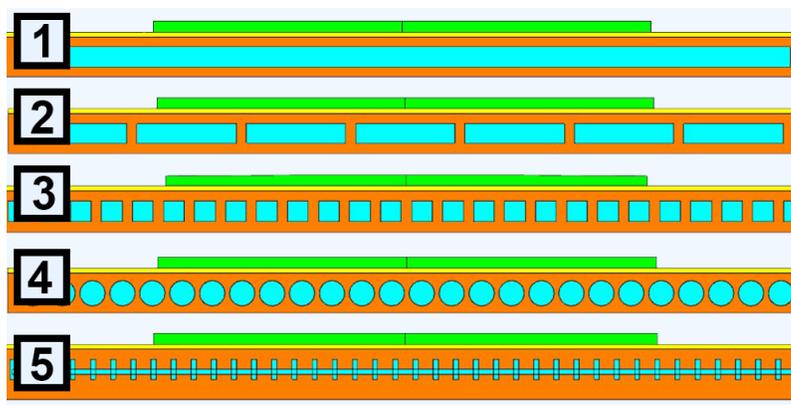


Рис. 4.11. Схемы мишеней с различной формой каналов.

Таблица 4.5. Параметры охлаждающих систем с различными вариантами каналов.

	Площ. пов. (см ²)	T_{Be}^{max} (°C)	T_V^{max} (°C)	T_{Al}^{max} (°C)	$T_{H_2O}^{max}$ (°C)	v_{H_2O} (м/с)
0	36	1077	992	—	828	5
1	128	992	953	702	639	10
2	134	870	738	580	523	10
3	166	720	685	417	356	10
4	166	655	620	358	308	10
5	253	572	537	252	168	10

Также были рассмотрены и более сложные геометрические формы каналов, пример приведен на рисунке 4.4. Такие решения найдены малоэффективными из-за возрастающей неоднородности в распределении давления жидкости внутри канала и необходимости в уменьшении толщины каналов для того, чтобы разместить их в мишени. Выигрыш в теплосъеме не обнаружен.

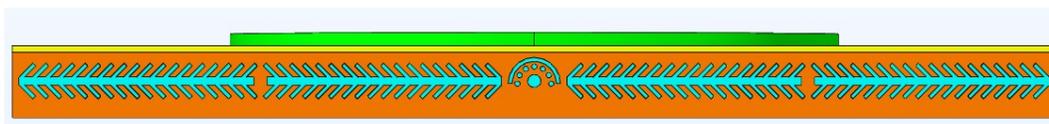


Рис. 4.12. Пример поперечного сечения мишени с каналами более сложной формы.

Вариант 5 дал наилучшие результаты. Далее основной задачей является уже понижение температуры самой воды. Распределение температур металлических частей в такой мишени представлено на рисунке 4.4.

Для предотвращения закипания воды при температуре 158 °C необходимо поддерживать давление в 6 атмосфер или 608 кПа. Давление воды в мишени с данной геометрией каналов распределено с высокой степенью однородности в поперечном направлении (рис. 4.4). Максимальное достигаемое давление при подаче воды со скоростью 14 м/с в данной геометрии составляет 817 кПа, а в

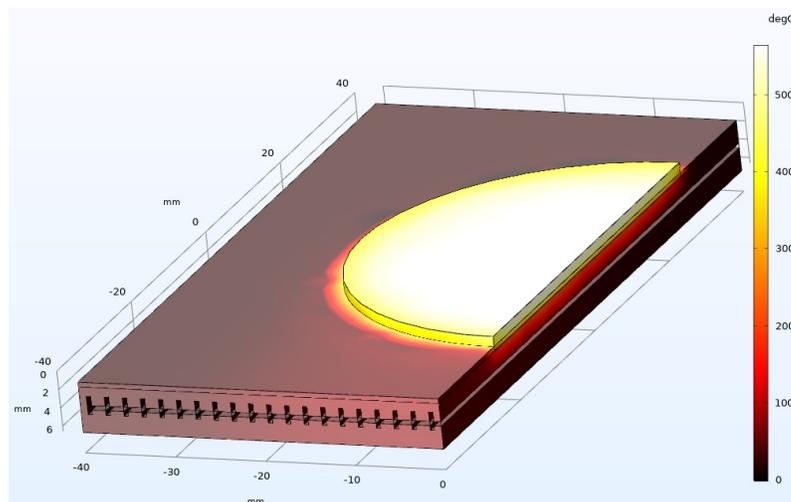


Рис. 4.13. Температурная карта для варианта мишени номер 5.

