

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Шихада Абдуллах

ОПТИМИЗАЦИЯ ИСТОЧНИКА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ  
ЦИКЛОТРОНА ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ РАДИОТЕРАПИИ

1.3.2 - приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени  
кандидата технических наук

Научный руководитель:  
Кривобоков Валерий Павлович,  
д.ф.-м.н., профессор,  
заслуженный деятель науки РФ

Томск – 2022

## СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение .....</b>	<b>4</b>
<b>Глава 1. Разработка нейтронных источников для лучевой радиотерапии (обзор).....</b>	<b>11</b>
1.1. Взаимодействие нейтронов с тканями.....	12
1.2. Экспериментальные результаты радиобиологических исследований .....	14
1.3. Излучательные установки для терапии быстрыми нейтронами .....	18
1.3.1. Ускорители заряженных частиц как источники быстрых нейтронов ...	18
1.3.2. Системы коллимации нейтронных пучков .....	21
1.4. Высокоинтенсивные источники быстрых нейтронов .....	22
1.5. Влияние коллиматора и его материалов на поток и спектр нейтронов .....	25
1.6. Характеристики быстрых нейтронов реакции ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ .....	28
1.6.1. Спектры нейтронов, выходы и угловое распределение.....	30
<b>Глава 2. Материалы и методики расчётов и экспериментов.....</b>	<b>36</b>
2.1. Коды PACE 4 (LISE++), MCNP и PHITS.....	36
2.2. Циклотрон У-120 Томского политехнического университета.....	40
2.3. Коллиматор потока нейтронов .....	42
2.3.1. Регистрация нейтронов.....	47
2.4. Измерение углового распределения испускаемых нейтронов .....	50
2.4.1. Регистрация спектра нейтронов .....	52
2.5. Измерение потоков нейтронов в зависимости от энергии при перпендикулярном падении пучка дейтронов на мишень.....	53
<b>Глава 3. Разработка и исследование мишеней для циклотронного источника нейтронов .....</b>	<b>54</b>
3.1. Моделирование циклотронных источников нейтронов.....	55

3.2. Исследование характеристик источника нейтронов из мишени на основе спрессованного порошка бериллия .....	60
3.2.1. Исследование углового распределения нейтронов .....	61
3.2.2. Исследование выхода быстрых нейтронов в зависимости от состояния бериллиевой мишени .....	68
<b>Глава 4. Разработка и исследование нейтронных коллиматоров .....</b>	<b>83</b>
4.1. Изучение влияния геометрических и материальных параметров большого коллиматора на поток нейтронов .....	83
4.1.1. Изучение влияния свинцовых фольг на поток нейтронов .....	83
4.1.2. Влияние диаметра апертуры и внутренней структуры коллиматора на поток нейтронов .....	85
4.1.3. Исследование и оптимизация геометрии коллиматора для узкого пучка нейтронов. ....	89
4.2. Экспериментальные и моделирующие исследования на небольших коллиматорах .....	94
<b>Заключение .....</b>	<b>105</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений .....</b>	<b>107</b>
<b>Литература.....</b>	<b>108</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Терапия быстрыми нейтронами имеет много преимуществ по сравнению с лечением с использованием фотонных и электронных пучков. Но в последнее время внимание к ней несколько снизилось из-за того, что технически сложно сфокусировать пучок нейтронов, не имеющих электрического заряда. Кроме того, у нейтронов нет пика Брэгга, который позволяет концентрировать дозу в области раковой опухоли. Интерес к этим задачам постепенно перерос в бор-нейтронозахватную, протонную и ионно-лучевую терапии. Но для этих видов лечения требуются очень большие и дорогостоящие установки, что ограничивает их широкое распространение.

Поэтому естественно, что параллельно возник интерес к идеям создания более эффективных источников нейтронов на основе пучков лёгких ионов в сочетании с мишенями с малым атомным номером и специальными коллиматорами для получения максимального по интенсивности потока частиц с оптимальным спектром и удобным для практического применения размером сечения.

**Актуальность работы.** В радиотерапии обычно используются нейтроны с энергией в интервале от 1 до 50 МэВ, которые генерируются в результате взаимодействия ускоренных протонов или дейтронов с лёгкой, чаще всего бериллиевой, мишенью. В качестве источника протонов и дейтронов обычно используют циклотроны или другие подобные ускорители заряженных частиц.

Пространственное распределение таких нейтронов близко к сферически симметричному. Их потоки при использовании в терапии коллимируются почти таким же образом, как и фотоны в фотонной терапии, генерируемые с помощью линейных ускорителей электронов. Нейтроны деления в ядерных реакторах с энергией в диапазоне от 0,5 до 10 МэВ тоже могут быть использованы в медицинской практике. Как нейтральные частицы, они взаимодействуют непосредственно с ядрами атомов в тканях, производя протоны, ядра отдачи и, изредка, осколки деления, которые при торможении создают плотные цепочки столкновений.

Для нейтронов, применяемых в терапии, характерно, что около 85% всего энерговыделения при их взаимодействии с тканями происходит в результате рассеяния на ядрах водорода. Это означает, что выделение кинетической энергии частиц в веществе (керма) будет больше в ткани с высоким содержанием водорода.

Линейная потеря энергии при торможении протонов, созданных в результате реакции (n, p), лежит в диапазоне от 20 до 100 кэВ/мкм. Это существенно больше, чем у мегаэлектронвольтных фотонов и электронов, используемых в обычной лучевой терапии (соответственно от 0,2 до 2 кэВ/мкм).

Здесь важно подчеркнуть, что именно это, более высокое энерговыделение, связанное со вторичными частицами, приводит к различным радиобиологическим эффектам, которые могут быть выгодными в определенных клинических ситуациях. В отличие от фотонов более высокая относительная биологическая эффективность (ОБЭ) часто объясняет различные клинические реакции, наблюдаемые при использовании нейтронов.

Высокоинтенсивные нейтронные пучки могут найти широкое применение во многих отраслях. В здравоохранении их можно использовать в лучевой терапии. Если их замедлить до тепловых или эпитепловых скоростей, они применимы в бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ). Она основана на реакциях захвата ядрами, которые имеют место, когда  $^{10}\text{B}$  облучают тепловыми нейтронами с образованием альфа-частицы ( $^4\text{He}$ ) и ядра  $^7\text{Li}$ . Разрушительное воздействие этих частиц ограничено размерами клеток, содержащими бор. Поскольку обе частицы имеют пробег, сопоставимый с размером клетки, они могут вызывать избирательную гибель опухолевых клеток без значительного повреждения окружающих нормальных тканей.

Поэтому успех медицинского применения лучевой терапии на быстрых нейтронах во многом зависит от того, насколько совершенны их источники, используемые в клинической практике. Несмотря на очевидную важность работы по их созданию, многие аспекты этой темы пока развиты недостаточно.

**Степень разработанности темы.** Терапия быстрыми нейтронами более эффективна, чем фотонами и электронами, но у нее есть проблема отсутствия пика Брэгга. Из-за этого координаты области поглощения радиационного поля, обусловленного нейтронами, могут не соответствовать местоположению проблемных тканей.

Поскольку нейтроны не имеют заряда, их трудно собрать в узкие пучки, как в случае ионов или электронов. В данной работе мы улучшили форму потока и спектр быстрых нейтронов для их использования в лучевой терапии и других приложениях.

**Целью настоящей** диссертационной работы является создание высокоинтенсивных источников быстрых нейтронов на основе циклотрона У-120 Томского политехнического университета для применения в медицине и других областях. Требуется показать, что улучшение характеристик источника нейтронов может быть достигнуто путем оптимального выбора геометрии коллиматора пучка и свойств мишени. Изменяя их, можно в несколько раз увеличить поток нейтронов и существенно улучшить спектр. В итоге это позволяет сократить продолжительность и повысить качество лечения пациентов.

**Для достижения этой цели были поставлены и решены следующие задачи.**

1. Найти условия для протекания ядерных реакций в мишенях, при которых наблюдается наибольший выход нейтронов.
2. Исследовать выход нейтронов из мишени в виде спрессованного бериллиевого порошка, облучаемой ускоренными лёгкими ионами.
3. Проанализировать известные базы данных по этой тематике, сопоставить их с нашими данными, и выполнить аппроксимацию результатов измерения плотности потока и средней энергии нейтронов для оперативной оценки их транспортных и дозовых характеристик.
4. Выполнить цифровое моделирование процессов образования и вывода нейтронного пучка. Доказать применимость этой методики для

оптимизационных расчётов материальных и геометрических параметров коллиматоров.

5. Разработать и изготовить опытные образцы нейтронных коллиматоров. Исследовать их функциональные характеристики.

**Научная новизна исследования** подтверждается следующими работами и результатами, соответственно выполненными и полученными впервые.

1. Изучена эмиссия нейтронов и функциональные свойства мишени из спрессованного бериллиевого порошка.

2. Проведено систематическое исследование влияния материальных и геометрических параметров нейтронного коллиматора на его функциональные характеристики для получения узкого (диаметром не более 2 см) пучка нейтронов с целью более точной локализации и уменьшения облучения здоровых тканей в процессе лечения.

3. Предложены работоспособные выражения для расчёта плотности потока и средней энергии нейтронов в широком интервале энергий дейтронов (от 0,5 до 50 МэВ) для оперативной оценки их транспортных и дозовых характеристик.

#### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1. Выполненные расчёты показали принципиальную возможность существенного (в несколько раз) повышения плотности потока нейтронов при оптимальном выборе геометрии и материалов нейтронного коллиматора. Это актуально для лучевой радиотерапии, так как таким путём можно сократить продолжительность процедуры облучения пациента и снизить радиационную нагрузку на него.

2. Полученные результаты дают возможность генерировать узкий пучок нейтронов, что позволяет обеспечить лечение малых по размерам опухолей и минимизировать облучение здоровых тканей.

3. Предложенная методика управления пучком может быть распространена на облучательные каналы ядерных реакторов, где плотность потока быстрых нейтронов может быть значительно большей.

4. Результаты, полученные при изучении транспортных характеристик быстрых нейтронов в канале коллиматора, имеют важное значение для разработки высокоинтенсивных источников этих частиц.

**Объекты и методы исследований.** Характеристики нейтронов вычислены с помощью компьютерных программ, доступных в открытых источниках. В частности, процессов переноса моделировался с помощью кода MCNP. Код PHITS использовался для расчета потока нейтронов в зависимости от типа мишени, тока и энергии ускоренных ионов. Вся работа проводилась на базе циклотрона У-120 Томского политехнического университета. В процессе экспериментов использовались пучки дейтронов с энергией 13,6 МэВ, литые и спрессованные из порошка бериллиевые мишени.

Метод активации применён для определения потока нейтронов с помощью железной и алюминиевой фольг в качестве детекторов быстрых нейтронов в диапазоне 1-14 МэВ. Радиоактивность образцов измерялась методом гамма-спектроскопии с помощью детектора HPGe. Программа PACE4 (LISE++) применялась для прогнозирования спектров нейтронов, получаемых в результате реакции  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ .

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Использование спрессованного порошка бериллия на медной подложке в качестве мишени приводит к экспериментально наблюдаемому увеличению плотности потока быстрых нейтронов в 1,6 раза по сравнению с мишенью из чистого литого бериллия.

2. Замена бериллия на литий в мишени позволяет увеличить выход нейтронов в 2,5 раза. Максимальный выход нейтронов имеет место в случае дейтронов с энергией 12 МэВ (принято за 100%). Для протонов и альфа-частиц он существенно меньше (22 и 2,4 % соответственно).

3. Оптимизация по предложенной методике материальных и геометрических параметров большого коллиматора в лечебном кабинете циклотронной лаборатории позволяет в 2-3 раза увеличить плотность потока нейтронов, генерируемых бериллиевой мишенью.

4. Коллиматор с коническим проходным отверстием диаметром 106 мм на входе и 20 мм на выходе позволяет значительно (в 14,1 раза) увеличить плотность потока быстрых нейтронов по сравнению с цилиндрическим каналом.

**Личный вклад автора.** Автор принял активное участие в постановке задачи диссертационного исследования. Им были выполнены все расчёты, связанные с моделированием генерации и транспортировки нейтронов с использованием кодов MCNP и PHITS, а также с оптимизацией материальных и геометрических параметров коллиматоров. Подготовка экспериментов и их проведение выполнены коллективом циклотронной лаборатории, в составе которого работал автор. Все измерения, обработка результатов и их анализ были выполнены автором лично или с его непосредственным участием.

**Степень достоверности результатов.** Корректность теоретических и экспериментальных данных, представленных в диссертации, подтверждается оценками систематических и случайных погрешностей выполненных измерений, повторяемостью опытов при идентичных начальных значениях параметров, а также сравнением теоретических результатов с данными других авторов, представленными в научной печати.

Достоверность результатов подтверждается тем, что они носят непротиворечивый характер, взаимно дополняют друг друга и соответствуют современным представлениям о механизмах рассматриваемых явлений.

**Апробация.** Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на ряде семинаров и конференций, в частности: на II Международном форуме онкологии и радиологии Минздрава России, Москва, 2019 г.; на XVI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Перспективы развития фундаментальных наук», Томск, 2019 г.; на IX и X Международных научно-практических конференциях «Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине», Томск, 2019, 2020 гг.; на The 14th International Forum on Strategic Technology, IFOST, Томск, 2019 г., на научных семинарах НОЦ Б.П. Вейнберга Инженерной школы ядерных технологий ТПУ.

**Публикации.** Результаты диссертационных исследований опубликованы в виде 8 печатных работ, в том числе двух – в журналах, рекомендованных ВАК РФ, и шести – в журналах, индексируемых в международных базах данных Scopus и Web of Science.

**Структура и объем работы.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка цитируемой литературы, включающего 115 наименований. Работа содержит 118 страниц текста, включает 14 таблиц и 56 рисунков.

## Глава 1. Разработка нейтронных источников для лучевой радиотерапии (обзор)

Клинические испытания возможности местного контроля опухоли и выживаемости с помощью быстрых нейтронов проводились с середины 1970-х до середины 1980-х годов, но в конце этого периода интерес к ним постепенно упал, поскольку клиницисты обнаружили неприемлемые побочные эффекты. Одной из основных причин критики лучевой терапии была слишком высокая частота серьезных поздних осложнений, которые регулярно встречались без какого-либо улучшения показателей борьбы с раком. В 1986 г. эта проблема была проанализирована Т.У. Грифффином и др. в работе [1]. Показано, что генераторы нейтронов, использующие дейтроны с энергией ниже 50 МэВ в качестве первичного излучения, давали пучки со свойствами проникновения в ткани, которые затрудняли достижение хороших клинических результатов. К концу 1980-х годов только одна из установок, описанных Т.У. Грифффином, продолжала функционировать. Речь идёт о пучке протонов для осуществления реакции  $p(66)Be(49)$ . Здесь  $p(66)$  означает, что протоны имели энергию 66 МэВ и взаимодействовали с бериллиевой мишенью. В результате получались нейтроны со средней энергией 49 МэВ. Такая установка эксплуатировалась в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США). В 1984 году в Вашингтонском университете (г. Сиэтл, штат Вашингтон) был введен в эксплуатацию ускоритель, работающий по схеме  $p(50)Be(25)$ .

Эти две установки продолжают действовать потому, что клиницисты признают ценность терапии быстрыми нейтронами, особенно в трудноизлечимых случаях.

По этой же схеме работает подобная ускорительная установка в лаборатории iThemba (Южная Африка), а пучок быстрых нейтронов с более низкой энергией используется для лечения опухолей слюнных желез в университетской клинике в г. Эссен (Германия).

Интерес специалистов к быстрым нейтронам сохраняется по следующим причинам [2, 3]:

- нейтроны более эффективны на единицу поглощённой дозы, чем рентгеновские лучи;
- кривые выживаемости клеток для нейтронов более близки к экспоненциальным, чем для рентгеновских лучей;
- модифицирующий эффект гипоксии для нейтронов меньше, чем для фотонов;
- чувствительность клеток к нейтронам гораздо меньше зависит от стадии их роста, чем к фотонам.

Эти особенности можно объяснить, сравнив взаимодействие нейтронов и рентгеновских фотонов с веществом. Поскольку электроны взаимодействуют с тканью почти так же, как рентгеновские лучи, ограничения к ним, упомянутые выше, также применимы и к электронам [4].

Более подробные объяснения биологической эффективности быстрых нейтронов и их преимуществ в терапии по сравнению с фотонами и электронами приведены ниже.

### **1.1. Взаимодействие нейтронов с тканями человека**

При фотонной и электронной терапии поток частиц взаимодействует с атомами в тканях человека, главным образом, посредством электромагнитных процессов, которые могут привести к разрушению молекулярных связей в клеточной ДНК. Эти частицы, взаимодействуя с молекулами воды, способны инициировать образование ОН-радикалов, которые в свою очередь, повреждают ДНК.

Присутствие кислорода в клетке тоже способствует этому процессу. Поэтому опухоли меньшего размера, хорошо насыщенные кислородом, с большей вероятностью реагируют на фотонное или протонное облучение, в то время как более крупные гипоксические опухоли меньше подвержены воздействию этих видов излучения. Поскольку количество энергии, передаваемой клетке при одном взаимодействии, невелико, эти процессы относятся к реакциям с низкой линейной

потерей энергии. Незначительные повреждения опухолевых клеток быстро восстанавливаются, и опухоль продолжает расти.

Напротив, нейтроны взаимодействуют в основном посредством (n, p)-процессов, имеют значительные линейные потери энергии (ЛПЭ) и часто превращают атом, находящийся в спирали ДНК, в совершенно другой атом. Опухолевая клетка, ДНК которой повреждена до такой степени, не может восстановиться, в конечном счете погибнет. Эта неспособность опухоли к восстановлению является одной из причин, объясняющих более высокую относительную биологическую эффективность (ОБЭ) нейтронной терапии и различия в формах кривых выживаемости клеток.

Во многих ранних работах по радиобиологии выдвигалась гипотеза о том, что число двухцепочечных разрывов в ДНК было больше для нейтронов с высокой ЛПЭ, чем для других видов радиации. Считалось, что большее количество разрывов двойной спирали ответственно за меньший объем восстановления, наблюдаемый при больших значениях ЛПЭ.

На самом деле, как показали радиобиологические исследования в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (США), количество одно- и двухцепочечных разрывов примерно одинаково для излучения как с высоким, так и с низким ЛПЭ. Меньшая вероятность восстановления при высоком значении ЛПЭ обусловлена более обширным характером повреждения в месте взаимодействия, а не большим количеством мест взаимодействия. Высокая ОБЭ, связанная с значительным уровнем ЛПЭ, также объясняется тем, что в этой ситуации вероятность уничтожения клеток слабо зависит от стадии их роста [5].

При любом виде излучения некоторые здоровые ткани также будут подвергаться сублетальной дозе в процессе лечения опухоли. В случаях, когда поврежденная здоровая клетка не может восстановиться, другие здоровые клетки, расположенные по соседству с поврежденной здоровой клеткой, противодействуют повреждению, генерируя новые клетки (повторное заселение). В обоих случаях степень длительного повреждения (поздние побочные эффекты)

зависит от дозы. Подробное сравнение механизмов взаимодействия фотонов и нейтронов в ткани приведено в работе [6].

Таким образом, как будет показано в следующем разделе, здоровая ткань, получившая сублетальную дозу нейтронов, восстановится точно так же, как и ткань, поврежденная сублетальными дозами фотонов или электронов.

## **1.2. Экспериментальные результаты радиобиологических исследований**

В целом в мире было проведено множество клинических испытаний, которые свидетельствуют о преимуществах терапии быстрыми нейтронами по сравнению с фотонами и электронами. В этом разделе продемонстрированы некоторые контрасты, т.е. расхождения, результатов этих испытаний.

На рисунке 1.1 показан простой пример способности убивать клетки нейтронами и фотонами для двух разных клеток рака предстательной железы человека. Причём обе они классифицируются как радиорезистентные (т.е. способные сопротивляться разрушительному воздействию фотонного и электронного излучения).

Клетки рака предстательной железы человека DU145 и PC3 облучали однократной дозой (3 Гр) нейтронами по реакции  $p(66)Be(49)$  в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, либо фотонами из источника гамма-излучения  $^{137}Cs$  в медицинском центре Раша-пресвитериан-Св. Люк [7].

Бросаются в глаза две особенности. Во-первых, нейтроны оказались более эффективны, чем фотоны при уничтожении обоих типов опухолевых клеток с небольшой разницей в выживаемости, которая была статистически незначимой. Во-вторых, существует значительная разница в выживаемости двух клеточных линий (рисунок 1.1) при облучении фотонами. Причина этой разницы подробно не изучалась, но возможно, что она вызвана тем, что при использовании фотонов количество уничтожаемых клеток может варьироваться в зависимости от таких факторов, как стадия цикла роста клеток и содержание кислорода.

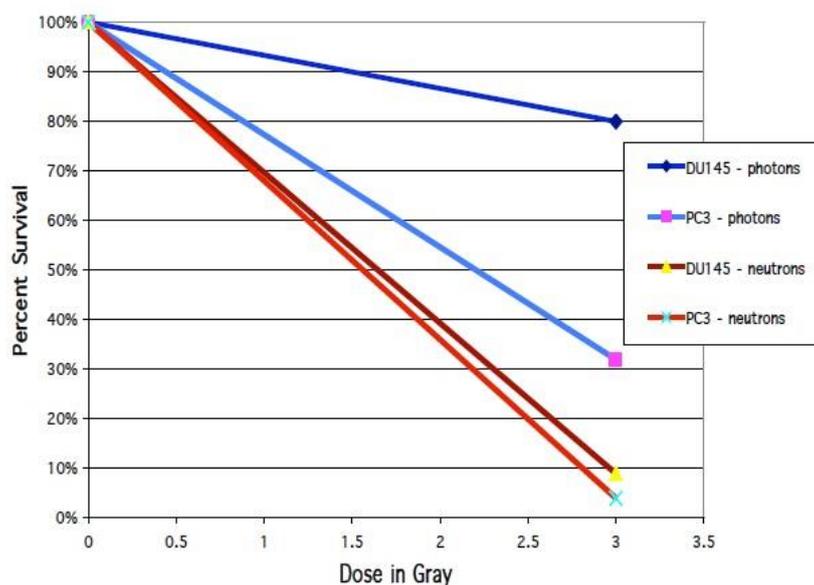


Рисунок 1.1. Выживаемость двух радиорезистентных линий клеток предстательной железы человека *in vitro* после однократной дозы облучения (3 Гр) фотонами и нейтронами [7].