области наибольшего нагрева воды (за областью бериллиевой мишени) составляет около 600 кПа. Соответственно, дальнейшее увеличение скорости подачи воды до 15 м/с предотвращает ее закипание, а также дополнительно понижает температуру всей мишени в целом. Того же эффекта можно добиться небольшим уменьшением толщины каналов. В данном варианте она равна 0.5 мм.

С целью оценки нейтронно-физических характеристик 3Д-модель конвертирована в формат PHITS с помощью упомянутого кода SuperMc (рис. 4.4).

Полученные распределения нейтронов и протонов представлены на рисунках ?? и 4.18. Показан участок мишени в приближении. Граница бериллиевого слоя расположена Видно, что протоны достигают ванадиевого слоя и полностью останавливаются в нем. Полученные значения нейтронного тока на границах ванадий — алюминий и алюминий — воздух равны, соответственно $4.83 \cdot 10^{-6}$ и $4.64 \cdot 10^{-6}$ н/см²/с. Данный факт означает, что слой алюминия с водными каналами практически не влияет на выход нейтронов, как и ожидалось. При необходимости увеличения прочности конструкции толщина алюминия может быть увеличена.

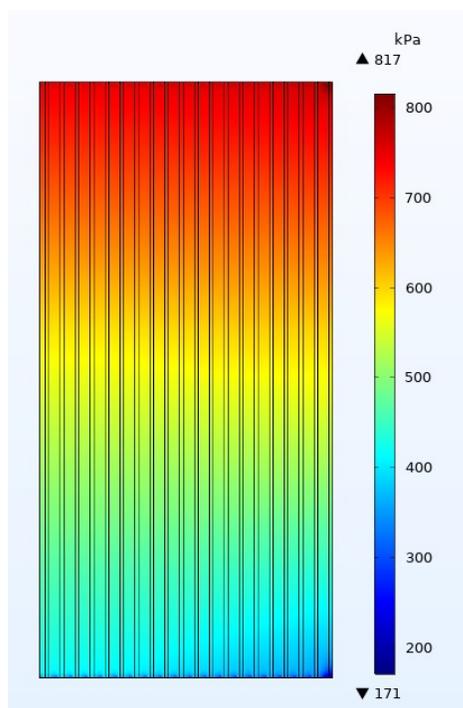


Рис. 4.14. Распределение давления воды для варианта мишени номер 5 со скоростью подачи воды 14 м/с.

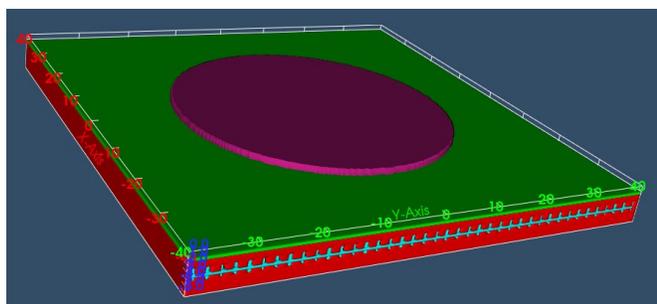


Рис. 4.15. Расчетная геометрия мишени в PHITS.

4.5 Выводы к главе 4

Рассмотрены различные варианты для решения первостепенной проблемы разработки мишени: экстенсивного тепловыделения.

- Вариант с вращающимся барабаном позволяет снимать большую плотность теплового потока, однако существенно увеличивает размеры мишени, не

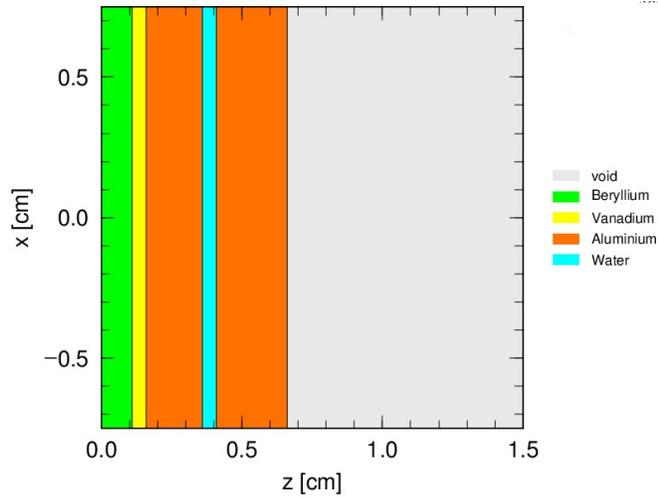


Рис. 4.16. Расчетная схема.

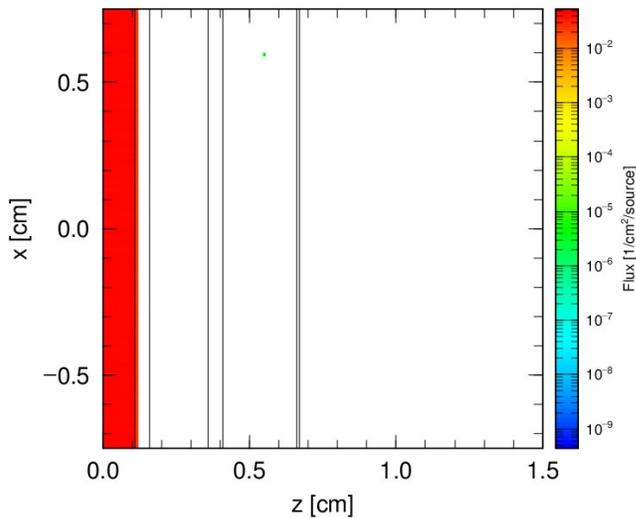


Рис. 4.17. Распределение плотности потока протонов.

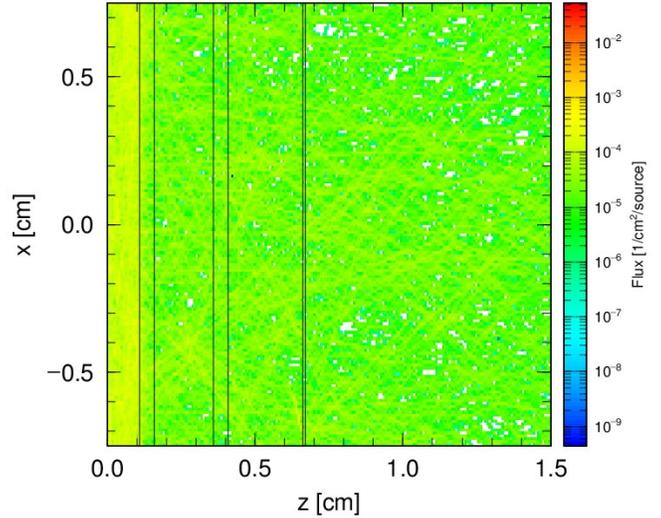


Рис. 4.18. Распределение плотности потока нейтронов.

позволяя разместить остальные компоненты мишенной сборки в необходимых положениях. За счет использования большого объема воды происходит замедление нейтронов и размытие плотности нейтронного потока. Потери нейтронов по сравнению с выходом из бериллиевого диска составляют два порядка по величине тока даже при использовании 40 см бериллиевого рефлектора.

- Вариант с использованием трехслойной конфигурации и внешним миниканальным охлаждением позволяет снимать необходимое количество тепла, хоть и при высокой механической нагрузке на мишень. При этом увеличение толщины мишени даже при необходимости увеличить толщину алюминия в два раза составит всего 1 см, что оставляет свободу выбора фактически для любого положения теплового и холодных замедлителей а также для геометрии рефлектора. При этом задача оптимизации может быть решена в полной мере, так как степень оптимизации напрямую зависит от доступной степени свободы в выборе параметров.