Клетки DU145 облучали фотонами или нейтронами по схеме, обычно используемой для лечения пациентов с раком предстательной железы. На рисунке 1.2 показано, что доза 7 Гр, созданная нейтронами, эквивалентна 28 Гр, обусловленным фотонами, что соответствует ОБЭ=4 для этой линии клеток рака предстательной железы [8]. Эти результаты согласуются со значением ОБЭ, полученным в ходе клинического исследования с участием пациентов с раком предстательной железы [9].

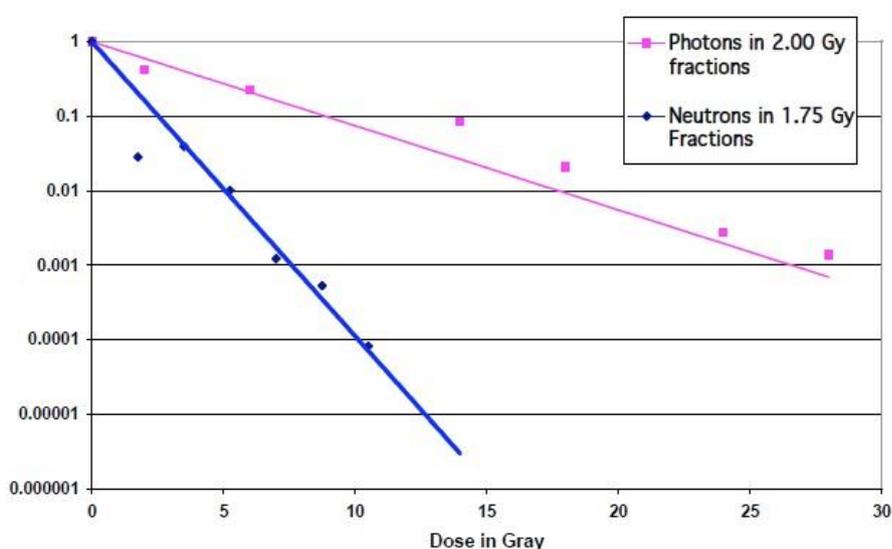


Рисунок 1.2. Выживаемость клоногенных клеток рака предстательной железы DU145 в зависимости от дозы облучения фотонами и нейтронами [9].

Эксперименты с другими раковыми клетками демонстрируют ту же тенденцию. Например, на рисунке 1.3 показаны результаты измерения выживаемости клеток опухоли головного мозга человека. Облучение проводилось с использованием нейтронного пучка в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми и источника гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$  в Университете Северного Иллинойса [10].

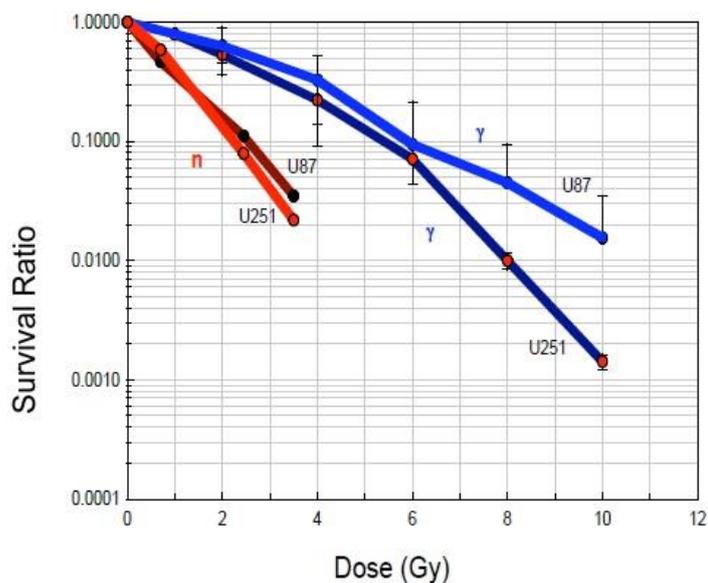


Рисунок 1.3. Результаты измерения выживаемости различных клеток опухоли головного мозга человека (U87 и U251). Облучения проводились с использованием нейтронного пучка в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми и источника гамма-излучения  $^{137}\text{Cs}$  в Университете Северного Иллинойса [10].

Как и в случае предстательной железы, кривые выживаемости клеток опухоли головного мозга, полученные от двух разных пациентов, различаются при фотонном, но одинаковы при нейтронном облучении. Это подтверждают более ранние наблюдения, которые свидетельствуют о том, что для нейтронов результат в меньшей степени зависит от стадии развития клетки и уровня содержания кислорода, чем при фотонном или электронном облучении.

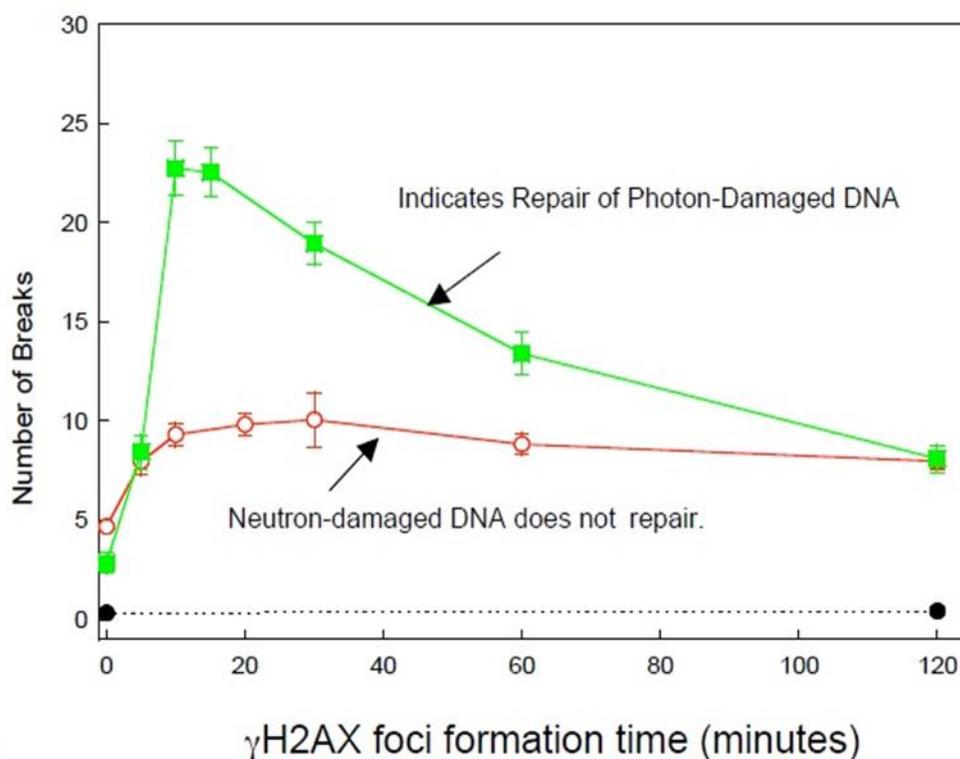


Рисунок 1.4. Зависимость количества разрывов двухцепочечной ДНК в клетках яичников китайского хомяка от времени действия биомаркера  $\gamma$ H2AX после облучения фотонами или нейтронами [10].

На рисунке 1.4 показаны результаты эксперимента по определению зависимости количества разрывов двухцепочечной ДНК в клетках яичников китайского хомяка от времени действия биомаркера  $\gamma$ H2AX после облучения фотонами или нейтронами [10]. Вертикальная ось показывает количество разрывов двойной спирали, идентифицированных биомаркером в разное время после окончания облучения. Для обоих типов излучения двухцепочечные разрывы продолжали развиваться в течение примерно десяти минут после процедуры облучения, но затем количество разрывов, обусловленных нейтронами, оставалось постоянным, в то время как разрывы, вызванные фотонами, продолжали восстанавливаться. Нужны дополнительные эксперименты, чтобы определить время, в течение которого повреждения, вызванные фотонами, больше не восстанавливаются [10].

Из приведенных выше соображений можно сделать вывод о том, что нейтронная терапия биологически более эффективна, чем фотоны или электроны. Это показывает важность оптимизации существующих источников нейтронов.

Далее будет дано краткое описание источников быстрых нейтронов, которые используются для нейтронной терапии.

### **1.3. Излучательные установки для терапии быстрыми нейтронами**

При внедрении терапии быстрыми нейтронами самыми актуальными являются два элемента: ускорительная система и мишенный узел, где происходит конверсия пучка лёгких ускоренных ионов в поток быстрых нейтронов. Конструктивные параметры ускорителей хорошо известны. Есть по меньшей мере два варианта получения пучка ускоренных протонов или дейтронов для генерации быстрых нейтронов.

Эффективность облучения будет существенно выше, если использовать специальные устройства для управления процессом переноса нейтронов. Но эта тема требует проведения специальных исследований и разработок [2, 11]. Они должны обладать хорошими транспортными свойствами и не подвергаться активации в потоке нейтронов.

#### **1.3.1. Ускорители заряженных частиц как источники быстрых нейтронов**

Опыт исследований, накопленный в последние годы [1-10], показал, что подходящие для клинической практики потоки быстрых нейтронов лучше всего генерируются с помощью протонов с энергией около  $\sim 70$  МэВ или дейтронов с энергией менее 50 МэВ, падающих на бериллиевую мишень с водяным охлаждением. Надёжных результатов клинических испытаний таких пучков у нас нет. Но можно предположить, что они будут обладать способностью более глубоко проникать в ткани. Это выгодно для лечения некоторых опухолей, например, предстательной железы.

Типичные токи протонного пучка на существующих нейтронных установках варьируются в интервале от 20 до 70 мкА, но для того, чтобы

конкурировать по мощности дозы с фотонными источниками, протонный ток современного ускорителя должен составлять не менее 200 мкА. Расстояние от мишени до пациента колеблется в интервале от 150 до 190 см. В Национальной ускорительной лаборатории Э. Ферми  $p(66)+\text{Be}$  (рисунок 1.5), исходное расстояние от мишени до пациента составляло 153 см, но потом оно было увеличено до 190 см для удобства пациентов.

В таблице 1.1 приведены примеры параметров ускорителей, используемых в терапии быстрыми нейтронами.

Таблица 1.1. Требования к ускорителю пучка для установки на быстрых нейтронах [12].

Model	Company	Type of accelerator	Accelerated particle	Beam energy (MeV)	Max. beam current ( $\mu\text{A}$ )	Neutron output ( $\text{n s}^{-1}$ into $4\pi$ )
TN46	Sodern, France	D-T Tube	d	0.225	10000	$4 \times 10^{11}$
DL1.5	AccSys, USA	RFG Linac	d	1.5	325	$1 \times 10^{11}$
PL4	AccSys, USA	RFG Linac	p	3.9	1000	$1.3 \times 10^{12}$
Cyclone 3D	IBA, Belgium	Cyclotron	d	3.8	2000	$5.7 \times 10^{12}$
Cyclone 18+	IBA, Belgium	Cyclotron	p	18	2000	$2.1 \times 10^{14}$

Желательно, чтобы нейтронная установка располагалась в крупной физической лаборатории или была связана с ней. И в штате эксплуатационного персонала надо иметь инженеров и специалистов по взаимодействию нейтронов с веществом.

Для генерации пучков протонов медицинского назначения с энергией 70 МэВ используются как циклотроны, так и протонные дрейфовые трубки LINAC. Протонный LINAC, оптимизированный для клинической терапии по быстрым нейтронам, способен производить медицинские радиоизотопы.



Рисунок 1.5. Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми (США). Изогнутый дипольный магнит направляет пучок в кабинет нейтронной терапии [7].

В таблице 1.2 перечислены некоторые доступные действующие центры терапии быстрыми нейтронами.

Таблица 1.2. Центры терапии быстрыми нейтронами в 2011 году (порядок по номерам пациентов).

(\*) MLC: Многолистовой коллиматор, (\*\*) DKFZ: Deutsches Krebsforschungszentrum Гейдельберг, Германия[13].

Country, Location	Source Reaction	Mean n-Energy [MeV]	50%-depth [cm]	Beam Direction	Collimator	First Treatment	Patient number	Status	Main indications	Treatment planning system
US Batavia/IL Fermilab	LINAC p(88)+Be	25	16	horizontal	Inserts	1976	3300+	active	H&N	Inhouse, modified MINUIT
US Seattle/WA Univ. of Washington CNTS	Cyclotron d(50.5)+Be	20	14	Isocentric horizontal	MLC* Inserts	1984	2900	active	Salivary gland, sarcomas	Prism, now modified Pinnacle
US Detroit/MI Harper Hospital/WSU	Cyclotron d(48.5)+Be	20	13	Isocentric, IMRT	MLC	1990	2140	Active (refurbishment)	Lung cancer Phase I, late prostate	VRSplan (modified GRATIS)
ZA Somerset West	Cyclotron p(86)+Be	25	16	Isocentric	Variable jaws + multiblade trimmer	1988	2900	active	salivary gland, H&N, soft tissue, sarcoma, osteosarcoma, breast, MM	VIRTUOS (from DKFZ**)
RU Tomsk Polytechnic University	Cyclotron d(13.5) +Be	6.3	6	Horizontal	Inserts	1984	1500+	active	H&N, salivary gland, breast	MCNP
RU Snezhinsk VNIITF	D-T- Generator	10.5	8	Horizontal	Inserts	1999	990+	active	Nose, throat, thyroid	SERA/ PRIZM
DE Garching/Munich FRM-I/FRM-II	Fission of uranium	1.9	5.0	Horizontal	Inserts/MLC	1985/2007	820	active	Recurrent breast cancer, MM	MCNPX
DE Essen Univ. Hospital	Cyclotron D(14.4)+Be	6.5	8.5	Isocentric	Inserts	1978	780	refurbishment	Salivary glands	In-house

Как видно из этого раздела, ускорители заряженных частиц являются основным типом источника быстрых нейтронов, используемым для лечения. Сегодня по всему миру действует около десятка подобных центров. Основными

драйверными частицами были протоны и дейтроны, которые сталкивались с бериллиевой мишенью для получения быстрых нейтронов.

Следует отметить, что результат лечения сильно зависит от качества пучка, т.е. от формы и размеров его сечения, характерной длины транспортировки нейтронов, их спектра, плотности потока частиц и т.д. Поэтому мало получить нейтроны. Надо придать пучку необходимые свойства. Эта задача является очень важной в проблеме создания нейтронных источников медицинского назначения и ниже ей будет уделено значительное внимание.

### 1.3.2. Системы коллимации нейтронных пучков

Нейтроны, образующиеся при взаимодействии  $p(66)\text{Be}(49)$ , почти изотропны. Как показано на рисунке 1.6, клинически полезны только те частицы, которые движутся в небольшом конусе, центрированном в прямом направлении.

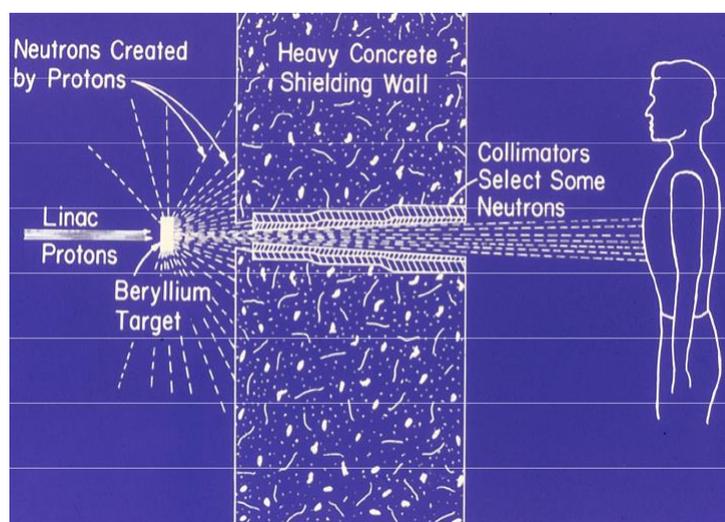


Рисунок 1.6. Схема генерации и транспортировки пучка нейтронов. Движущиеся вперед частицы коллимируются в соответствии с размерами опухоли. Вышедшие за её пределы останавливаются тяжелой бетонной защитной стеной. Съёмные коллиматоры из бетона и полиэтилена имеют отверстия различного размера для облучения соответственно больших или маленьких опухолей [7].

Следуя стандартной конфигурации пучка, применяемой в фотонной терапии, нейтронные коллиматоры имеют канал прямоугольной или круглой формы. В него вставляются заглушки из низкоуглеродистой стали для настройки формы пучка под каждого пациента. Использование коллиматоров с корпусом,

выполненным из бетона, полиэтилена и низкоуглеродистой стали - хороший способ ограничить пучок нейтронов областью опухоли и защитить тело пациента от нежелательного облучения. Кроме того, материалы с малым атомным номером в целом снижают активацию оборудования в процедурном кабинете, тем самым сводя к минимуму радиационную нагрузку персонала.

Однако коллиматоры обладают рядом недостатков. Они громоздки и неудобны в работе. Установка нескольких листов для получения пучка сложной формы, необходимой для отслеживания геометрических характеристик опухоли во время и после лечения, значительно увеличивает продолжительность работы с пациентом.

Некоторые нейтронные лаборатории разработали систему доставки пучка, более похожую на те, которые используются в обычной фотонной терапии. Эти устройства включают в себя установку бериллиевой мишени в головной части портала (который содержит защиту и систему коллимации), и предполагает вращение пучка вокруг лежащего пациента.

Недостатком таких систем является то, что защита вокруг бериллиевой мишени уменьшается, чтобы свести к минимуму размер и вес порталной головки. Таким образом, бериллиевая мишень находится под защитой, и порталная головка становится существенным источником радиации, который всегда присутствует в процедурном кабинете, подвергая нежелательному облучению как пациентов, так и обслуживающий персонал.

#### **1.4. Высокоинтенсивные источники быстрых нейтронов**

Источники нейтронов высокой интенсивности используются для решения широкого круга экспериментальных исследований. В настоящее время в этом качестве в мире работают более 220 исследовательских ядерных реакторов. Эти аппараты с тепловой мощностью порядка 10 МВт и потоком быстрых нейтронов в центральной части активной зоны на уровне  $10^{12}$  нейтрон  $\text{см}^{-2}$   $\text{с}^{-1}$  широко используются для нейтронной терапии, нейтронно-активационного анализа, производства изотопов, радиационной обработки материалов и т.д. [14]. Срок

службы многих исследовательских реакторов, построенных за последние 50 лет, близок к завершению. Строительство новых аппаратов и их эксплуатация обходится дорого. Трудно надеяться, что источники быстрых нейтронов такого типа найдут широкое применение в повседневной клинической практике.

В настоящее время альтернативой по отношению к реакторам являются компактные источники быстрых нейтронов на основе ускорителей лёгких заряженных частиц. Их можно применять при решении большинства задач и приложений, которые выполняются на исследовательских реакторах, особенно в клинической практике [15, 16]. Но выход нейтронов сильно зависит от выбора материала мишени. Чаще всего здесь используют лёгкие атомы: бериллий, литий, бор и т.д.

Одной из важных характеристик бериллиевой мишени является её высокая термостойкость (температура плавления 1287 °С [17]). Это имеет большое значение при её бомбардировке пучком заряженных частиц. Здесь дейтроны предпочтительнее протонов из-за их более высокого выхода быстрых нейтронов. Поэтому комбинация дейтрон-бериллий считаются лучшей материальной средой для применения в нейтронной лучевой терапии [18].

В случае БНЗТ высокоэффективной является добавка в мишенный узел слоёв замедляющих материалов (полиэтилен, парафин и т.д.). Это приводит к увеличению макроскопического сечения рассеяния быстрых нейтронов и смягчению их спектра.

Доминирующие ядерные реакции типа  $d + Be$ , приводящие к образованию быстрых нейтронов, указаны в таблице 1.3. Процесс разрыва дейтронов ( $d, n$ ) приводит к образованию компоненты спектра высокой энергии при  $E_n > 0,8E_d$ , где  $E_d$  – энергия дейтронов [19]. Взаимодействия с испусканием нескольких частиц типа ( $d, \alpha n$ ), ( $d, np$ ) и ( $d, n2p$ ) создают широкий спектр нейтронов со средней энергией около  $0,4 E_d$ . Неупругое рассеяние дейтронов и взаимодействие трех тел ( $d, 2n$ ) и ( $d, np$ ) ответственны за низкоэнергетическую часть спектра [19, 20]. Исследования реакций  $d + Be$ , а также связанных с ними спектров и выходов нейтронов в основном детально были выполнены в последние 40-50 лет [21- 30].

Таблица 1.3. Энергия реакции и порог образования нейтронов в реакциях (d + Be) [20].

Ядерная реакция	Энергия реакции, [МэВ]	Порог реакции, [МэВ]
${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$	+4.36	0.00
${}^9\text{Be}(d, p n){}^9\text{Be}$	-2.22	2.71
${}^9\text{Be}(d, p 2n){}^8\text{Be}$	-3.89	4.76
${}^9\text{Be}(d, p)2{}^5\text{He}$ <sup>a</sup>	-5.27	6.44
${}^9\text{Be}(d, {}^5\text{He}){}^6\text{Li}$	-0.83	1.02
${}^9\text{Be}(d, 2n){}^9\text{B}$	-4.07	4.99

<sup>a</sup> Распад  ${}^5\text{He}$  на  $\alpha$ -частицу и нейтрон.

На основе результатов измерений спектров нейтронов реакции (d + Be), представленных в [21, 24], было получено эмпирическое выражение для вычисления значения средней энергии  $E_n$  в прямом направлении [20, 21, 24]:

$$E_n = 0.4 \times E_d - 0.3 \quad \text{для} \quad E_d > 10 \text{ МэВ}, \quad (1.1)$$

С другой стороны, С.Дж. Парнелл [19] обнаружил, что средняя энергия нейтронов  $E_n$  для толстых мишеней составляет около

$$E_n = 0.42 \times E_d \quad \text{для} \quad E_d > 7,5 \text{ МэВ}. \quad (1.2)$$

Это выражение может быть использовано для пучков дейтронов с энергией выше 7,5 МэВ. Аналогичным образом Дж.У. Медоуз [23] оценил среднюю энергию нейтронов  $E_n$  реакции d + Be для дейтронов в интервале от 2,6 до 7,0 МэВ :

$$E_n = 1,210 + 0,277 \times E_d \text{ [МэВ]}. \quad (1.3)$$

В дополнение к результатам измерений для толстых мишеней были изучены спектры нейтронов для тонких мишеней и определено дифференциальное сечение их образования [31].