Заключение

В данной работе дано краткое обоснование необходимости расширения глобального парка нейтронных установок для удовлетворения высокого спроса на нейтронные исследования. Предлагаемое решение заключается в строительстве сети компактных источников нейтронов, которые благодаря низкой стоимости строительства и обслуживания по сравнению с высокомоощными нейтронными источниками обладают конкурентоспособными характеристиками, и подходят для решения множества задач нейтронной физики. С помощью методов численного моделирования транспорта частиц в веществе решена комплексная задача по оптимизации бериллиевой мишени для компактного источника нейтронов, которая является одним из главных и наиболее требовательных узлов установки. Выбран подход, при котором сначала обеспечиваются желаемые характеристики, а затем делаются поправки на существующие ограничения. На основании анализа расчетных данных получены результаты, позволяющие выдвинуть следующие решения для конструкции мишени:

1. Оптимальным материалом для генерации нейтронов в КИН ускорительного типа средней мощности является ${}^9_4\text{Be}$. Этот материал имеет самую низкую энергию связи нейтрона среди стабильных изотопов, высокие сечения (p, n) реакций при низких энергиях протонов, а также хорошие по сравнению с литием тепловые характеристики, позволяющие мишени оставаться в твердом состоянии при работе установки.
2. Оптимальной энергией протонов для бериллиевой мишени является значение 13 МэВ. Использование таких протонов позволяет перекрыть область высоких сечений нейтрон-генерирующих реакций и избежать дополнительного радиационного загрязнения в виде генерации трития, что повышает

безопасность, упрощает конструкцию и сертификацию установки.

3. Оптимальная толщина бериллиевого слоя мишени при облучении протонным пучком с энергией 13 МэВ составляет 1.1 мм. При данной толщине нейтронный ток отличается от максимально возможного при данной энергии протонов менее, чем на 2%, однако энергосодержание в бериллии сокращается на 15% за счет "вынесения" пика Брэгга за пределы слоя. Такой выбор толщины также предотвращает блистеринг бериллия — один из основных факторов, приводящих к разрушению мишени.
4. Слой ванадия обеспечивает высокий коэффициент диффузии водорода и предотвращает его накопление внутри мишени. Достаточная толщина ванадиевого слоя для улавливания всех протонов — 64 мкм, однако увеличение данной величины для надежности и лучших механических характеристик не приводит к существенному снижению нейтронного тока.
5. Оптимальный вариант системы охлаждения — использование внешних каналов внутри алюминиевого слоя с пропуском воды под давлением. Главными факторами является площадь поверхности каналов и давление пропускаемой воды. Алюминиевый слой до 1 см толщиной не приводит к существенным потерям нейтронного тока.
6. Компактные размеры мишени с внешними каналами оставляют свободу для выбора геометрии и положения замедлителей и рефлектора, что в свою очередь позволяет проводить дальнейшую оптимизацию мишени для достижения наилучшего результата по плотности нейтронного потока — основной величине, характеризующей эффективность нейтронного источника.

К использованию в качестве мишени для компактного источника нейтронов с энергией протонов 13 МэВ предлагается описанная в завершении четвертой главы конструкция.

Благодарности

Выражаю благодарность научному руководителю С. В. Григорьеву, а также Коваленко Н.А. за помощь в освоении необходимых знаний и методик.