Во всех предыдущих работах в качестве мишени использовались пластины металлического бериллия. И, как показал анализ литературных источников, до сих пор никто систематически не исследовал порошкообразные или вспененные (т.е. содержащие большое количество пор) мишени.

Существует принципиальная возможность получения интенсивных потоков нейтронов в результате реакции синтеза лёгких ядер, например, дейтерия и трития, помещённым в сферически симметричную мишень. Процесс инициируется драйверами в виде мощных импульсных пучков заряженных частиц или лучей лазера. Но осуществить его очень трудно, так как требуется обеспечить чрезвычайно высокую плотность мощности и её равномерность на поверхности мишени. В последние годы регулярно появляются статьи на эту тему (см., например, работу [32], посвящённую моделированию сжатия мишени). Но из-за технических трудностей маловероятно, что эта технология найдет применение в радиационной терапии.

### **1.5. Влияние коллиматора и его материалов на поток и спектр нейтронов**

Нейтроны широко используются во многих областях. Поэтому существует потребность в адаптированных источниках этих частиц. До сих пор в основном исследования были направлены на увеличение интенсивности их выхода путем улучшения конструкции и подбором материалов компонентов.

В работе Т. Шенфельдта [33] свинец  $^{208}\text{Pb}$  был принят в качестве отражающего фильтра для источника нейтронов. В. де Хаан [34] показал, что замедлитель в составе коллиматора с тонкой структурой графита может увеличить поток нейтронов почти в 10 раз. Э.Б. Айверсон предложил новую конструкцию коллиматорной сборки для получения более интенсивных потоков медленных нейтронов [35].

Величина потока может быть увеличена за счет использования специальных материалов. Было изучено рассеяние нейтронов, которое зависит от геометрии и состава замедлителя в источнике нейтронов деления [36]. Эти исследования

требует выполнения большого объема вычислений и желательные результаты пока не достигнуты. Вместе с тем влияние материального состава и конструкции на спектр нейтронов и гамма-квантов может быть смоделировано с помощью транспортного кода Монте-Карло типа MCNP [37-39].

Различные конструкции коллиматоров были изучены с целью повысить плотность потока и улучшить спектральные свойства быстрых нейтронов. Для нейтронной терапии требуются частицы с энергией в диапазоне от 1 до 20 МэВ в зависимости от размеров области и глубины расположения обрабатываемых тканей. Для этого надо снизить долю рассеянных и медленных нейтронов, и повысить долю быстрых.

Свойствами пучка нейтронов можно управлять путём их взаимодействия с материалами окружающей среды, как это показано на рисунке 1.7. Элементы из тяжелых металлов, такие как вольфрам и железо, способны в какой-то мере замедлить быстрые нейтроны за счет неупругого рассеяния. Затем лёгкие элементы путем упругого и резонансного рассеяния уменьшают их энергию до тепловых скоростей. В конце этого процесса некоторые элементы, такие как бор и литий, захватывают тепловые нейтроны и испускают вторичные гамма-лучи [40].

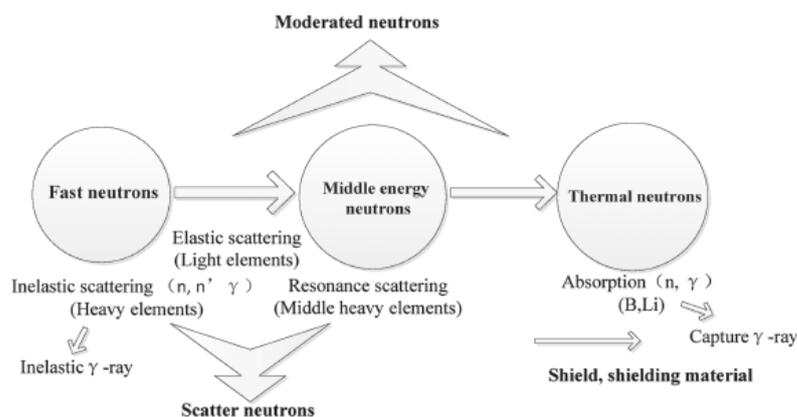


Рисунок 1.7. Процессы взаимодействий быстрых нейтронов с веществом [40].

В научной литературе есть ряд публикаций, посвященных влиянию геометрии и материалов коллиматора на характеристики быстрых нейтронов, образующихся в ядерных реакторах или при бомбардировке лёгких мишеней ускоренными ионами [41-43]. Его целесообразно использовать для ограничения размеров облучаемой среды. Если источник нейтронов слишком велик, на

облучаемом объекте возникает нежелательная полутень. Коллиматор увеличит плотность потока на определённом расстоянии от источника, где он рассеивает нейтроны и создаёт коллимированный пучок. Величина приращения потока зависит от поля коллимации и длины коллиматора. С другой стороны, если источник нейтронов имеет большой размер в поперечнике, коллиматор может уменьшить поток нейтронов, а не увеличить его. Большинство коллиматоров могут увеличивать плотность потока на 10-20% [41].

Ранее сообщалось о некоторых исследованиях характеристик источника нейтронов  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$  с толстой мишенью [25, 44-53].

Нейтроны, испускаемые в результате этой реакции, имеют  $Q$ -значение +4,36 МэВ (количество энергии, поглощенной или выделенной во время ядерной реакции). Спектр энергии нейтронов непрерывен, так как существует четыре хорошо известных состояния возбуждения  ${}^{10}\text{B}$  [54].  $Q$ -значение этой реакции задается следующим уравнением [55]:

$$Q = E_n \left(1 + \frac{M_n}{M_B}\right) - E_d \left(1 - \frac{M_d}{M_B}\right) - \frac{2}{M_B} (E_d E_n M_d M_n)^{1/2} \cos\theta, \quad (1.4)$$

где  $E$  и  $M$  относятся к соответственно к энергии и массе налетающих и отлетающих ядер. Кроме того, здесь  $B$ ,  $n$ ,  $d$  относятся к  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}_0n^1$  и  ${}^2\text{H}$  соответственно,  $\theta$  - это угол испускания нейтронов относительно нормали. Это указывает на то, что энергия выходящего нейтрона изменяется в зависимости от угла испускания.

Источники быстрых нейтронов, используемые для лучевой терапии, должны соответствовать требованиям как к энергии нейтронов, так и к интенсивности пучка [42]. Необходимо, чтобы нейтроны проникали на глубину, на которой расположена опухоль, без существенного облучения здоровых тканей. Если их энергия слишком мала, доза облучения здоровой ткани будет настолько значительной, что здоровая ткань может не восстановиться.

Многие работы посвящены измерению выхода, энергии и мощности дозы нейтронов, испускаемых в реакции  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$  [43, 56, 57]. Выход нейтронов для энергии дейтронов 13,6 МэВ составляет около  $2,5 \times 10^{10}$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а средняя энергия составляет  $\sim 5$  МэВ.

Для быстрых нейтронов средняя мощность поглощенной дозы (в грях в секунду) от нейтронов со средней энергией  $E_n$ , может быть вычислена с использованием следующего уравнения [58]:

$$D_{(Gy/s)} = \frac{\phi E_n \sum_i N_i \sigma_i f_i}{\frac{J}{1 \text{ Gy} / Kg}}, \quad (1.5)$$

где  $\phi$  (нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) – поток нейтронов с энергией  $E_n$ . Здесь  $N_i$  – ядерная плотность  $i$ -го элемента,  $\sigma_i$  – сечение рассеяния  $i$ -элемента для нейтронов с энергией  $E$  в  $\text{см}^2$ , а  $f_i$  – максимальная энергия, передаваемая нейтроном при рассеянии на атоме  $i$ -го элемента.

Величина  $f_i$  определяется выражением [59, 60]:

$$f_i = \frac{4M_i m_n}{(M_i + m_n)^2}, \quad (1.6)$$

где  $M_i$  и  $m_n$  – массы ядра и нейтрона соответственно. Используя значения  $N_i$ ,  $\sigma_i$  и  $f_i$  из [61- 64], можно рассчитать мощность поглощенной дозы в тканях человека.

В этом разделе обсуждалось влияние конструкции коллиматора и его материального состава на поток нейтронов и их спектр. В следующем будут рассмотрены характеристики быстрых нейтронов.

## 1.6. Характеристики быстрых нейтронов реакции ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$

Интенсивные потоки быстрых нейтронов могут быть получены путем бомбардировки лёгких мишеней пучками дейтронов на небольших ускорителях. Исследования выхода нейтронов из бериллиевых мишеней, выполненные в работах [65, 66], показали, что в случае частиц с энергией 16 МэВ и толстых бериллиевых мишеней образуется больше нейтронов, чем при бомбардировке протонами,  ${}^3\text{He}$  или  ${}^4\text{He}$ , обладающими той же энергией. Кроме того, дейтроны обычно производят нейтроны с более высокой средней энергией, чем другие частицы [65-67]. Аллен А. Дж. и Нечай Дж. Ф. [53] доказали, что выход нейтронов при бомбардировке дейтронами обычно снижается по мере увеличения атомного номера материала мишени. Поэтому желательно иметь в составе

мишеней атомы типа  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{Li}$  и  $\text{C}$ . Наибольшее количество нейтронов образуется в мишени, которая обладает достаточной толщиной, чтобы остановить дейтроны, но средняя энергия нейтронов будет выше в случае более тонкой мишени.

Выполнен ряд исследований, посвящённых разработке мишеней с повышенным выходом нейтронов [68]. Бомбардировка альтернативных материалов (литий) дейтронами с энергией более 8 МэВ приводит к образованию большого количества быстрых нейтронов. Несмотря на то, что желательно знать спектр, выход и среднюю энергию нейтронов от источника, используемого для лучевой терапии, детальные исследования этих данных не проводились. Было измерено соотношение глубина-доза (изменение дозы в зависимости от глубины в ткани или фантоме) для большинства реакций, упомянутых выше, при нескольких энергиях дейтронов [57, 65 и 66].

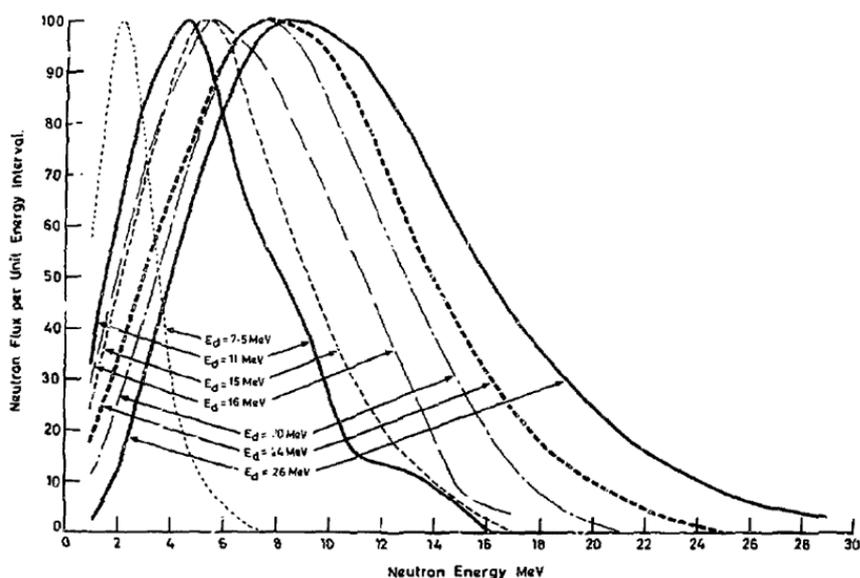


Рисунок 1.8. Относительные спектры нейтронов, испускаемых в направлении нормали к поверхности из толстых мишеней  $\text{Be}$ , бомбардируемых дейтронами [71].

Энергетические спектры нейтронов, генерируемых в результате бомбардировки толстых бериллиевых мишеней дейтронами, были получены и опубликованы для частиц с энергиями от 7,5 до 54 МэВ [67, 69, 70, 72]. Большинство этих спектров представляют собой относительные измерения, выполненные с помощью пороговых детекторов или эмульсий, и обобщенные С. Дж. Парнеллом [71] (см. рисунок 1.8). Средняя энергия нейтронов составляла около 40% от

энергии дейтронов. Э.Дж. Аллен и др. [53] использовали активационные детекторы для измерения выхода при  $0^\circ$ , создаваемого дейтронами с энергией 15 МэВ, и сообщили, что он равен  $\sim 10^{10}$  нейтрон  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Е. Точилин и Г.Д. Колер [67] также использовали активационные детекторы и получили при  $0^\circ$  выход на уровне  $5 \times 10^{10}$  и  $9 \times 10^{10}$  нейтрон  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  для энергий дейтронов соответственно 20 и 24 МэВ. Г. В. Шваймер [72] измерил полные поперечные сечения при энергиях дейтронов 40 МэВ и 54 МэВ. Интегрирование его экстраполированных спектров дает выходы при  $0^\circ$  относительно нормали к поверхности  $2,3 \times 10^{11}$  и  $4,5 \times 10^{11}$  нейтронов  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$  при указанных выше двух энергиях.

Теперь перейдём к описанию выхода нейтронов, их энергии и угловых распределений.

### 1.6.1. Спектры нейтронов, их выходы и угловое распределение

Нейтроны из тонкой Ве мишени имеют более высокую среднюю энергию, чем из толстой, но выход их, конечно, меньше. Бериллиевая мишень средней толщины может производить нейтроны, средняя энергия которых значительно выше, чем у нейтронов из толстой мишени, но их количество лишь немного меньше. Выход нейтронов из толстых мишеней может быть вычислен на основе данных о тонких мишенях по следующему выражению [43]:

$$Y_T(\theta, \varepsilon_d) = N_o(qM_A)^{-1} \int_{\varepsilon_x}^{\varepsilon_d} \sigma(\theta, \varepsilon) \left(\frac{d\varepsilon}{d(\rho x)}\right)^{-1} d\varepsilon, \quad (1.7)$$

где  $Y_T(\theta, \varepsilon_d)$  - выход нейтронов  $\text{мкКл}^{-1}\text{ср}^{-1}$ , произведенный при лабораторном угле  $0$  градусов бомбардировкой дейтронами с энергией  $\varepsilon_d$  [МэВ] мишени, атомная масса которой составляет  $M_A N_o = 6,024 \times 10^{23}$  (грамм-моль) $^{-1}$ ,  $q = 1,602 \times 10^{-13}$   $\text{мкКл}$ ,  $\varepsilon_x$  - энергия дейтронов, покидающих мишень ( $\varepsilon_x = 0$ ), если частица остаётся в мишени,  $\sigma(\theta, \varepsilon)$  - сечение выхода нейтронов под углом  $\theta$  при бомбардировке дейтронами с энергией  $\varepsilon$  и  $-\left(\frac{d\varepsilon}{d(\rho x)}\right)^{-1}$  это массовая останавливающая способность (МэВ  $\text{г}^{-1}\text{см}^2$ ) дейтронами в мишени. Если мишень состоит из слоев, которые имеют разный состав,  $M_A$  является функцией  $\varepsilon$ .

Уравнение (1.8) [43] определяет среднюю энергию нейтронов от мишени  $E_T$ :

$$\bar{E}_T(\theta, \varepsilon_d) = (Y_T(\theta, \varepsilon_d))^{-1} \int_0^{E_{\max}} Y_T(\theta, E, \varepsilon_d) E dE, \quad (1.8)$$

Подставляя уравнение (1.7) в (1.8), мы видим, что

$$\bar{E}_T(\theta, \varepsilon_d) = (Y_T(\theta, \varepsilon_d))^{-1} N_o (qM_A)^{-1} \int_{\varepsilon_x}^{\varepsilon_d} \sigma(\theta, \varepsilon) \bar{E}(\varepsilon) \left(\frac{d\varepsilon}{d(\rho x)}\right)^{-1} d\varepsilon, \quad (1.9)$$

Здесь  $E_T$  - средняя энергия нейтронов,  $Y_T(\theta, E, \varepsilon_d)$  выход нейтронов [МэВ мкКл<sup>-1</sup> · ср<sup>-1</sup>]. Пробег дейтронов и их тормозные способности взяты из работ [73, 74].

Используя уравнения (1.7) и (1.9), можно показать, что расчётный выход и средняя энергия нейтронов, испускаемых под углом 3,5° при бомбардировке дейтронами с энергией 18 МэВ, составляют 5,4 × 10<sup>10</sup> нейтронов см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> (на 7% выше измеренного значения) и 6,45 МэВ (на 0,3 МэВ ниже измеренного значения).

Расчётный выход и средняя энергия нейтронов, испускаемых при 3,5° при бомбардировке мишени Ве дейтронами с энергией 18 МэВ, при которой дейтроны теряют 9 МэВ, составляют соответственно 4,4 × 10<sup>10</sup> нейтронов см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и 7,15 МэВ [43].

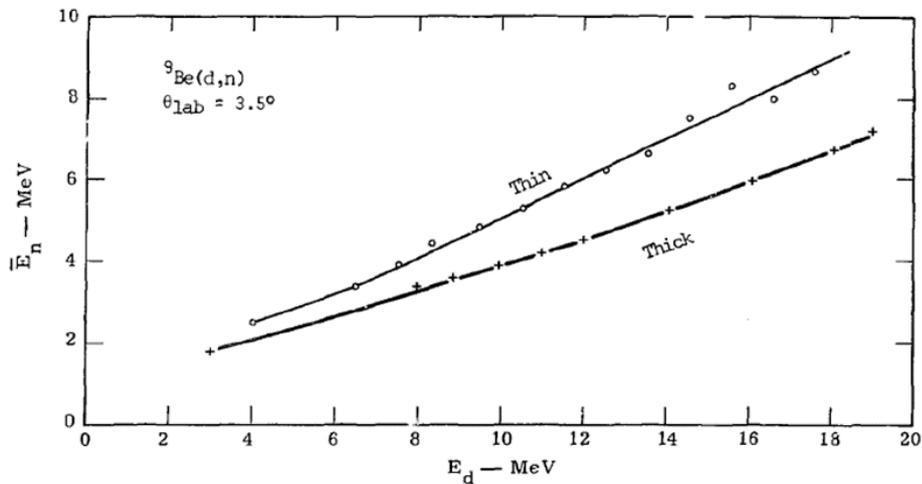


Рисунок 1.9. Средняя энергия нейтронов, испускаемых при угле падения пучка 3,5° относительно нормали, при бомбардировке дейтронами тонких (кружки) и толстых (крестики) бериллиевых мишеней в зависимости от энергии дейтронов [43].

Из рисунков 1.9 и 1.10 видно, что бомбардировка толстой литиевой мишени дейтронами с энергией 5 МэВ производит к генерации нейтронов, у которых средняя энергия примерно на 1,5 МэВ выше, чем у нейтронов, производимых при бомбардировке толстых бериллиевых мишеней.

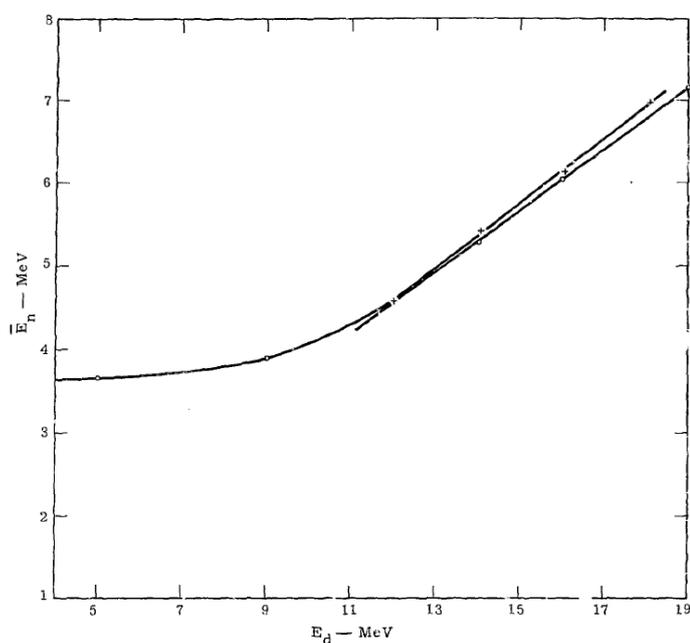


Рисунок 1.10. Средняя энергия нейтронов, испускаемых под углом  $3,5^\circ$  из толстой мишени Li (кривая) и толстой мишени C (линия), показана как функция энергии дейтронов [43].

Рисунок 1.11 демонстрирует среднюю энергию нейтронов для толстых и тонких бериллиевых мишеней в случае трех энергий дейтронов в зависимости от угла в лабораторной системе координат. Медленное снижение, а в некоторых случаях и небольшое приращение средней энергии с увеличением угла объясняется их угловым распределением [75].

В случае бомбардировки дейтронами с энергией 18 и 14 МэВ толстой Be мишени погрешность в определении средней энергии нейтронов составляет  $\pm 8\%$  для углов, превышающих  $16,7^\circ$ . Для дейтронов с энергией 9 МэВ средняя неопределенность энергии составляет около 10% для всех углов.

Рисунки 1.12 и 1.13 иллюстрируют поперечные сечения, а выходы, рассчитанные путем интегрирования спектров  $3,5^\circ \text{}^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ , показаны как функции энергии дейтронов [43].

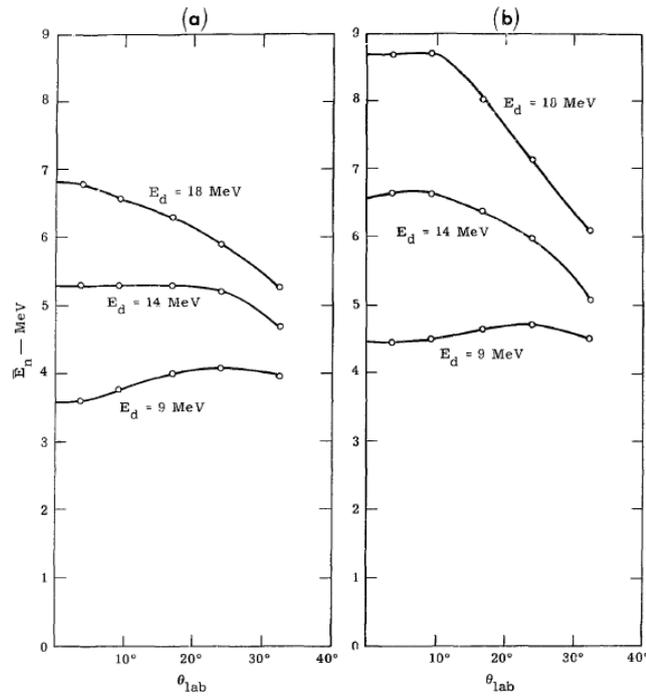


Рисунок 1.11. Зависимость средней энергии нейтронов от угла падения (в лабораторной системе координат) пучка дейтронов с различными энергиями на поверхность толстой (а) и тонкой (б) бериллиевых мишеней [43].

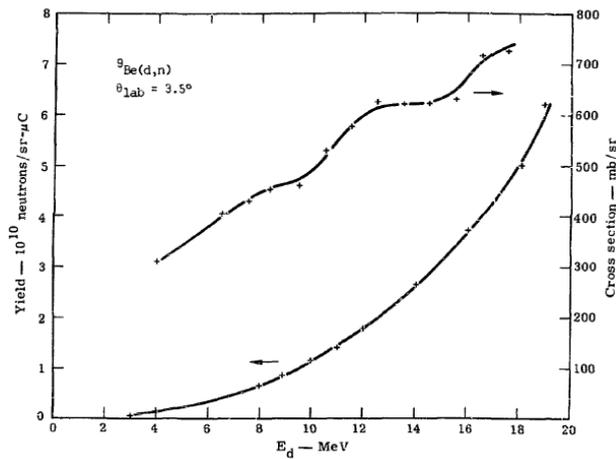


Рисунок 1.12. Поперечные сечения и выходы, рассчитанные путем интегрирования спектров  $3,5^\circ \text{}^9\text{Be}(d,n)^{10}\text{B}$ , показаны как функции энергии дейтронов. Абсциссы точек поперечного сечения представляют собой энергии дейтронов в центрах мишеней [43].

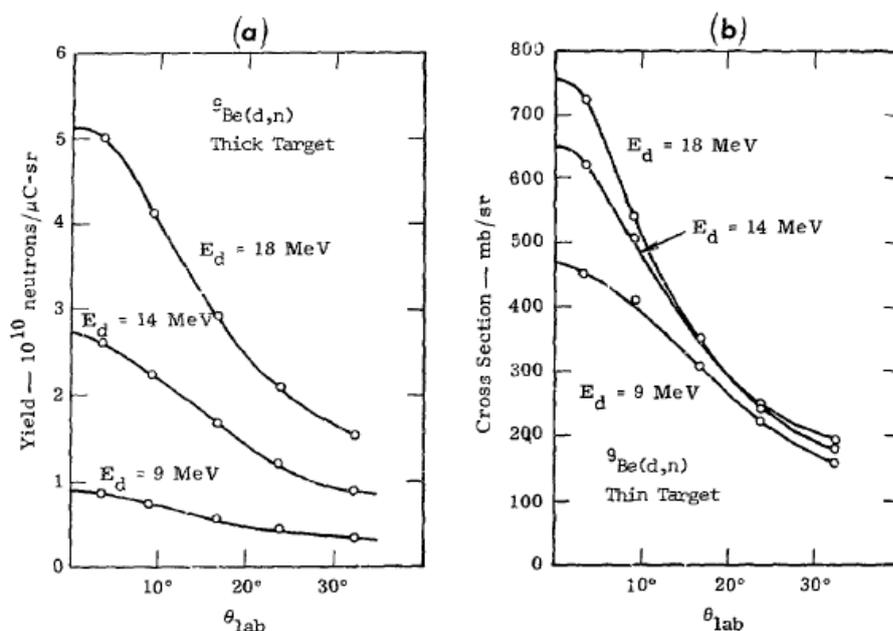


Рисунок 1.13. Выход нейтронов из толстых Be мишеней (а) и поперечные сечения для получения нейтронов при бомбардировке дейтронами тонких Be мишеней (б), в зависимости от угла в лабораторной системе координат [43].

Рассмотренные работы по техническим аспектам радиационной терапии позволяют сделать несколько выводов.

Нейтронно-лучевая терапия рака является одним из самых востребованных направлений в онкологии. Но её широкое внедрение в клиническую практику сдерживается недостаточным уровнем развития технической базы по генерации и транспортировке пучков быстрых нейтронов.

Для широкого внедрения нейтронно-лучевой терапии онкологических заболеваний надо решить ряд проблем, связанных с разработкой, сооружением и внедрением дорогостоящих крупногабаритных излучательных установок, обладающих высокой эффективностью при использовании в лечебной практике. Предстоит много сделать для развития клинической практики.

Здесь нам надо решить две задачи: (1) создать мишень с максимально большим выходом быстрых нейтронов и (2) разработать коллиматор пучка, способный сузить его до диаметра 1-2 см, обладающий способностью транспортировать нейтроны на значительные расстояния, обеспечить их оптимальное спектральное распределение, добиться увеличения плотности потока

нейтронов. Этим двум аспектам работы посвящены главы 3 и 4 настоящей диссертации.

Циклотрон У-120 ТПУ по своим излучательным свойствам в принципе подходит для использования в качестве ускорителя, на базе которого можно создать высокоэффективный источник нейтронов. Анализ научной литературы и опыт экспериментальных исследований на нём показал, что таким путём можно получить поток нейтронов, способный удовлетворить требования нейтронно-лучевой терапии. Но качество его (плотность потока, спектральные свойства, геометрические характеристики и т.д.) должно быть повышено.

Необходимо выполнить расчёты параметров процессов генерации и транспортировки нейтронов, проектирование конструкции мишенного узла, разработать, исследовать и испытать коллиматоры, изготовить их и адаптировать применительно к условиям циклотрона У-120.

Далее мы должны провести проверку работоспособности источника нейтронов, измерить параметры пучка и сопоставить их с результатами компьютерного моделирования.

После этого необходимо обработать результаты экспериментального исследования свойств источника быстрых нейтронов. Создать систему аппроксимационных выражений для приближённого расчёта средней энергии нейтронов и пространственного распределения поглощённой дозы при расчёте дозовых нагрузок на пациента при использовании источника в клинической практике.

Эти соображения могут рассматриваться как уточнение (конкретизация) плана данной диссертационной работы.

## Глава 2. Материалы и методики проведения расчётов и экспериментов

В данном разделе представлена методика выполнения вычислений параметров генерации и транспортировки быстрых нейтронов при взаимодействии пучка ускоренных дейтронов с лёгкими мишенями. Дано краткое описание кодов, использованных для вычисления выхода нейтронов в зависимости от свойств и условий облучения мишеней, плотности потока нейтронов, их спектра и т.д. (PACE 4 (LISE++), MCNP, PHITS).

Дано описание циклотрона У-120 как базовой экспериментальной установки для выполнения диссертационной работы.

Отражена физика процесса коллимации пучка быстрых нейтронов. Описаны три варианта коллиматоров с парафином в качестве рассеивающей среды. Рассмотрены комбинированные коллиматорные системы (железо-парафин-свинец). Разработана адаптированная к данной тематике методика регистрации быстрых нейтронов путём активации алюминиевых и железных фольг.

Описан актуальный для нас метод измерения радиоактивности образцов, облученных нейтронами. На основе этих результатов выполнены расчеты плотности потока нейтронов и ряд других параметров.

Разработаны методики регистрации спектрального и углового распределения быстрых нейтронов применительно к теме диссертационной работы. Выполнены измерения выхода и плотности потока нейтронов в зависимости от энергии дейтронов, падающих на бериллиевую мишень.

### 2.1. Коды PACE 4 (LISE++), MCNP и PHITS

Эти коды были использованы для расчета потока нейтронов. Затем выполнено сравнение этих результатов с экспериментальными данными. Каждый из них имеет свою функцию. Код LISE++ используется для вычисления относительного выхода нейтронов в реакции  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ , а также для вычисления остаточной энергии дейтронов при прохождении через алюминиевую (алюминий-бериллиевую) фольгу. Код MCNP создан для вычисления спектров нейтронов при прохождении их через коллиматоры. С его помощью можно выполнить

оптимизацию геометрических и материальных параметров коллиматоров, т.е. найти конструкцию, которая дает наибольший поток нейтронов. Код PHITS используется для вычисления выхода нейтронов в различных ядерных реакциях, связанных с бомбардировкой лёгких мишеней ускоренными ядрами.

Выбор использованных в диссертационной работе кодов(программ) был predetermined прежде всего корректностью их результатов, надёжностью и доступностью.

**Программа LISE++** была разработана для расчета пропускания и выхода фрагментов, полученных и собранных в спектрометре. Этот код позволяет моделировать эксперимент, начиная от параметров механизма реакции и заканчивая регистрацией её продуктов. Программа позволяет быстро оптимизировать параметры спектрометра до или во время эксперимента.

В неё включены фильтры Wedge и Wien. Программа LISE++, работающий в среде MS Windows, является бесплатным программным продуктом с пользовательской лицензией [76].

Программа LISE++ – это новое поколение кода LISE, которое позволяет создавать спектрометр за счет использования различных "блоков". Количество блоков, используемых для создания спектрометра в нем, ограничено оперативной памятью ПК.

Код RACE4 является частью программы LISE++, представляет собой модифицированную версию JULIAN–Hillman–Eyal кода испарения ядра с использованием углового момента связи кода Монте-Карло [77]. Эта программа использует модель Басса [78, 79], которая была получена с использованием геометрической интерпретации доступных экспериментальных данных в сочетании с подходом Монте–Карло для определения распада составной системы в рамках формализма Хаузера–Фешбаха [80]. Как указано в ссылке [78], потенциал модели Басса обеспечивает общее превосходное описание поперечных сечений синтеза при энергиях, начиная с кулоновского барьера и выше.

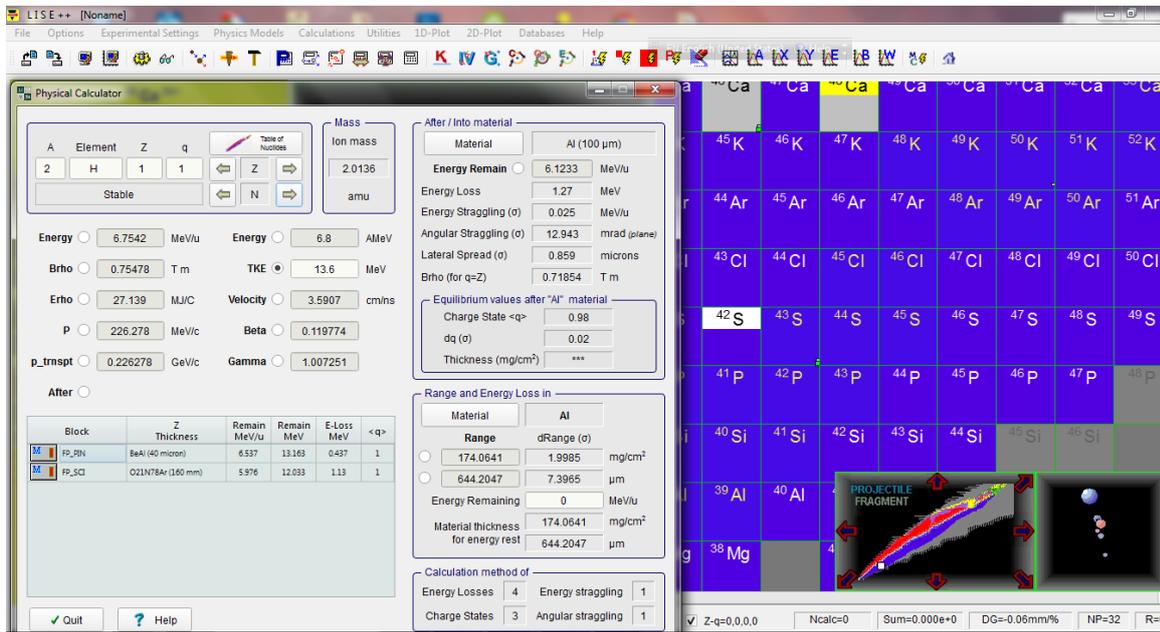


Рисунок 2.1. Окно программы LISE++ версии 15.23.22 [76].

Спектр нейтронов, которые испускаются при бомбардировке Ве мишени дейтронами с энергией 13,6 МэВ, неизвестен. Для его вычисления можно использовать код LISE++ (PACE4).

Результаты расчётов были сравнены с данными С.Дж. Парнелла [71], где он проводил эксперименты с использованием ускоренных дейтронов с различными значениями энергии, включая 11 и 15 МэВ (рисунок 2.2) [113].

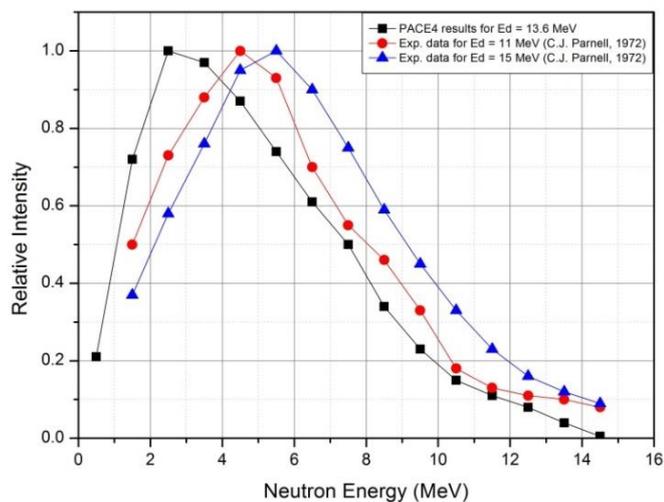


Рисунок 2.2. Спектры нейтронов, полученные расчётным путём (с использованием кода PACE4) по сравнению с экспериментальными данными, взятыми из работы С. Дж. Парнелла [71].

Из рисунка 2.2 видно, что пик спектра нейтронов, рассчитанный с помощью кода RASE4, и пик по экспериментальным данным из С. Дж. Парнелла [71] не совпадают и даже не близки между собой. Причина этого несоответствия может быть связана с ограничениями применения модели испарения ядра к легким элементам.

В процессе выполнения этих работ у нас не было возможности напрямую измерять спектры быстрых нейтронов реакции  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ . Поэтому мы предприняли попытку получить их путём вычисления с помощью кодов MCNP и RASE4. Этот спектр был помещен во входной файл кода MCNP для моделирования.

**MCNP** - это универсальный код Монте-Карло, который может использоваться для переноса нейтронов, фотонов, электронов или связанных частиц. Конкретные области применения включают многие направления, например, радиационную защиту, дозиметрию, рентгенографию, медицинскую физику, ядерную безопасность, проектирование детекторов, проектирование мишеней ускорителей, реакторов деления и синтеза и т.д. Код обрабатывает произвольную трехмерную конфигурацию материалов в геометрических ячейках [81].

Важные стандартные функции, которые упрощают использование MCNP, включают мощный источник, источник критичности и источник поверхности; как геометрические, так и выходные графики; богатая коллекция методов уменьшения отклонений; гибкая структура вычисления; и обширный набор данных о поперечных сечениях в качестве ENDF / B-VI для нейтронов [82].

**PHITS** - программы для расчёта параметров переноса ускоренных заряженных частиц и нейтронов. Это - универсальный код для моделирования их взаимодействия с веществом на основе методом Монте-Карло (рисунок 2.3). С его помощью можно решать задачи переноса любых атомных частиц в широких диапазонах энергий, используя несколько моделей ядерных реакций и библиотеки ядерных данных. Этот код актуален для радиационных технологий, лучевой терапии, космической радиации и т.д. [83].

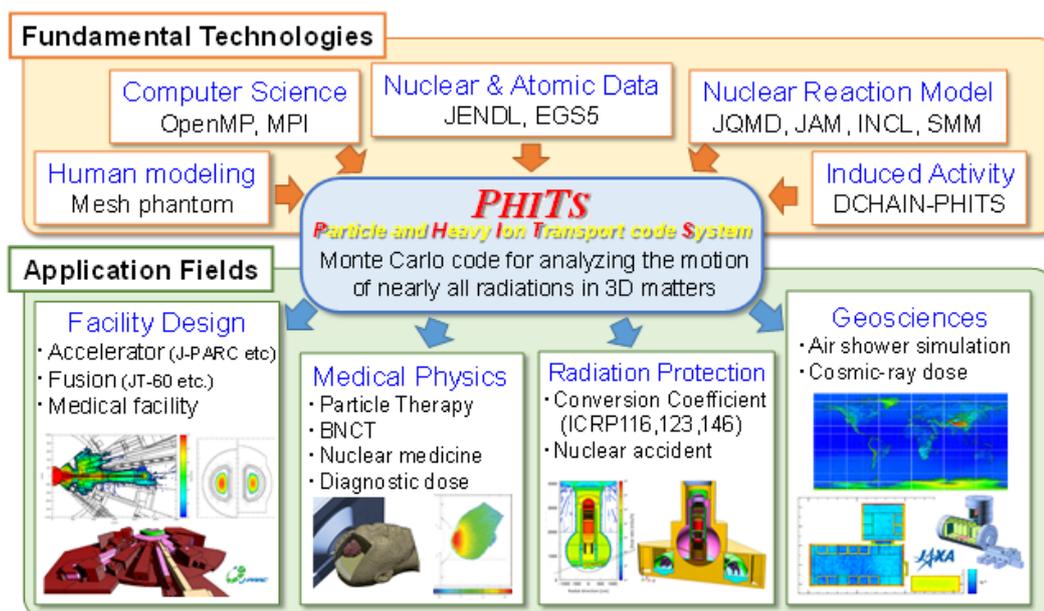


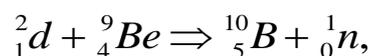
Рисунок 2.3. Технологии и приложения кода PHITS [83].

Коды LISE++, MCNP и PHITS весьма эффективны для выполнения вычислений и позволяют прогнозировать спектр нейтронов, их потоки, транспортные свойства, пространственное распределение поглощённой дозы в тканях для радиотерапии и т.д.

## 2.2. Циклотрон У-120 Томского политехнического университета

В Томске (Россия) нейтронная терапия началась в 1983 году с создания лечебного канала в Научно-исследовательском институте ядерной физики Томского политехнического университета (ТПУ). После серии дозиметрических, радиобиологических и теоретических исследований были начаты клинические испытания. В 1986 г. была создана программа планирования нейтронной и нейтронно-фотонной терапии. С 1986 по 2006 г. разрабатывались новые методы лечения некоторых видов рака [84]. После 2007 г. быстрые нейтроны стали применяться исключительно в сочетании с фотонной терапией в пред- и послеоперационном периодах, а также в качестве паллиативного лечения злокачественных опухолей.

На циклотроне У-120 (см. рисунок 2.4 и таблица 2.1) для инициирования реакции получения быстрых нейтронов используются ускоренные дейтроны по следующей схеме:



При бомбардировке бериллиевой мишени дейтронами с энергией 13,6 МэВ образуется поток быстрых нейтронов со средней энергией ~ 6,3 МэВ.



Рисунок 2.4. Внешний вид циклотрона У-120 ТПУ.

Таблица 2.1. Функциональные характеристики циклотрона У-120.

Основные параметры	
Диаметр полюсов	120 см
Радиус вывода пучка	53 см
Индукция магнитного поля	1,5 Т
Частотный диапазон	9–17,2 МГц
Напряжение	60 кВ
Число каналов	5
Ускоренные частицы	
Энергия [МэВ]	Ток [мкА]

Продолжение таблицы 2.1.

+P	4,5-11	50
${}_{+1}d^2$	9-14	50
${}_{+2}He^3$	14-30	20
${}_{+2}He^4$	18-28	50
${}_{+3}C^{12}$	8-21	10
${}_{+3}N^{14}$	7-18	10
${}_{+5}O^{16}$	8-28	10
${}_{+8}Ar^{40}$	42	0,2

Циклотрон У-120 показал свою высокую надёжность и эффективность во многих задачах радиационной физики твёрдого тела, радиационных технологий, нейтронно-лучевой терапии и т.д.

### 2.3. Коллиматор потока нейтронов

В клинической практике при работе с мишенью, излучающей нейтроны в  $4\pi$  - пространство, всегда требуется концентрировать их в мононаправленный пучок. Это необходимо как для увеличения плотности потока частиц, так и для придания ему нужной формы и оптимальной площади сечения. В принципе изменить форму пучка можно с помощью коллиматора, который позволяет существенно сузить его и добиться минимального поглощения нейтронов в конструкционных элементах. В то же время он способен работать в качестве радиационной защиты для обеспечения безопасности.

Первая версия коллиматора (её можно считать прототипом всех более поздних изделий; мы будем называть его большим коллиматором) была разработана для лечения онкологических заболеваний быстрыми нейтронами в циклотронной лаборатории ТПУ. Длина её (от мишени до облучательной апертуры) составляла около 100 см (см. рис. 2.5 слева). На рис.2.5 справа показан

реальный коллиматор, установленный в лечебном кабинете циклотронной лаборатории. В процессе выполнения работы нам потребовалось экспериментально исследовать зависимость транспортных характеристик этого устройства от его геометрии и состава использованных материалов. Для этого был сконструирован и изготовлен коллиматор меньшего размера. Мы будем называть его экспериментальным.