Литература

- [1] Прохоров Александр Михайлович et al. Физический энциклопедический словарь. — Советская энциклопедия, 1983.
- [2] Dubbers Dirk, Schmidt Michael G. The neutron and its role in cosmology and particle physics // *Reviews of Modern Physics*. — 2011. — Vol. 83, no. 4. — P. 1111.
- [3] Review of particle physics / Group Particle Data, Zyla PAea, Barnett RM, Beringer J, Dahl O, Dwyer DA, Groom DE, Lin C-J, Lugovsky KS, Pianori E, et al. // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
- [4] Golub Robert, Richardson David, Lamoreaux Steve Keith. Ultra-cold neutrons. — CRC Press, 2017.
- [5] Ракобольская Ирина Вячеславовна. Ядерная физика. — Издательство Московского университета, 1971.
- [6] Аксенов ВЛ. Импульсные реакторы для нейтронных исследований // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 1995. — Vol. 26, no. 6. — P. 1449.
- [7] Мухин Константин Никифорович. Занимательная ядерная физика. — Рипол Классик, 1972.
- [8] Reiser Martin. Theory and design of charged particle beams. — John Wiley & Sons, 2008.
- [9] Drift tube linac design and prototyping for the CERN Linac4 / Ramberger Suitbert, Alharbi N, Bourquin P, Cuvet Y, Gerigk F, Lombardi AM, Sargsyan E, Vretenar M, and Pisent A // *this Conference*. — 2008.

- [10] Measurement of the thick-target ^9Be (p, n) neutron energy spectra / Howard WB, Grimes SM, Massey TN, Al-Quraishi SI, Jacobs DK, Brient CE, and Yanch JC // Nuclear science and engineering. — 2001. — Vol. 138, no. 2. — P. 145–160.
- [11] Energy and target material dependence of the neutron yield induced by proton and deuteron bombardment / Zakalek Paul, Doege Paul-Emmanuel, Baggemann Johannes, Mauerhofer Eric, and Brückel Thomas // EPJ Web of Conferences / EDP Sciences. — 2020. — Vol. 231. — P. 03006.
- [12] Dabruck Jan Philipp. Target Station Optimization for the High-Brilliance Neutron Source HBS: Simulation Studies Based on the Monte Carlo Method. — Springer, 2018.
- [13] Теория блистеринга : Rep. / Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР ; executor: Мартыненко Ю В : 1979.
- [14] Target-Moderator-Reflector system for 10–30 MeV proton accelerator-driven compact thermal neutron source: Conceptual design and neutronic characterization / Jeon Byoungil, Kim Jongyul, Lee Eunjoong, Moon Myungkook, Cho Sangjin, and Cho Gyuseong // Nuclear Engineering and Technology. — 2020. — Vol. 52, no. 3. — P. 633–646.
- [15] Левин ВЕ. Ядерная физика и ядерные реакторы // М.: Атомиздат. — 1979. — P. 98–150.
- [16] Low Energy Accelerator-driven Neutron Sources : Rep. / League of advanced European neutron sources ; executor: hoc working group CANS LENS Ad : 2020.
- [17] Features of particle and heavy ion transport code system (PHITS) version 3.02 / Sato Tatsuhiko, Iwamoto Yosuke, Hashimoto Shintaro, Ogawa Tatsuhiko, Furuta Takuya, Abe Shin-ichiro, Kai Takeshi, Tsai Pi-En, Matsuda Norihiro, Iwase Hiroshi, et al. // Journal of Nuclear Science and Technology. — 2018. — Vol. 55, no. 6. — P. 684–690.
- [18] Соболев Илья Меерович. Метод Монте-Карло. — наука, 1985. — Vol. 46.

- [19] Shultis J Kenneth, Faw Richard E. An introduction to the MCNP code. — 2005. — Vol. 20.
- [20] ENDF/B-VIII. 0: The 8th major release of the nuclear reaction data library with CIELO-project cross sections, new standards and thermal scattering data / Brown David A, Chadwick MB, Capote R, Kahler AC, Trkov A, Herman MW, Sonzogni AA, Danon Y, Carlson AD, Dunn M, et al. // Nuclear Data Sheets. — 2018. — Vol. 148. — P. 1–142.
- [21] Koning AJ. TENDL-2009: Consistent Talys-based Evaluated Nuclear Data Library including covariances // <http://www.talys.eu/tendl-2009>. — 2009.
- [22] JENDL-4.0: a new library for nuclear science and engineering / Shibata Keiichi, Iwamoto Osamu, Nakagawa Tsuneo, Iwamoto Nobuyuki, Ichihara Akira, Kunieda Satoshi, Chiba Satoshi, Furutaka Kazuyoshi, Otuka Naohiko, Ohsawa Takaaki, et al. // Journal of Nuclear Science and Technology. — 2011. — Vol. 48, no. 1. — P. 1–30.
- [23] Benchmark study of the recent version of the PHITS code / Iwamoto Yosuke, Sato Tatsuhiko, Hashimoto Shintaro, Ogawa Tatsuhiko, Furuta Takuya, Abe Shin-ichiro, Kai Takeshi, Matsuda Norihiro, Hosoyamada Ryuji, and Niita Koji // Journal of Nuclear Science and Technology. — 2017. — Vol. 54, no. 5. — P. 617–635.
- [24] Review of particle physics / Beringer Juerg, Arguin JF, Barnett RM, Copic K, Dahl O, Groom DE, Lin CJ, Lys J, Murayama H, Wohl CG, et al. // Physical Review D-Particles, Fields, Gravitation and Cosmology. — 2012. — Vol. 86, no. 1. — P. 010001.
- [25] Карзанов ВВ, Королев ДС. Ионное легирование кремния: Практикум // Нижний Новгород: Нижегородский государственный университет им. НИ Лобачевского. — 2013.
- [26] Соболевский НМ, Латышева ЛН. Модели и алгоритмы расчета тормозных способностей $dE/dx(E)$ в транспортном коде SHIELD // Институт Ядерных Исслерований Российской Академии Наук. — 2019.

- [27] Measurement of Energy-angular Neutron Distribution for ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ (p, xn) Reaction at EP= 70 MeV and 11 MeV / Baba Mamoru, Kamada So, Itoga Toshiro, Unno Yasuhiro, Takahashi Wataru, and Oishi Takuji // Journal of the Korean Physical Society. — 2011. — Vol. 59, no. 2. — P. 1676–1680.
- [28] Development of a neutron generating target for compact neutron sources using low energy proton beams / Yamagata Yutaka, Hirota Katsuya, Ju Jungmyoung, Wang Sheng, Morita Shin-ya, Kato Jun-ichi, Otake Yoshie, Taketani Atsushi, Seki Yoshichika, Yamada Masako, et al. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. — 2015. — Vol. 305, no. 3. — P. 787–794.
- [29] Design improvements of the beryllium target of Compact Neutron Source DARIA / Subbotina VV, Pavlov KA, Kovalenko NA, Konik PI, Voronin VV, and Grigoriev SV // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2021. — Vol. 1008. — P. 165462.
- [30] CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC / Wu Yican, Song Jing, Zheng Huaqing, Sun Guangyao, Hao Lijuan, Long Pengcheng, Hu Liqin, Team FDS, et al. // Annals of Nuclear Energy. — 2015. — Vol. 82. — P. 161–168.
- [31] The JEFF-3.1. 1 nuclear data library / Santamarina A, Bernard Dea, Blaise P, Coste M, Courcelle A, Huynh TD, Jouanne C, Leconte P, Litaize O, Mengelle S, et al. // JEFF report. — 2009. — Vol. 22, no. 10.2. — P. 2.
- [32] Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels / Kandlikar Satish, Garimella Srinivas, Li Dongqing, Colin Stephane, and King Michael R. — elsevier, 2005.
- [33] Optimization of a target with microchannel cooling using advanced simulation technologies / Ding Q, Rücker U, Zakalek P, Li Jingjing, Brückel T, Gutberlet T, Beßler Y, Natour G, Wolters Jörg, and Baggemann Johannes // International Symposium UCANS9 / Streumethoden. — 2022. — No. FZJ-2022-01797.

- [34] A solid beryllium target design for SONATE / Annighöfer B, Sellami N, Meuriot J-L, Tessier O, Permingeat P, Sauce Y, Chauvin N, Senee F, Schwindling J, and Ott F // International Symposium UCANS8. — 2019.
- [35] Status of the Legnaro neutron source facility (lenos) / Mastinu Pierfrancesco, Praena J, Martín-Hernández G, Dzysiuk N, Prete G, Capote R, Pignatari M, and Ventura A // Physics Procedia. — 2012. — Vol. 26. — P. 261–273.