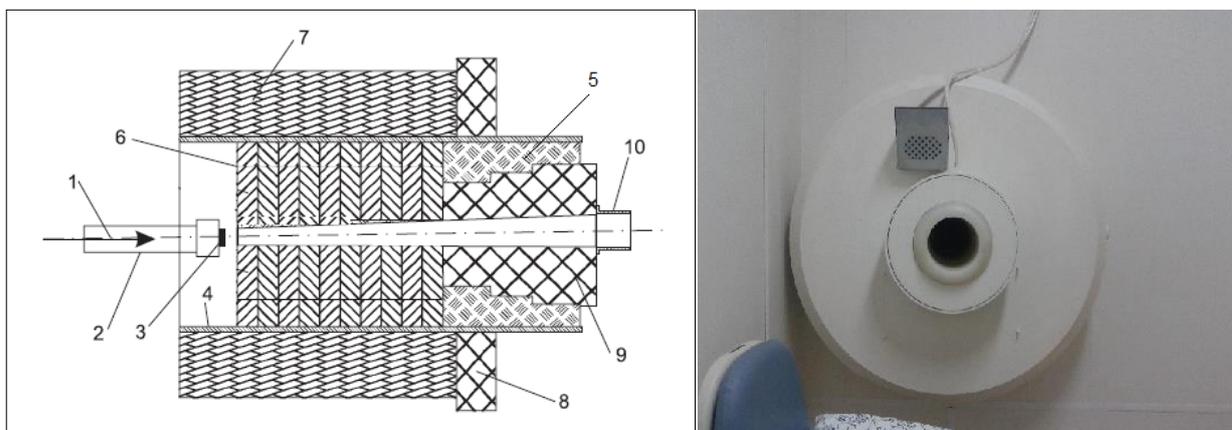


Рисунок 2.5. Конструкция большого коллиматора нейтронного пучка (слева) и внешний вид его в лечебном кабинете циклотронной лаборатории (справа). Обозначения: 1 – пучок дейтронов; 2 – канал ионного пучка; 3 – бериллиевая мишень; 4 – железная труба; 5 – полиэтиленовый коллиматор; 6 – железные диски; 7 – бетонная стена; 8 – радиационная защита из полиэтилена; 9 – съемный полиэтиленовый коллиматор; 10 – конус.

Чтобы провести эксперименты с различными коллиматорами, которые имеют разную внутреннюю геометрию и материалы, нам нужно создать это изделие из съемных деталей. Меняя их расположение, мы можем подобрать удобный для себя дизайн. Большой коллиматор в лечебном кабинете состоит из двух внутренних частей. Первая из них изготовлена из металлического железа, а вторая - из полиэтилена (см. рисунок 2.5). Было принято решение для исследований построить несколько небольших изделий.

Таблица 2.2. Три типа парафиновых коллиматоров с размерами  $25 \times 25 \times 17$  см<sup>3</sup>. Кол 1, Кол 2 и Кол 3 являются сокращениями коллиматора 1, коллиматора 2 и коллиматора 3 соответственно (см. рисунок 2.6).

Парафиновый коллиматор	Внутренняя форма	Диаметр отверстия, [см]	Конечный диаметр, [см]	Коллимационная длина, [см]
Кол.1	Цилиндр	7	7	17
Кол.2	Конус	12	7	17
Кол.3	Конус	10,5	2	17

В процессе этой работы мы изготовили три парафиновых коллиматора с размерами  $25 \times 25 \times 17$  см<sup>3</sup> и различными проходными каналами, как показано на рисунке 2.6 и в таблице 2.2. У нас была возможность формирования различных комбинаций деталей из железа, свинца и парафина, как показано в таблице 2.3 и на рисунках 2.7 и 2.8.

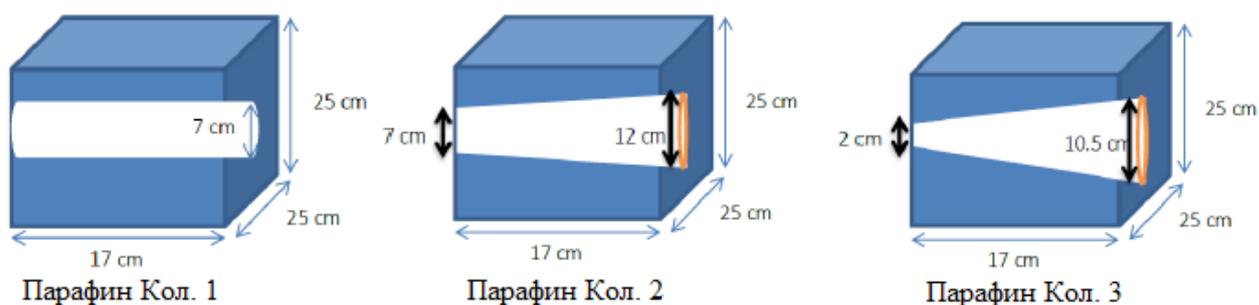


Рисунок 2.6. Три парафиновых коллиматора с размерами, которые описаны в таблице 2.2.

Таблица 2.3 содержит варианты комбинаций коллиматоров из трех частей: железных и свинцовых пластин в дополнение к деталям из парафина.

Таблица 2.3. Десять экспериментальных вариантов комбинированного железо-свинцово-парафинового коллиматора.

Номер эксперимента	Железный коллиматор, открытый	Парафиновая часть коллиматора	Добавки из свинцовых плит
1	$5 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.1	-
2	$5 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.2	-
3	$5 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.3	-
4	$9 \times 9 \text{ см}^2$	Кол.1	-
5	$9 \times 9 \text{ см}^2$	Кол.2	-
6	$9 \times 9 \text{ см}^2$	Кол.3	-
7	$7 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.2	-
8	$7 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.2	Имеется свинцовая плита на одной стороне
9	$7 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.2	Имеются свинцовые плиты с двух сторон
10	$7 \times 5 \text{ см}^2$	Кол.2	Имеются свинцовые плиты с двух сторон и 3 см слой свинца перед коллиматором

Экспериментальный коллиматор состоит из парафинового воска плотностью  $0,9 \text{ г см}^{-3}$  и длиной 17 см, и части железных пластин длиной 25 см. Таким образом, длина его составляет 42 см при толщине стенок железных пластин 4 см и свинцовых пластин 1 см, как показано на рисунке 2.8.

Были использованы детали из парафина, железа и свинца. На рисунке 2.8 показана экспериментальная установка, в которой мишень представляет собой диск из спрессованного порошка металлического бериллия толщиной  $\sim 0,3 \pm 0,02$  см. в медной форме диаметром 11,12 см и толщиной 0,485 см.

Плотность бериллиевой мишени составляла примерно в  $1,2 \pm 0,2$  г см<sup>-3</sup>, в то время как литой металлический бериллий имеет плотность 1,85 г см<sup>-3</sup> [85].

Бериллиевая мишень закреплялась на расстоянии 5 см от выхода канала ускорителя и в 8 см от коллиматора. На выходном отверстии коллиматора на расстоянии 50 см от бериллиевого источника закреплялись нейтронно-детекторные фольги Cd, Cu, Al и Fe размерами  $10 \times 10 \times 0,1$  мм<sup>3</sup>.

Мишень из спрессованного порошка бериллия была выбрана по двум причинам: в то время это была единственная мишень из бериллия, доступная в лаборатории для проведения экспериментов. Второй причиной был интерес к изучению нового типа мишеней, никогда ранее не изучавшихся для получения быстрых нейтронов.

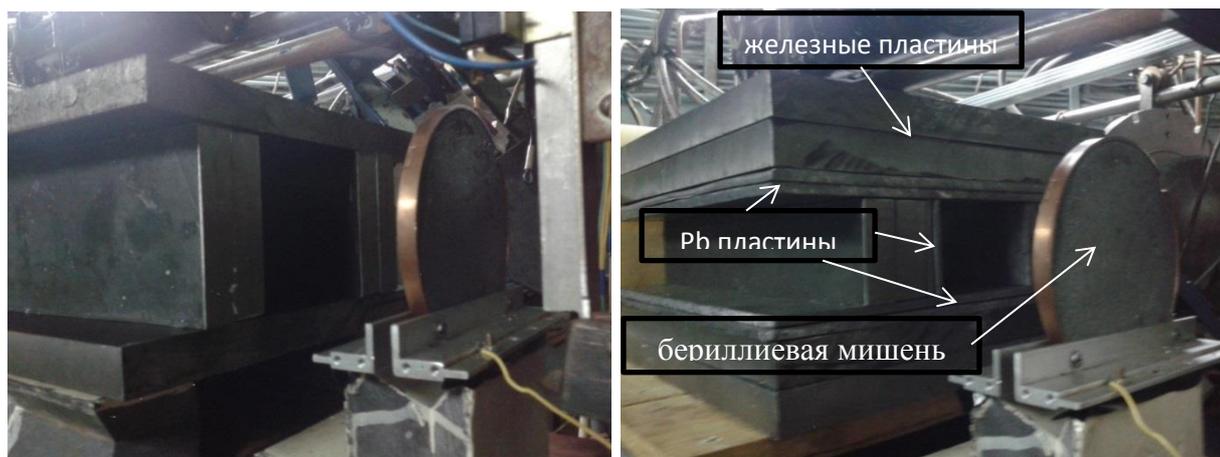


Рисунок 2.7. Экспериментальная установка, в которой видна бериллиевая мишень, железные пластины коллиматора со слоями свинца и парафиновая часть позади железных пластин.

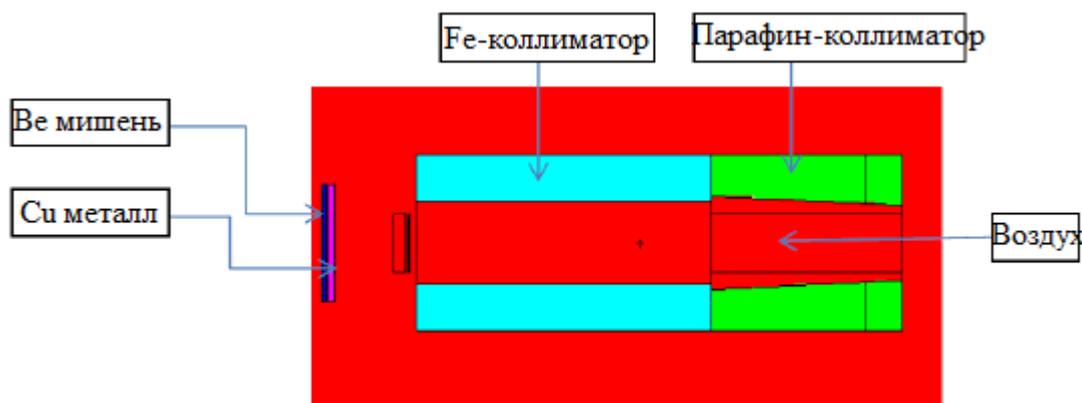


Рисунок 2.8. Схема экспериментального коллиматора: железный и парафиновый участки.

Ранее пояснялось, что целесообразно изготовить 10 небольших коллиматоров со съемными деталями и различной геометрией. Это дает нам возможность поиска оптимальной конструкции, которая может обеспечить максимальный поток нейтронов с подходящим для нас спектром.

### 2.3.1. Регистрация нейтронов

Для измерения потока нейтронов мы использовали метод активации, при котором нейтронами можно облучать фольги из Al и Fe, а затем измерять их активность гамма-излучения с помощью детектора HPGe [86, 114, 115].

Бериллиевая мишень облучалась дейтронами с энергией 13,6 МэВ в течение 10 минут при токе пучка  $\sim 2$  мкА и диаметре пятна  $\sim 15$ -20 мм. Эксперименты заключались в измерении угловых распределений нейтронов вокруг бериллиевой мишени и измерении потоков нейтронов, выходящих из отверстия исследуемых коллиматоров.

Энергетический спектр нейтронов, генерируемых реакцией  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ , был смоделирован и рассчитан по программе RACE 4 (см. рисунок 2.2) [87]. Полученный спектр быстрых нейтронов был сохранен во входном файле MCNP-4C, а затем скорректирован для максимального соответствия с экспериментальным данным. Эта процедура была применена для оценки спектра быстрых нейтронов, полученных при использовании бериллиевой мишени из спрессованного порошка.

Она связана с тем, что спектр металлической бериллиевой мишени хорошо известен по предыдущим работам [43, 57, 71], а для порошковой мишени ранее он не исследовался. Как показано на рисунке 2.2, у этого спектра максимальная интенсивность выхода нейтронов приходится на частицы с энергией 4,5 МэВ, а их средняя энергия составляет  $\sim 6-7$  МэВ.

Использованный метод активации подходит для фольг  $^{27}\text{Al}$  и  $^{54}\text{Fe}$  в качестве детекторов для этого диапазона энергий нейтронов. Это показано на кривых для сечений взаимодействия на рисунке 2.9 (библиотека IRDF-2002G) [88, 89].

Индукцированная активность в каждом образце за счет  $^{24}\text{Na}$  ( $T_{1/2} = 14,96$  ч.) и  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 312,3$  сут) формируется через реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  (0,12 барн) и  $^{54}\text{Fe}(n,p)$  (0,6 барн). Испускаемые фотоны имеют энергии 1369 кэВ (100 %) для  $^{24}\text{Na}$  и 834,85 кэВ (99,976 %) для  $^{54}\text{Mn}$ .

Для эпитепловых нейтронов (от 0,4 эВ до 1 МэВ) использовали медные фольги по реакции  $^{63}\text{Cu}(n,\gamma)^{64}\text{Cu}$  ( $\sigma = 4,5$  барн,  $T_{1/2} = 12,7$  ч) из-за гамма-излучения, переносимого фотонами с энергией 511 кэВ (34,8 %), возникающими в результате электрон-позитронной аннигиляции. Кадмиевые фольги использовались для области тепловых нейтронов, благодаря реакции  $^{110}\text{Cd}(n,\gamma)^{111}\text{Cd}$  ( $\sigma = 11$  барн,  $T_{1/2} = 48,5$  мин.), испускающей гамма-кванты с энергиями 245,4 кэВ (94 %) и 150,8 кэВ (29,1 %).

Для каждого образца коллиматора определялась площадь под фотопиками, рассчитывались спектры и потоки нейтронов. Поток нейтронов, испускаемых исследуемой бериллиевой мишенью, был измерен с помощью железной фольги, наклеенной на заднюю поверхность мишени, и показал значение примерно  $(2,14 \pm 0,10) \times 10^9$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  для тока пучка дейтронов 2 мкА.

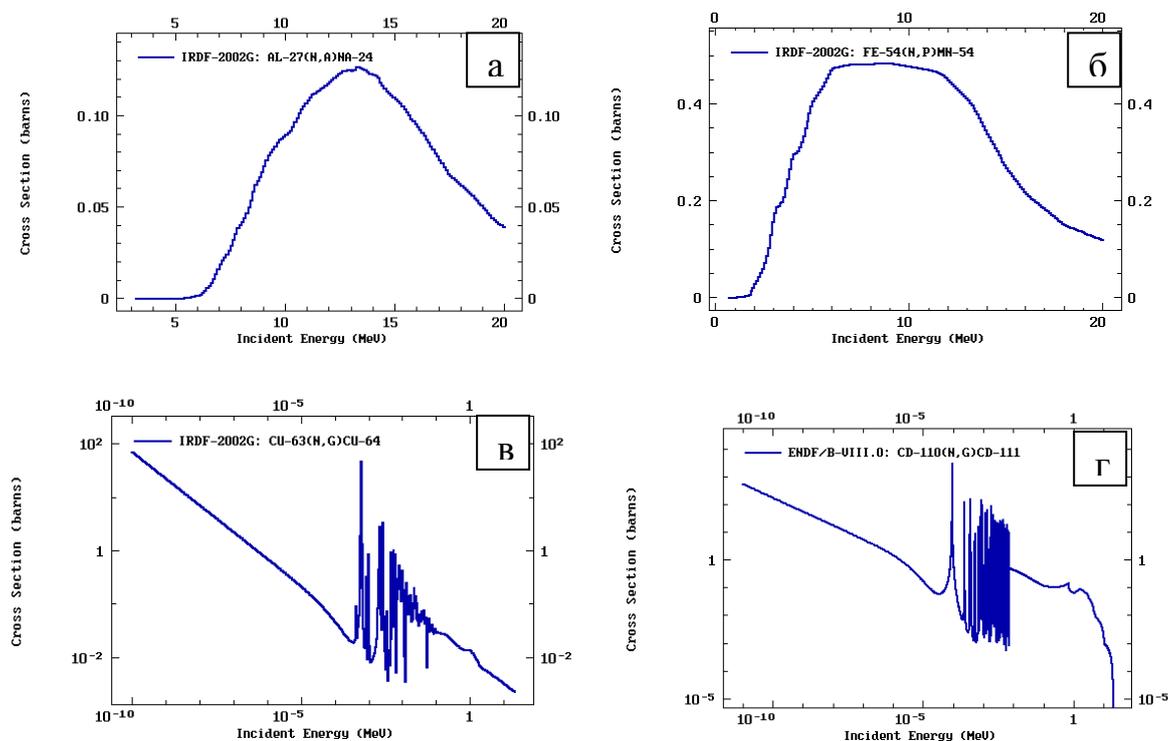


Рисунок 2.9. Сечения взаимодействия нейтронов с ядрами; а)  $^{27}\text{Al}$  (n,α), б)  $^{54}\text{Fe}$  (n,p), в)  $^{63}\text{Cu}$  (n,γ) и г)  $^{110}\text{Cd}$ (n,γ) в зависимости от энергии. Данные из Международного файла дозиметрии реакторов (библиотека IRDF-2002G).

Активность ядер, испускающих гамма-кванты, измерялась коаксиальным германиевым детектором HP Ge-GC1020 высокой чистоты в течение 250 секунд для образцов Al, Cu, Cd и 10 часов для железа (см. рисунок 2.10). Расчетные значения плотности потока нейтронов были получены с использованием следующего уравнения:

$$\phi \text{ (n.cm}^{-2}\text{.s}^{-1}\text{)} = \frac{A}{\langle \sigma \rangle N(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}})e^{-\lambda t_c}}, \quad (2.1)$$

где  $A$ ,  $\lambda$ ,  $\langle \sigma \rangle$ ,  $N$ ,  $t_{\text{irr}}$  и  $t_c$  обозначают соответственно активность (Бк), постоянную распада ( $\text{с}^{-1}$ ), эффективное сечение ( $\text{см}^2$ ), ядерную плотность, время облучения и время охлаждения.

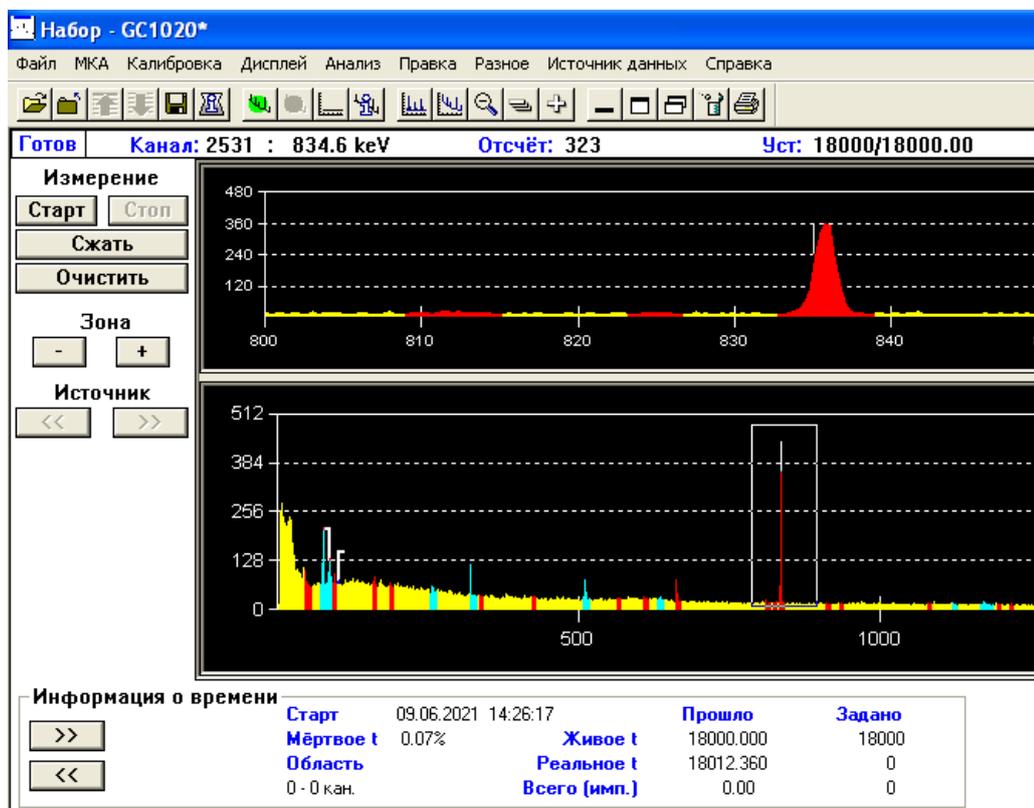


Рисунок 2.10. Окно программы многоканального анализатора.

Этот метод активации нейтронов был использован из-за отсутствия других устройств прямого обнаружения, которые могли бы мгновенно определять поток и спектр нейтронов.

#### 2.4. Измерение углового распределения испускаемых нейтронов

Одной из важных характеристик быстрых нейтронов, испускаемых мишенью при бомбардировке ускоренными ионами, является их угловое распределение. Для его измерения пять детекторов Al+Fe были закреплены под пятью определенными углами: 40, 20, 0, -20 и -40 градусов относительно направления падающего пучка дейтронов, как показано на рисунке 2.11. Эти углы были выбраны для измерения углового распределения в максимально возможном угловом поле.

Известно, что после угла 45 градусов угловое распределение начинает постепенно сужаться, пока не достигнет почти нулевого значения при 90 градусах. Поэтому нас устраивали значения углов до 40 градусов. Угловое

распределение нейтронов изучалось не только по углу рассеяния, но и по изменению нормали к мишени в зависимости от направления движения пучка дейтронов.

Измерения выполнены для четырех значений угла мишени относительно пучка: 0, 10, 30 и 50 градусов. В случае 0 градусов нормаль к бериллиевой мишени совпадает с падающим дейтериевым пучком. В качестве мишени мы использовали спрессованный бериллиевый порошок, описанный выше.

Детекторы из железной и алюминиевой фольги помещались в круглый пластиковый контейнер диаметром 20 см и высотой 5 см, который располагался на расстоянии 6 см от торцевого окна канала циклотрона. Он имел отверстие диаметром 5 см для ввода пучка дейтронов, а бериллиевая мишень закреплялась в середине контейнера, в 10 см от этого отверстия.

Ускоренные дейтроны, покидая канал ускорителя, проходят тонкую пленку из сплава алюминия и бериллия толщиной около 40 микрон, отделяющую вакуумную трубку от наружной среды. Дейтроны внутри циклотрона У-120 были ускорены до энергии 13,6 МэВ, но они постепенно теряют энергию, проходя через фольгу на выходе канала ускорителя и 16 см слой воздуха до столкновения с бериллиевой мишенью. Энергия дейтронов, бомбардировавших бериллиевую мишень (с учетом всех предыдущих соображений) была рассчитана по программе LISE++, версия 15.23.22 [87], и составила 12,033 МэВ. Облучение проводилось в течение 10 минут. При этом ток пучка дейтронов был 5 мкА, а диаметр его составлял примерно ~15-20 мм.

Метод нейтронной активации был применен с использованием Al и Fe фольг для измерения реальных значений потока нейтронов и изучения их распределения по углу вылета. В качестве активатора использовалась алюминиевая фольга размерами  $3,7 \times 0,75 \text{ см}^2$ , толщиной 0,2 см и массой 2 г, железная фольга размерами  $2,25 \text{ см} \times 0,8 \text{ см}$ , толщиной 1 мм и массой 1,15 г. Фольги Al и Fe были собраны вместе для измерения потока нейтронов в разных диапазонах энергий, поскольку каждая из них имеет пороговую реакцию на нейтронах с энергией около 5 МэВ для алюминия и 1 МэВ для железа [88, 89].

Таким образом, очевидно, что детекторы из железа могут регистрировать гораздо больше быстрых нейтронов, чем из алюминия.

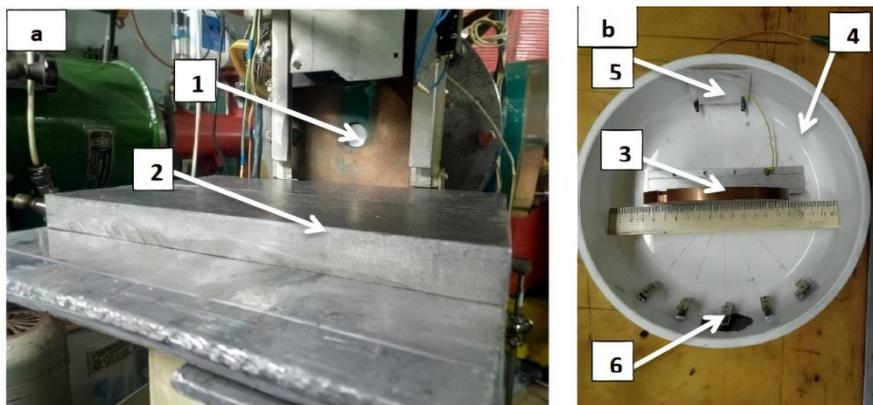


Рисунок 2.11. Экспериментальная установка для исследования спектров быстрых нейтронов методом активации фольг. Здесь 1-окно канала циклотрона; 2-основание, на которое опирается пластиковый контейнер; 3- спрессованный порошок Be (мишень); 4-пластиковый контейнер; 5- алюминиевая фольга; 6- детекторы из фольги Al и Fe.

Практика использования нейтронно - активационного анализа для измерения потока нейтронов и распределения их по углам вылета оказалась весьма эффективной и удобной.

#### 2.4.1. Регистрация спектра нейтронов

Сечения взаимодействия нейтронов с алюминиевой и железной фольгами в диапазоне энергий от 0 до 20 МэВ представлены на рисунке 2.9. Измерена радиоактивность образующихся изотопов  $^{24}\text{Na}$  ( $T_{1/2} = 14,997$  ч) и  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 312,20$  сут) по реакциям  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$  (0,13 барн) и  $^{54}\text{Fe}(n, p)$  (0,6 барн). Испускаемые фотоны имеют энергию 1368,626 кэВ (99,9936 %) для  $^{24}\text{Na}$  и 834,848 кэВ (99,976 %) для  $^{54}\text{Mn}$  [90]. Для каждой фольги рассчитывались площади под фотопиками, спектры и потоки нейтронов.

Радиоактивность изотопов измерена с помощью детектора из высокочистого коаксиального германия HPGe (GC1020). Время измерений для алюминиевой фольги составляло 300 секунд, а для железной от  $10^4$  до  $10^5$  секунд в зависимости от местоположения детектора и требований по минимизации погрешностей. Максимальная неопределенность составила около 5,8 % для измерений железа и 2,4 % для алюминия. Эффективность этого детектора для

гамма-квантов с энергиями 834,85 и 1369 кэВ составляет примерно 0,6% и 0,35% соответственно. Учитывались коэффициенты собственного гамма-поглощения. Для алюминиевой фольги (энергия фотона 1369 кэВ) он составляет  $0,05 \text{ см г}^{-1}$ , а для железной фольги (энергия фотона 834 кэВ) равен  $0,065 \text{ см г}^{-1}$  [91].

## **2.5. Измерение потоков нейтронов в зависимости от энергии при перпендикулярном падении пучка дейтронов на мишень**

Поскольку мы использовали бериллиевую мишень из спрессованного порошка, необходимо было определить выход нейтронов из неё для дейтронов с разными энергиями. У нас нет данных о том, что кто-либо систематически изучал эту тему.

Для уменьшения энергии дейтронов использовались многослойные тонкие пленки из чистой алюминиевой фольги толщиной 0,1, 0,2, 0,3 и 0,4 мм с размерами  $5 \text{ см} \times 5 \text{ см}$ , закрепленные на входном отверстии пучка пластикового контейнера, как показано на рисунке 2.11. Таким образом, с помощью торможения можно было изменить энергию частиц и исследовать зависимость величины выхода нейтронов от энергии дейтронов. Затем эти результаты (они будут приведены ниже) мы сравним с данными других авторов.

---

В главе 2 показано, что коды PACE 4 (LISE++), MCNP и PHITS полезны и эффективны для выполнения вычислений плотности потока, спектра и других характеристик нейтронов.

Кратко описаны методики, разработанные в рамках диссертационной работы и перечисленные ниже:

- проектирования коллиматоров и исследования их физических свойств;
- определения выхода и плотности потока нейтронов в зависимости от энергии дейтронов.
- применения нейтронно-активационного анализа для измерения плотности потока и углового распределения нейтронов.

### **Глава 3. Разработка и исследование мишеней для циклотронного источника нейтронов**

В нейтроно - лучевой терапии почти всегда есть проблемы генерации пучка нейтронов, повышения плотности их потока, управления спектральным распределением и другими параметрами. Успех их решения во многом зависит от качества работы мишени как источника нейтронов.

Чтобы увеличить плотность потока нейтронов, в принципе можно попробовать поднять эффективность мишени. Этого можно добиться путём оптимального выбора состава и энергии первичных частиц, увеличить их плотность тока, оптимально выбрать состав и морфологическую структуру (например, плотность) мишени. Пожалуй, всё. Выбор небольшой, если принять во внимание инженерные и экономические аспекты темы.

В данной главе мы проверим некоторые типы мишеней, которые гипотетически могут немного поднять выход нейтронов. Моделирование его было выполнено с использованием программы RHITS, которая подробно описана в главе 2. В качестве конверторов пучка лёгких ускоренных ионов в нейтронное излучение рассмотрены бериллий и литий. Исследовано влияние выбора типа частиц (дейтронов, протонов и альфа-частиц) и их энергий (12, 18 и 25 МэВ) на плотность потока нейтронов.

Экспериментально измерено угловое распределение потока нейтронов, возникающих в результате столкновения пучков дейтронов с мишенью из прессованного порошка бериллия. Полученные данные были сравнены с результатами других исследований, в которых использовались пучки дейтронов и мишени из плотного металлического бериллия.

Кроме того, были получены аппроксимационные выражения для потока нейтронов и средней энергии нейтронов в зависимости от энергии дейтронов в диапазоне энергий от 0,5 до 50 МэВ.

### 3.1. Моделирование циклотронных источников нейтронов

Цель данной работы – улучшить свойства источника нейтронов на базе циклотрона У-120 таким образом, чтобы получить качественный пучок частиц с характеристиками, благоприятными по плотности потока, пространственно-угловому распределению и спектральным свойствам для использования в клинической практике при лечении онкологических заболеваний.

Мы начнём с эмиссионных возможностей мишеней. В качестве первого шага попробуем найти условия, которые позволяют увеличить выход нейтронов при взаимодействии пучка ускоренных ионов с мишенью. Для их поиска было проведено моделирование этого процесса с использованием кода PHITS, который позволяет рассчитать поток нейтронов для любого материала мишени с использованием пучков как легких, так и тяжелых ускоренных ионов в широком диапазоне энергий.

Простейший анализ свойств материалов мишеней свидетельствует о том, что наиболее перспективными для нас являются бериллий и литий. Их свойства близки к оптимальным для получения значительных потоков быстрых нейтронов при бомбардировке легкими ионами (протоны, дейтроны, альфа-частицы) с энергией менее 30 МэВ [95-97].

Интересной особенностью их образования при высоких энергиях дейтронов (20-100 МэВ) является очень узкий конус выхода нейтронов. Другими словами, испускаемые нейтроны имеют сильно выраженную анизотропию выхода вперед (теоретически описано Р. Сербер как процесс "сдирания" [98]).

Затем исследовался выход нейтронов из бериллия в зависимости от энергии дейтронов. Кроме того, были проведены расчеты плотности потоков нейтронов с разными по составу пучками ионов с энергией 12 МэВ.

При моделировании в расчетах для легких ионов с энергиями от 2 до 25 МэВ. использовались следующие параметры программы:  $icntl=0$  и  $idwba=1$ .

На рисунке 3.1 представлены выходы быстрых нейтронов и угловые распределения. Мишень представляет собой диск диаметром 11 см и толщиной 3 мм, расположенный в точке  $z=10$  см и перпендикулярный оси Z. Пучок ионов

представляет собой цилиндр диаметром 2 см, расположенный в точке  $z=0$ , а направление ионного пучка - направление Z. В этих расчётах железный детектор с размерами  $2,3 \times 0,8 \times 0,2 \text{ см}^3$  расположен в точке  $z = 20 \text{ см}$ , как и в наших экспериментах.

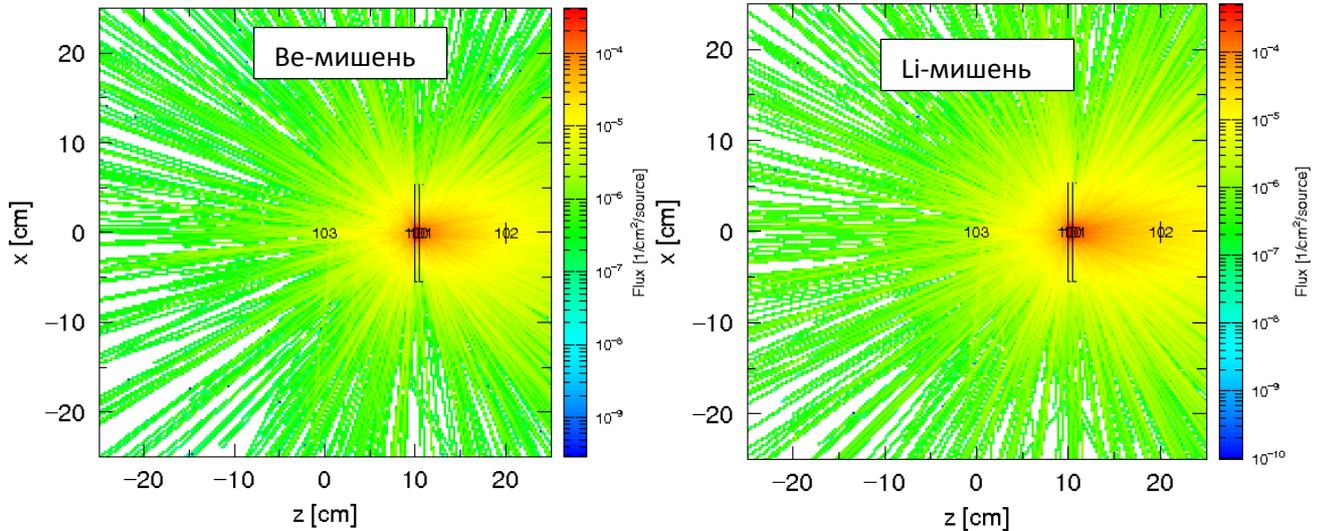


Рисунок 3.1. Пространственное распределение флюенса нейтронов, отнесённого к одной частице, создаваемого бомбардировкой дейтронами с энергией 12 МэВ в бериллиевой (слева) и литиевой (справа) мишенях. Здесь 101 - мишень, 102 - детектор, а 103 – источник дейтронов.

На рисунке 3.2 представлены расчётные спектры нейтронов для бериллиевой и литиевой мишеней, облучаемых пучком дейтронов с энергией 12 МэВ.

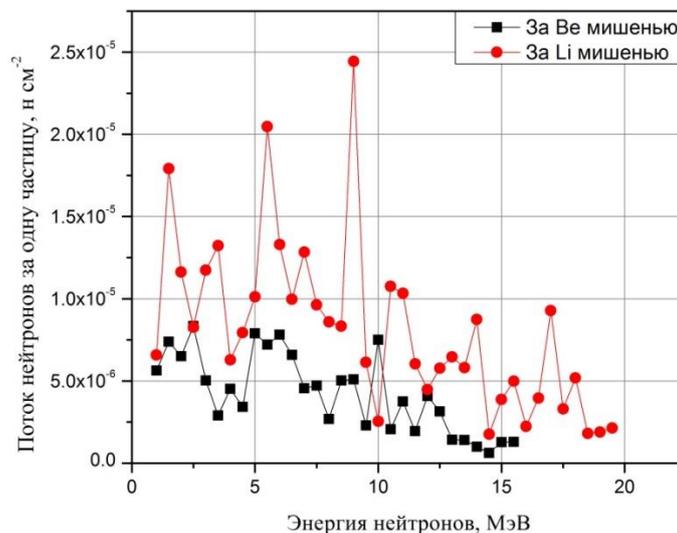


Рисунок 3.2. Расчётные флюенсы нейтронов на одну частицу первичного пучка при бомбардировке бериллиевой и литиевой мишеней дейтронами с энергией 12 МэВ.

Из рисунка 3.2 видно, что использование лития в качестве мишени может существенно увеличить выход нейтронов по сравнению с бериллием при той же энергии дейтронов. Эти два легких элемента наиболее часто используются для получения быстрых нейтронов, но бериллиевая мишень более предпочтительна, поскольку ее температура плавления составляет  $1287^{\circ}\text{C}$ , в отличие от литиевой, для которой она равна около  $180^{\circ}\text{C}$  [99]. Это важно при использовании пучков дейтронов с большой плотностью тока.

На рисунке 3.3 представлены результаты вычисления флюенса нейтронов на частицу при бомбардировке бериллиевой мишени дейтронами с энергиями 12, 18 и 25 МэВ.

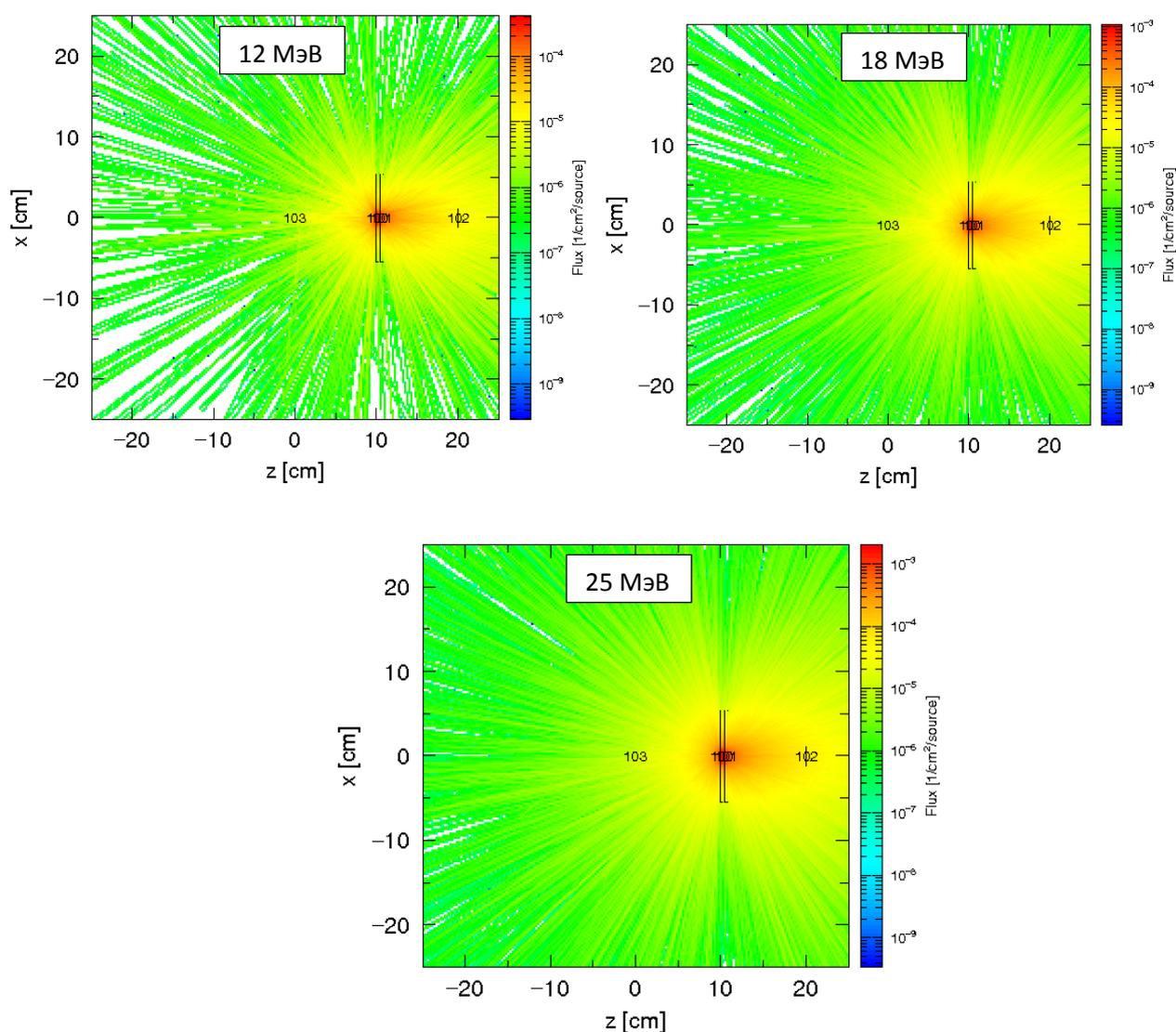


Рисунок 3.3. Пространственное распределение флюенса нейтронов, отнесённого к одной частице, при бомбардировке Be мишени дейтронами с энергией соответственно 12, 18 и 25 МэВ. Получено путём компьютерного моделирования с использованием кода PHITS.

На рисунке 3.4 представлены результаты расчёта пространственного распределения флюенсов нейтронов при бомбардировке бериллиевых мишеней пучками дейтронов с различными энергиями.

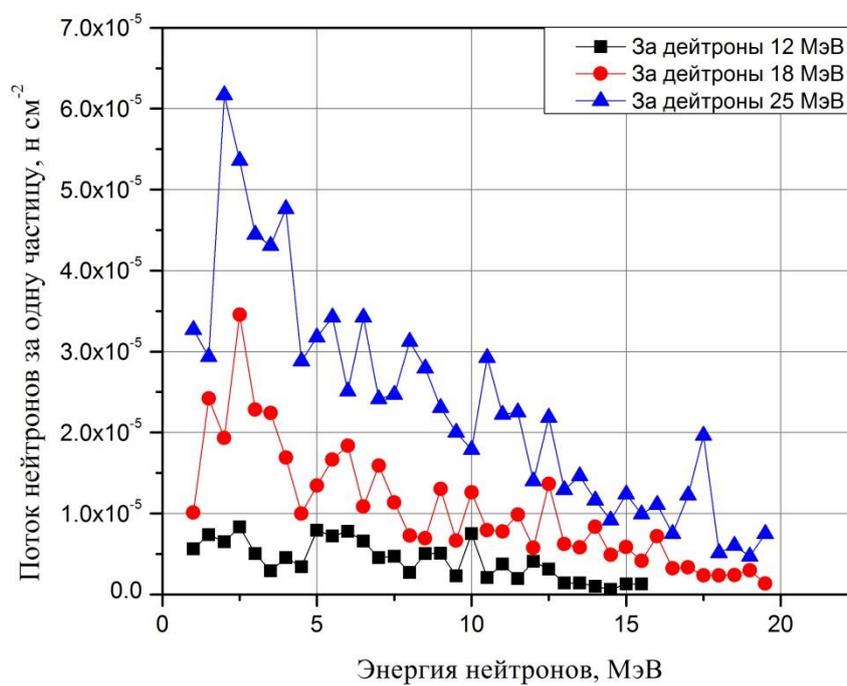


Рисунок 3.4. Величина флюенса нейтронов, отнесённого к одной частице первичного пучка дейтронов с энергией соответственно 12, 18 и 25 МэВ.

Увеличение энергии ионов приводит к росту выхода нейтронов (рисунок 3.4). Выбранные в расчётах энергии (12, 18 и 25 МэВ) актуальны для радиотерапии на основе не очень крупных ускорителей со средними энергиями частиц, например, для циклотрона У-120 ТПУ.

Далее были выполнены вычисления потоков нейтронов в зависимости от вида первичных частиц.

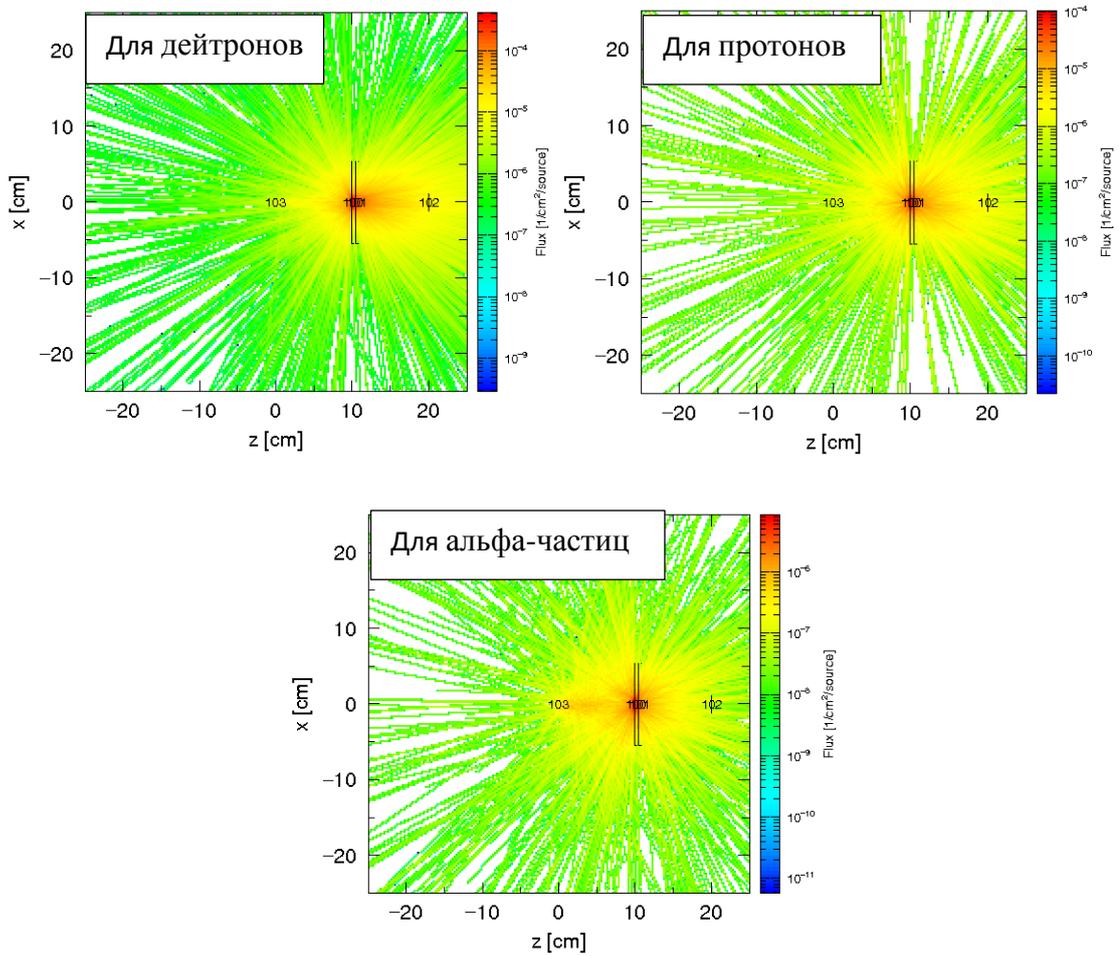


Рисунок 3.5. Пространственное распределение флюенса нейтронов, отнесённого к одной частице первичного пучка с энергией 12 МэВ, при облучении Ве мишени соответственно дейтронами, протонами и альфа-частицами. Получено путём компьютерного моделирования с использованием кода RHITS.

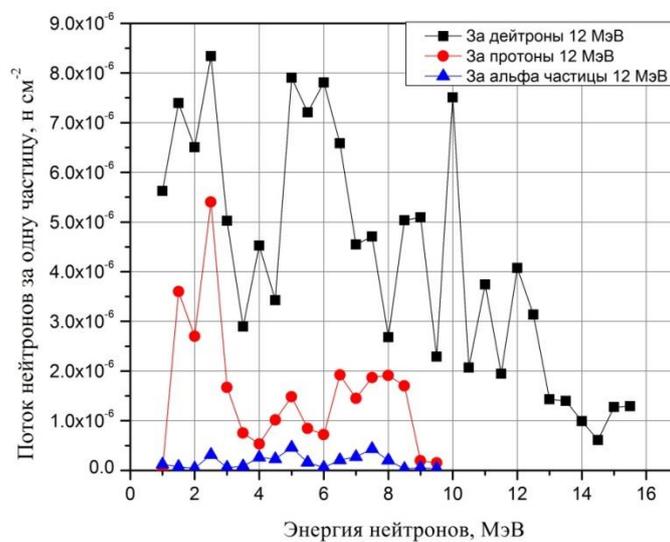


Рисунок 3.6. Величина флюенса нейтронов, отнесённая к одной частице первичного пучка, при бомбардировке Ве мишени дейтронами, протонами и альфа-частицами с энергией 12 МэВ.

Как показано на рисунке 3.5 и 3.6, пучки дейтерия производят быстрые нейтроны с гораздо большим выходом, чем при использовании протонов или альфа-частиц. Эти результаты согласуются с данными [100], так как энергия связи в ядре дейтерия мала (2,2 МэВ) и оно может быть разрушено на мишени [101]. В то время как энергия связи в ядре гелия очень высока и требует ионов высокой энергии, чтобы разрушить его и высвободить нейтроны. Поэтому для получения быстрых нейтронов предпочтительнее использовать пучки дейтронов.

Из рисунка 3.5 видно, что направление движения нейтронов, образующихся при облучении мишени пучком дейтронов, в основном совпадает с направлением движения ионов. В то время как при использовании протонов и, особенно альфа-частиц угловое распределение образующихся нейтронов почти одинаково во всех направлениях. Важно, чтобы большая часть генерируемых нейтронов двигалась в направлении входящего пучка. Это увеличит поток нейтронов и облегчит сборку пучка с использованием соответствующих коллиматоров для транспортировки в кабинеты лучевой терапии.

Из полученных результатов следует, что использование литиевой мишени предпочтительнее других для получения большого потока быстрых нейтронов. С другой стороны, использование дейтронов может дать более жёсткий спектр по сравнению с пучками протонов или альфа-частиц.

Итак, моделирование показало, что оптимальная схема получения наиболее интенсивного потока быстрых нейтронов имеет место при бомбардировке литиевой мишени дейтронами.

### **3.2. Исследование характеристик источника нейтронов из мишени на основе спрессованного порошка бериллия**

Во всех предыдущих работах использовалась литая (прокатанная) металлическая мишень. И, как показал анализ литературных источников, до сих пор никто систематически не исследовал аналогичные мишени, полученные путём прессования мелкодисперсных металлических частиц бериллия, а также их свойства (выходы быстрых нейтронов, спектры и т.д.). В данном разделе сделана

попытка рассмотреть эмиссионные свойства бериллиевой мишени, полученной из спрессованного металлического порошка.

### 3.2.1. Исследование углового распределения нейтронов

Важно измерить угловое распределение испускаемых нейтронов. Целью следующего эксперимента является изучение зависимости потока и спектра нейтронов от угла мишени относительно направления движения налетающего пучка дейтронов. Когда угол изменяется, толщина слоя бериллиевой мишени, через которую проходит пучок, также изменяется.

На рисунке 3.7 показано изменение толщины мишени Be при изменении ее угла относительно направления движения пучка дейтронов, а также соответствующего потока нейтронов.

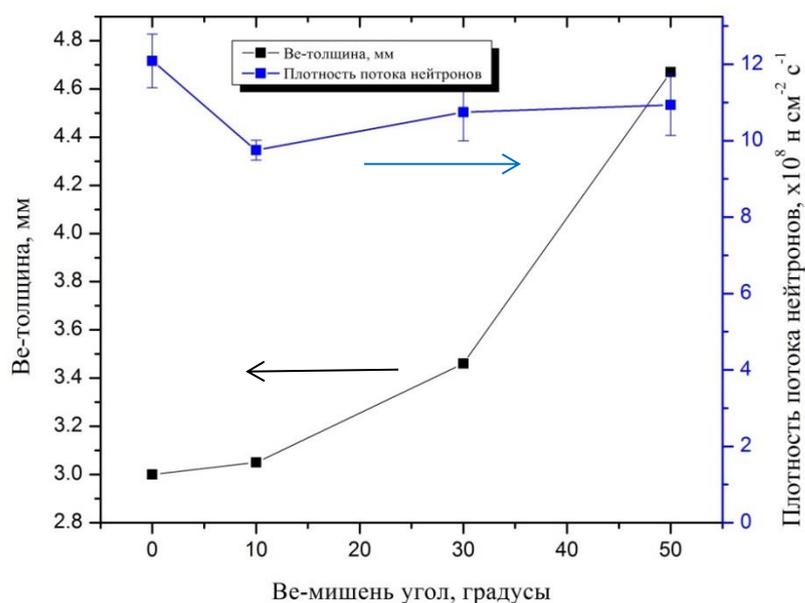


Рисунок 3.7. Зависимость среднего пробега нейтронов в плоской бериллиевой мишени толщиной 3 мм (кривая 1) и потока нейтронов (кривая 2) от угла её ориентации относительно направления движения пучка.

Из него видно, что нет существенных изменений потока нейтронов с изменением угла мишени и, соответственно, с её толщиной. За исключением значения потока нейтронов в случае перпендикулярности, где угол равен  $0^\circ$ .

Можно отметить, что при приближении к углу 0 градусов поток нейтронов немного возрастает, примерно на 8 процентов по сравнению с потоком под другими углами. Это может быть связано с экспериментальными ошибками (от 5-7 %). Измерения проводились с использованием детекторов из железной фольги, расположенных под углом 0°, где обычно должен регистрироваться максимальный поток нейтронов.

В таблице 3.1 представлено угловое распределение нейтронов, зарегистрированное с помощью нейтронно-активационного анализа с использованием фольг из алюминия и железа, расположенных в 5 угловых положениях: 0, 20, 40, -20 и -40 градусов для каждого угла мишени; 0, 10, 30 и 50 градусов на расстоянии 10 см от центра Ве мишени.

Экспериментальная установка показана на рисунке 2.11 в главе 2. Максимальная плотность потока нейтронов имела место при 0° для железной фольги и составляла примерно  $12 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , в то время как максимальная плотность потока нейтронов при 0° для алюминиевой фольги была близка к  $2 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Таким образом, отношение потоков быстрых нейтронов в диапазоне энергий (1 – 14 МэВ) и (6 – 14 МэВ) составляет примерно 6:1. Как следствие, доминирующим компонентом в спектре является поток нейтронов в области энергий (1 – 6 МэВ), который составляет около 83% от общего потока быстрых нейтронов.

Таблица 3.1. Распределения нейтронов в зависимости от угла пучка относительно мишени для детекторов из Al и Fe фольг, расположенных под углами 0, 20, 40, -20 и -40 градусов. Первая строка таблицы содержит значения для детекторов из фольги Al и Fe, которые расположены на поверхности Ве мишени.

Образцы		Плотность потока нейтронов [ $\times 10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ] $\pm$ погрешность	
Угол мишени	Угол детектора [градусы]	Al детекторы [6 - 14 МэВ]	Fe детекторы [1 -14 МэВ]
0°	0°	14,75 $\pm$ 0,15	84,60 $\pm$ 1,10
0°	40°	0,70 $\pm$ 0,01	3,25 $\pm$ 0,14

Продолжение таблицы 3.1.

10°	20°	$1,31 \pm 0,01$	$7,13 \pm 0,11$
	0°	$1,90 \pm 0,02$	$12,09 \pm 0,70$
	-20°	$1,35 \pm 0,02$	$7,50 \pm 0,15$
	-40°	$0,76 \pm 0,02$	$3,90 \pm 0,10$
	40°	$0,54 \pm 0,02$	$3,21 \pm 0,20$
	20°	$1,25 \pm 0,03$	$6,30 \pm 0,20$
	0°	$1,64 \pm 0,03$	$9,75 \pm 0,26$
	-20°	$1,30 \pm 0,03$	$6,83 \pm 0,15$
	-40°	$0,59 \pm 0,02$	$3,74 \pm 0,20$
30°	40°	$0,86 \pm 0,01$	$4,56 \pm 0,30$
	20°	$1,58 \pm 0,02$	$7,48 \pm 0,42$
	0°	$1,78 \pm 0,02$	$10,75 \pm 0,75$
	-20°	$1,35 \pm 0,01$	$6,44 \pm 0,36$
	-40°	$0,69 \pm 0,01$	$4,41 \pm 0,22$
50°	40°	$0,64 \pm 0,01$	$3,68 \pm 0,16$
	20°	$1,33 \pm 0,01$	$6,09 \pm 0,35$
	0°	$1,69 \pm 0,02$	$10,94 \pm 0,80$
	-20°	$1,37 \pm 0,01$	$7,00 \pm 0,35$
	-40°	$0,69 \pm 0,01$	$4,39 \pm 0,13$

На рисунке 3.8 представлены значения угловых распределений нейтронов, приведенные в таблице 3.1. Это - полярная угловая диаграмма, где вертикальная шкала соответствует плотности потока нейтронов, и каждый шаг шкалы на ней представлен одним кругом на диаграмме. Можно представить, что Ве мишень расположена в центре фигуры, перпендикулярной вертикальной шкале.

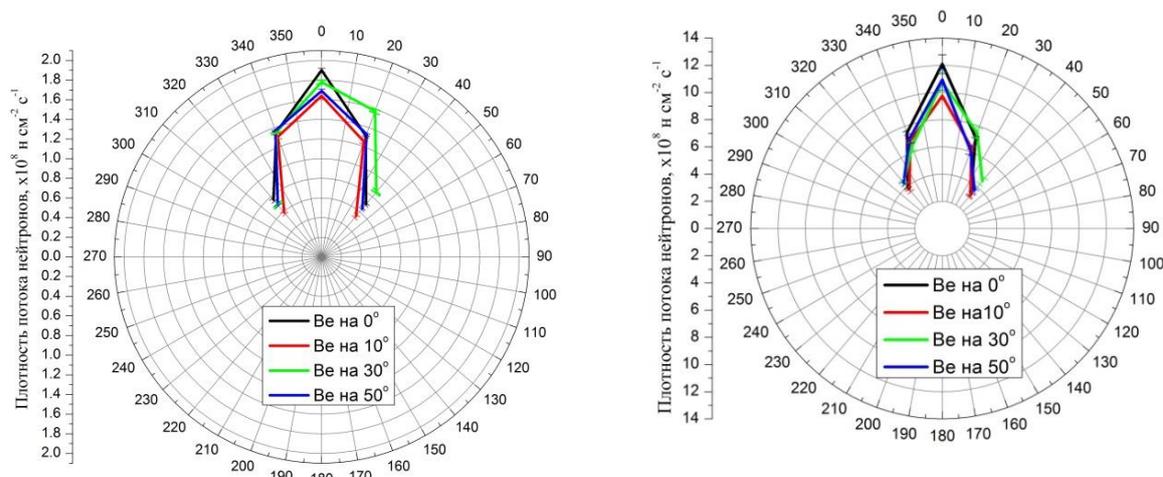


Рисунок 3.8. Угловые распределения быстрых нейтронов, созданных путём воздействия дейтронов с энергией 12 МэВ на Ве мишень, в зависимости от угла между нормалью к мишени и направлением падающего пучка дейтронов. Результаты для детектора из Al (слева) и из Fe фольги (справа).

Как видно из рисунка 3.8, угловые распределения нейтронов почти симметричны, за исключением случая, когда угол мишени относительно нормали составляет 30° для Al детектора на 20°. Причиной этой разницы может быть небольшое отклонение от его углового положения, и это подтверждает, что этой разницы не существует на схеме Fe детектора, который расположен в том же угловом положении (20 градусов). Масштабы на двух диаграммах различаются из-за того, что Fe детекторы регистрируют гораздо больше нейтронов, чем Al детекторы, поскольку железная фольга обладает способностью регистрировать нейтроны в диапазоне энергий (от 1 до 14 МэВ), в то время как для Al фольги это (от 6 до 14 МэВ).

Полученные данные в таблице 3.1 и на рисунке 3.8 были представлены другими способами в обычных координатах на рисунках 3.9, 3.10 и 3.11, чтобы четко показать различия между ними. На рисунке 3.9 представлено изменение

плотности потока нейтронов при изменении углового положения детекторов для каждого значения мишенного угла.

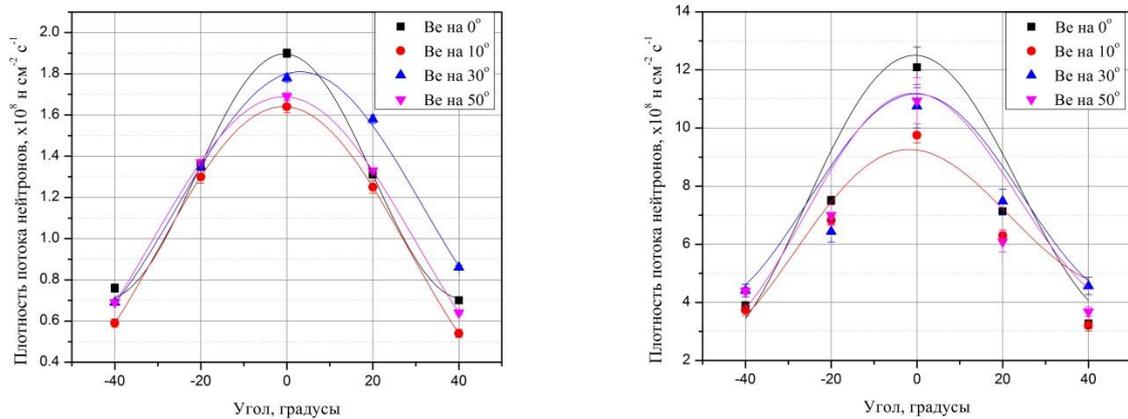


Рисунок 3.9. Результаты измерения плотности потока нейтронов в зависимости от угла установки детектора для каждого значения мишенного угла, как показано на рисунке 3.8, но по-другому в обычной системе координат. Результаты от детектора Al (слева) и от детектора Fe (справа).

На рисунке 3.9 различия между кривыми выглядят более четкими и очевидными, чем на полярной угловой диаграмме. При угле детектора  $0^\circ$  поток нейтронов внезапно падает примерно на 20%, когда мишенный угол изменяется с  $0^\circ$  до  $10^\circ$ , а затем увеличивается между ними в случае детекторов из Fe фольги. С другой стороны, для детекторов с алюминиевой фольгой падение составляет чуть менее 20%. Расхождения обычно уменьшаются с увеличением угла детектора, пока они не станут почти одинаковыми для  $+40^\circ$  и  $-40^\circ$ .

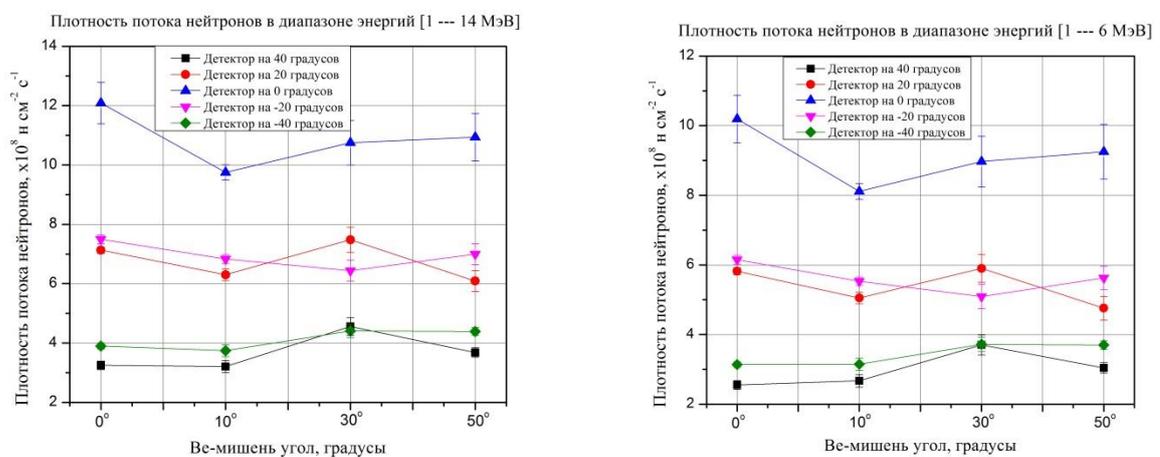


Рисунок 3.10. Плотность потока нейтронов в диапазоне энергий 1-14 МэВ (слева) и в диапазоне 1-6 МэВ (справа) в зависимости от угла Ве мишени для каждого случая углового положения детекторов Al и Fe.

На рисунке 3.11 показаны спектры нейтронов при углах Ве мишени соответственно 0, 10, 30 и 50 градусов для пяти углов Al и Fe детекторов (40, 20, 0, -20 и -40 градусов). Из него видно, что при нормальном падении пучка на Ве мишень поток нейтронов примерно на 20% больше по сравнению с потоками для других углов.

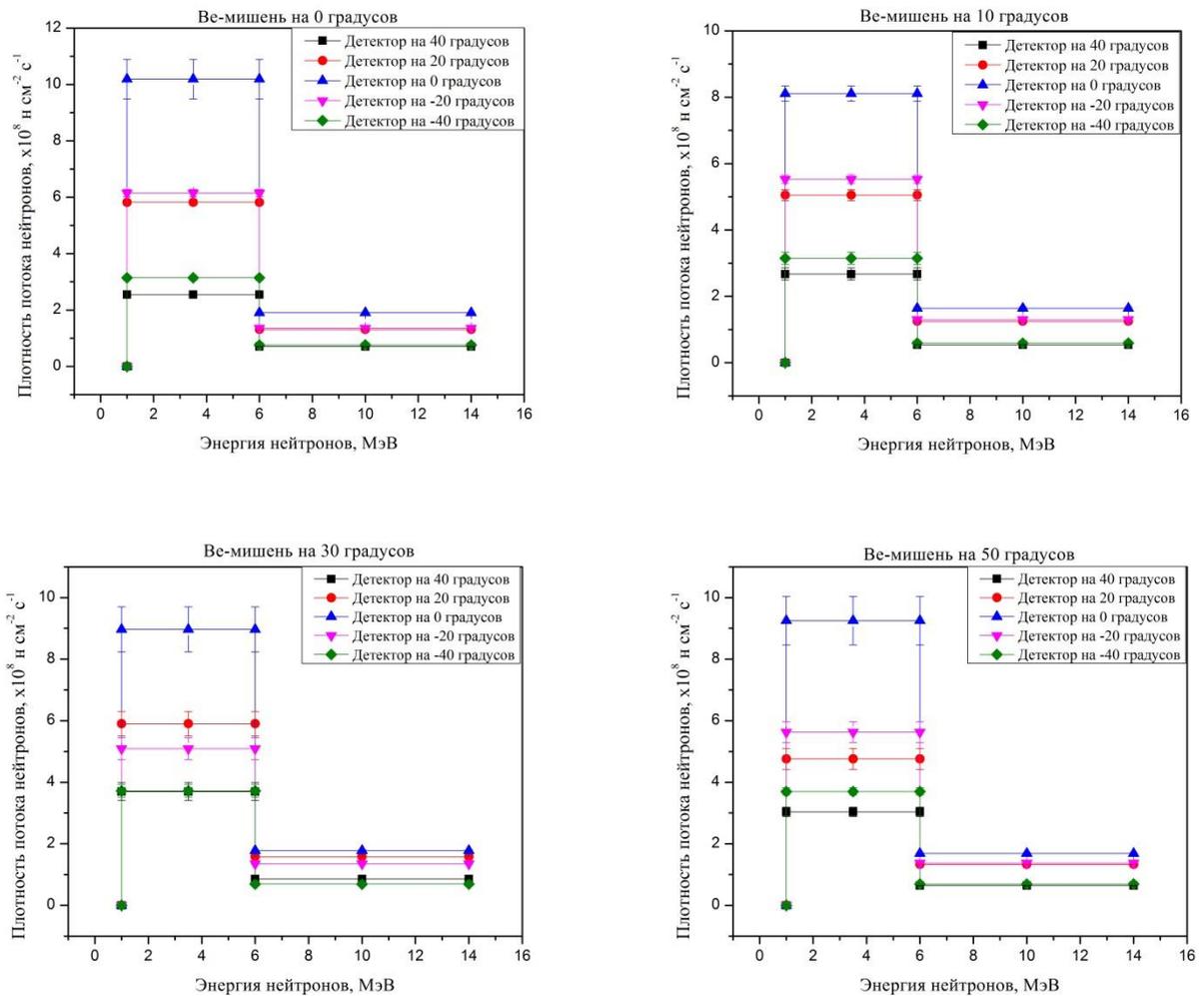


Рисунок 3.11. Спектры нейтронов в зависимости от угла установки детектора при различных углах мишени.

Сравним наши результаты измерения плотности потока нейтронов для пучка дейтронов с энергией 12 МэВ, током 5 мкА, на детекторе, расположенном в 10 см от мишени и угле  $0^\circ$  для детекторов Al и Fe, с результатами работы [25]. Можно заметить, что плотность потока нейтронов для твердой Ве мишени достигает  $9 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , а для мишени из спрессованного порошка он приближается к  $12 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , т.е. он увеличился примерно на треть.

Полученные результаты измерения плотности потоков нейтронов были сравнены с результатами нашей предыдущей работы, выполненной с использованием цилиндрической литой бериллиевой мишени толщиной 2 мм и диаметром 5 см [15] (см. таблицу 3.2).

Таблица 3.2. Результаты измерения плотность потока нейтронов, полученные при облучении литой и прессованной Ве мишени дейтронами с энергией 12 МэВ (ток дейтронов 5 мкА, вплотную к мишени).

	Плотность потока нейтронов для мишени, прессованной из бериллиевого порошка, ( $10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ )	Плотность потока нейтронов для мишени, из литого бериллия [15] ( $10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ )
Детектор из железной фольги	$84,60 \pm 1,10$	$52,9 \pm 2,5$
Детектор из алюминиевой фольги	$14,75 \pm 0,07$	$22,7 \pm 0,2$

Результаты, представленные в таблице 3.2, свидетельствуют о том, что переход от литой мишени к спрессованной из металлического бериллиевого порошка, привёл к повышению плотности потока нейтронов. Оно составляет около 1,6 раза в диапазоне 1 – 14 МэВ.

Важно измерить поток быстрых нейтронов для порошковой мишени в зависимости от энергии дейтронов. Это поможет нам оценить перспективы полученных результатов в отношении их практического применения при разработке циклотронных источников нейтронов.

Более того, сравнивая наши результаты измерений углового распределения нейтронов с данными работы [15], можно увидеть, что для твердой мишени доля нейтронов с энергий в интервале 1 – 6 МэВ составляет около 57%, а в интервале 6 – 14 МэВ - 43%. С другой стороны, согласно нашим результатам поток нейтронов на мишени, спрессованной из Ве порошка, в диапазоне энергий 1 – 6 МэВ составляет около 83% от общего потока, а в диапазоне 6 – 14 МэВ -17%.

Эта работа по определению плотности потока нейтронов была выполнена и полученные данные представлены на рисунке 3.10. Показано, что

результатирующие потоки быстрых нейтронов с энергиями 1-6 МэВ составляют около 83% от общего потока.

Этот результат важен для определения средней энергии нейтронов (около 5 МэВ), находящихся в этом диапазоне. Таким образом, он не очень широк. И это может помочь свести к минимуму количество нежелательных быстрых нейтронов с энергией выше 6 МэВ и ниже 1 МэВ, которые не способствовали процессу лучевой терапии. Это позволит минимизировать дозу, поглощаемую здоровыми тканями.

В следующем разделе мы подробнее рассмотрим этот результат и выясним причины, которые могут его вызвать.

### **3.2.2. Исследование выхода быстрых нейтронов в зависимости от состояния бериллиевой мишени**

В данном разделе будут представлены результаты исследований эмиссионных свойств мишеней из спрессованного бериллиевого порошка. Потом они будут сравнены с подобными результатами, относящимися к литым мишеням, и данными других авторов.

Для определения потока быстрых нейтронов в диапазоне энергий от 1 до 14 МэВ был использован нейтронно-активационный анализ. В качестве драйвера для инициации эмиссии нейтронов мы в наших экспериментах использовали дейтроны, ускоренные в циклотроне до энергии 12,0 МэВ.

Детекторами быстрых нейтронов служили фольги из алюминия и железа. В главе 2, на рисунках 2.7 и 2.8 показана мишень, представляющая собой «таблетку» из порошка бериллия толщиной около  $0,3 \pm 0,02$  см, запрессованного в медную форму диаметром 11,12 см и толщиной 0,485 см. Плотность бериллиевой мишени оценивалась примерно в  $1,2 \pm 0,2$  г/см<sup>3</sup>.

Детектор из железа имеет размеры  $2,25 \times 0,8 \times 0,1$  см<sup>3</sup> и вес 1,44 г., из алюминия -  $2,1 \times 2 \times 0,1$  см<sup>3</sup> и вес 1,134 г соответственно.

Снизить энергию дейтронов, используемых в наших экспериментах, можно путём торможения частиц в алюминиевых фильтрах. Оптимальная толщина их

для наших энергий составляет 0,1, 0,2, 0,3 и 0,4 мм. При этом они имеют размеры  $5 \times 5 \text{ см}^2$  и закрепляются во входном отверстии пластикового контейнера, как показано на рисунке 2.11.

Эти фильтры тоже испускают быстрые нейтроны в результате ядерной реакции  $^{27}\text{Al}(d,n)^{28}\text{Si}$ , которые вносят свой вклад в общий поток, измеряемый с помощью железного и алюминиевого детекторов. Таким образом, для определения потока, испускаемого только бериллиевой мишенью, необходимо из общего потока вычесть компоненту, испускаемую алюминиевыми фильтрами.

Чтобы определить выход быстрых нейтронов, образующихся в результате взаимодействия дейтерия и алюминия при нормальном падении пучка на мишень, мы использовали данные [75, 102]. В этих работах авторы измерили поток нейтронов для аналогичной мишени, но для трех различных энергий дейтронов: 5, 9 и 40 МэВ. Поэтому мы можем выполнить подгонку кривой по этим трем значениям энергии и построить наиболее подходящее уравнение этой кривой, как показано на рисунке 3.12. Затем можно рассчитать поток нейтронов, испускаемый алюминиевой мишенью при энергии дейтронов 12 МэВ (она такая же, как и в наших экспериментах). Надо отметить, что вертикальная ось на рисунке 3.12 представляет собой поток нейтронов в единицах измерения (нейтрон  $\text{мкКл}^{-1} \text{ср}^{-1}$ ), и его следует преобразовать, чтобы он соответствовал нашей единице измерения (нейтрон  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

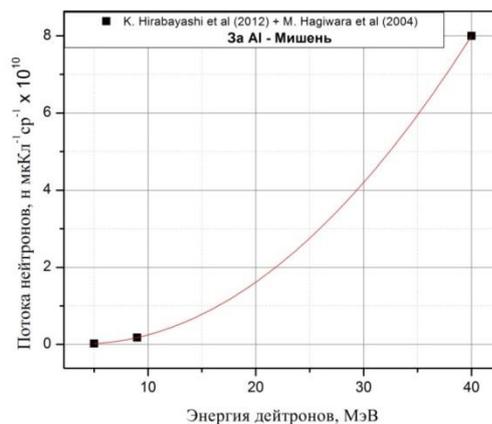


Рисунок 3.12. Наилучшее соответствие экспериментальных данных потока нейтронов при  $0^\circ$  в зависимости от энергии ионов дейтрона для реакции  $^{27}\text{Al}(d, n)^{28}\text{Si}$  взято из работ [75, 102].

Подобранное выражение, соответствующее данным на рис. 3.12 [75, 102], выглядит следующим образом:

$$\phi (\times 10^{+10} \text{ н. } \mu\text{C}^{-1} \cdot \text{Sr}^{-1}) = 0.098 - 0.0456 E_d + 0.00608 E_d^2, \quad (3.1)$$

где  $\Phi$  – поток нейтронов в [нейтрон мкКл<sup>-1</sup> ср<sup>-1</sup>],  $E_d$  – энергия дейтронов, [МэВ]. Из выражения (3.1), расчетный поток быстрых нейтронов, испускаемых в результате реакции пучка дейтронов с энергией 12 МэВ с фольгой из алюминия при 0°, составляет примерно  $4,3 \times 10^9$  нейтронов. мкКл<sup>-1</sup>.ср<sup>-1</sup> или  $2,15 \times 10^8$  нейтрон см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> при 5 мкА тока пучка D<sup>+</sup> и на расстоянии 10 см от Ве мишени (источника). Поэтому это значение необходимо вычесть из значений потока нейтронов, измеренных детекторами из Fe фольги, расположенными на 0°.

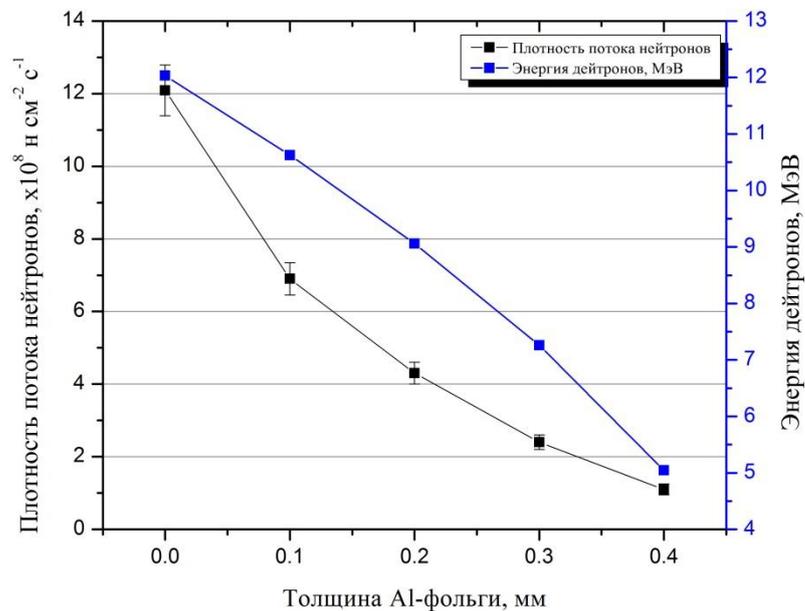


Рисунок 3.13. Толщина алюминиевых фильтров и соответствующие ей энергия дейтронов и поток нейтронов для спрессованной Ве мишени.

Энергия дейтронов уменьшается почти линейно с увеличением толщины алюминиевых фильтров, то время как потоки нейтронов от спрессованной Ве мишени уменьшаются медленнее, по мере увеличения толщины алюминиевого фильтра, как это показано на рисунке 3.13. При прохождении пучка дейтронов

через мишень их энергия будет постепенно уменьшаться, и, следовательно, сечение взаимодействия резко падает, как показано на рисунке 1.12 в первой главе. Энергия дейтронов после прохождения алюминиевых фильтров рассчитывалась с помощью программы LISE++ версии 15.23.22 [76]. Значения полученных плотностей потока нейтронов приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3. Толщины алюминиевого фильтра, соответствующие им энергии дейтронов и плотности потока нейтронов из спрессованной Be мишени.

Толщина алюминиевого фильтра [мм]	Энергия дейтронов [МэВ]	Плотности потоков нейтронов от бериллиевой мишени (на 0°) ( $\times 10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )		
		Алюминиевый детектор [6 -14 МэВ]	Железный детектор [1 -14 МэВ]	Чистый нейтронный поток (обусловлен только бериллием)
0	12,033	$1,90 \pm 0,02$	$12,09 \pm 0,70$	$12,09 \pm 0,70$
0,1	10,627	$1,10 \pm 0,01$	$9,00 \pm 0,45$	$6,85 \pm 0,45$
0,2	9,060	$0,77 \pm 0,01$	$6,50 \pm 0,30$	$4,35 \pm 0,30$
0,3	7,261	$0,53 \pm 0,01$	$4,60 \pm 0,20$	$2,45 \pm 0,20$
0,4	5,045	$0,53 \pm 0,01$	$3,20 \pm 0,15$	$1,05 \pm 0,15$

Эти результаты впервые получены при использовании мишени из спрессованного Be порошка при токе пучка  $D^+$  5 мкА и на расстоянии 10 см от источника.

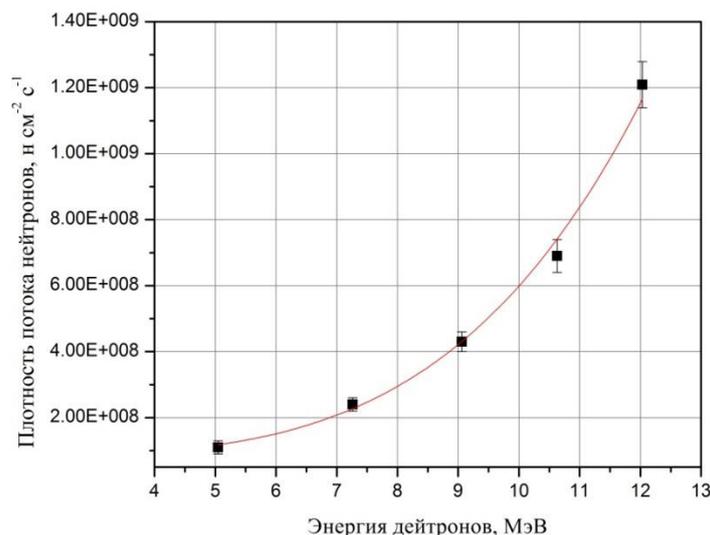


Рисунок 3.14. Экспериментальные данные и кривая наилучшего соответствия плотности потока быстрых нейтронов, испускаемых спрессованной мишенью Ве при  $0^\circ$  для различных энергий падающих дейтронов.

Формула (3.2) даёт результаты, наилучшим образом соответствующие экспериментальным данным, представленным на рис. 3.14 :

$$\phi \text{ (н. см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}\text{)} = 4.97 \times 10^4 E_d^{4.0146} + 8.5 \times 10^7, \quad 5 \text{ MeV} \leq E_d \leq 15 \text{ MeV}, \quad (3.2)$$

где  $\Phi$  - плотность потока нейтронов,  $E_d$  - энергия дейтронов, [МэВ]. Это уравнение хорошо описывает поток нейтронов в этом конкретном диапазоне энергий дейтронов. Её повышение вызывает резкое увеличение потока нейтронов по сравнению с предыдущими данными, в которых использовалась твердая Ве мишень.

Таблицы 3.4 и 3.5 предназначены для сравнения плотностей потока нейтронов, возникающих при столкновении пучка дейтронов с твердыми бериллиевыми мишенями из предыдущих исследований (ссылки в таблице) и данной работы, в которой использовалась мишень из спрессованного порошка бериллия. Значения потока нейтронов в предыдущих работах были пересчитаны в соответствии с единицей измерения (нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) для тока пучка дейтронов 5 мкА на расстоянии 10 см от мишени. Было установлено, что значения плотностей потока нейтронов практически совпадают с результатами этого исследования при

относительно низких энергиях дейтерия (12 МэВ и менее). Появление несоответствий начинается с увеличением энергии дейтронов.

Таблица 3.4. Результаты измерений (литературные данные) среднего значения энергии быстрых нейтронов и плотности их потока по реакции  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$ , перенормированные на наши параметры облучения бериллиевой мишени из спрессованного порошка.

Ссылки на публикации	Энергия дейтронов, $E_d$ [МэВ]	Ток пучка дейтронов, $I_d$ , [мкА]	Среднее значение энергии нейтронов, $E_n$ , [МэВ]	Плотность потока нейтронов, $\Phi_n$ , [нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ]	Расстояние источник-детектор [см]	Толщина бериллиевой мишени [мм]
[103]	20	5	7,7	$5,5 \times 10^{10}$ ( $\pm 8\%$ )	1,4	8
	20	5	7,7	$2,78 \times 10^9$ ( $\pm 8\%$ )	10	
[104]	10,3	5	4,9	$1,4 \times 10^{10}$ ( $\pm 8\%$ )	1,4	8
	10,3	5	4,4	$5 \times 10^8$ (8%)	10	
[105]	15	5	6,2	$3,1 \times 10^{10}$ ( $\pm 8\%$ )	1,4	8
	15	5	6,2	$1,67 \times 10^9$ ( $\pm 8\%$ )	10	
[26]	40	5	17	$2 \times 10^{10}$ ( $\pm 20\%$ )	10	6,3
[21]	14,8	5	5,2	$2 \times 10^9$ ( $\pm 25\%$ )	10	11,6

Продолжение таблицы 3.4.

	18	5	5,8	$3 \times 10^9$ (±25%)	10	
	23	5	7,6	$5,85 \times 10^9$ (±25%)	10	
	35	5	14	$9,55 \times 10^9$ (±25%)	10	
[106]	0,5	5		$3 \times 10^4$ (±6%)	10	1
	0,7	5		$7,5 \times 10^4$	10	
	1	5		$3 \times 10^5$ (±6%)	10	
	1,5	5		$2 \times 10^6$ (±6%)	10	
	2	5		$5 \times 10^6$ (±6%)	10	
	2,5	5		$1 \times 10^7$ (±6%)	10	
	3	5		$1,75 \times 10^7$ (±6%)	10	
[43]	9	5	3,5	$4,5 \times 10^8$ (±15%)	10	2,56
	14	5	5.3	$1,35 \times 10^9$ (±15%)	10	

Продолжение таблицы 3.4.

	18	5	6,8	$2,6 \times 10^9$ (±15%)	10	
[107]	16	5		$1,45 \times 10^9$ (±10%)	10	3
[24]	16	5		$1,55 \times 10^9$ (±10%)	10	1,1
	33	5		$1,4 \times 10^{10}$ (±10%)	10	
	50	5		$2,9 \times 10^{10}$	10	
[23]	2,6	5	1,9	$1,3 \times 10^7$ (±4%)	10	0,75
	4,2	5	2,4	$5,84 \times 10^7$ (±4%)	10	
	5,8	5	2,8	$1,4 \times 10^8$ (±4%)	10	
	7	5	3,2	$2,3 \times 10^8$ (±4%)	10	
Результаты данной работы	12,033	5		$12,09 \times 10^8$ (±4%)	10	прессованный Ве-порошок, 3 мм
	10,627	5		$6,85 \times 10^8$ (±6%)	10	
	9,06	5		$4,35 \times 10^8$ (±7%)	10	

Продолжение таблицы 3.4.

7,261	5		$2,45 \times 10^8$ ( $\pm 8\%$ )	10
5,045	5		$1,05 \times 10^8$ ( $\pm 10\%$ )	10

При энергии дейтронов 12 МэВ в наших экспериментах поток нейтронов примерно равен их потоку при энергии дейтронов 14 МэВ [108]. При энергии дейтронов 12 МэВ поток нейтронов в максимуме достиг  $(12,09 \pm 0,7) \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , что сравнимо с данными [104, 108], где поток нейтронов был равен  $(13,5 \pm 2,03) \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  при энергии дейтрона 14 МэВ и, соответственно,  $(5 \pm 0,4) \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  при энергии дейтронов 10,3 МэВ.

Хотя энергия дейтрона в экспериментах К.А. Уивера была чуть больше 12 МэВ [43], поток нейтронов очень близок к нашим результатам. При этом, хотя в опытах М. Стефаника [104], где энергия дейтрона была 10,3 МэВ, что тоже близко к 12 МэВ, у нас поток нейтронов был примерно в 2,5 раза больше. Причина его увеличения в наших опытах связана с наличием медной формы, которая содержит спрессованный порошок бериллия.

Металлическая медь тоже может вносить свой вклад за счет реакции  $\text{Cu}(n, 2n)$  и, таким образом, увеличивать плотность потока нейтронов.

Таблица 3.5. Сравнение значений потока нейтронов, полученных по результатам наших экспериментов с использованием спрессованного порошка Ве и предыдущих работ с твердой Ве мишенью.

Энергия дейтрона, [МэВ] [ссылка]	Чистый поток нейтронов из предыдущих работ (в $0^\circ$ ) [ $\times 10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ]	Энергия дейтрона [МэВ] (наши результаты)	Чистый поток нейтронов от наши результаты (в $0^\circ$ ) [ $\times 10^8$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ]
14 [109]	$13.5 \pm 2.03$	12.033	$12.09 \pm 0.7$

Продолжение таблицы 3.5.

10.3 [105]	$5.0 \pm 0.4$	10.627	$6.85 \pm 0.45$
9 [109]	$4.5 \pm 0.68$	9.060	$4.35 \pm 0.30$
7 [23]	$2.3 \pm 0.09$	7.261	$2.45 \pm 0.20$
5.8 [23]	$1.4 \pm 0.06$	5.045	$1.05 \pm 0.15$

На рисунке 3.15 представлены данные сравнения плотности потока нейтронов из наших экспериментов и других работ (из таблицы 3.4).

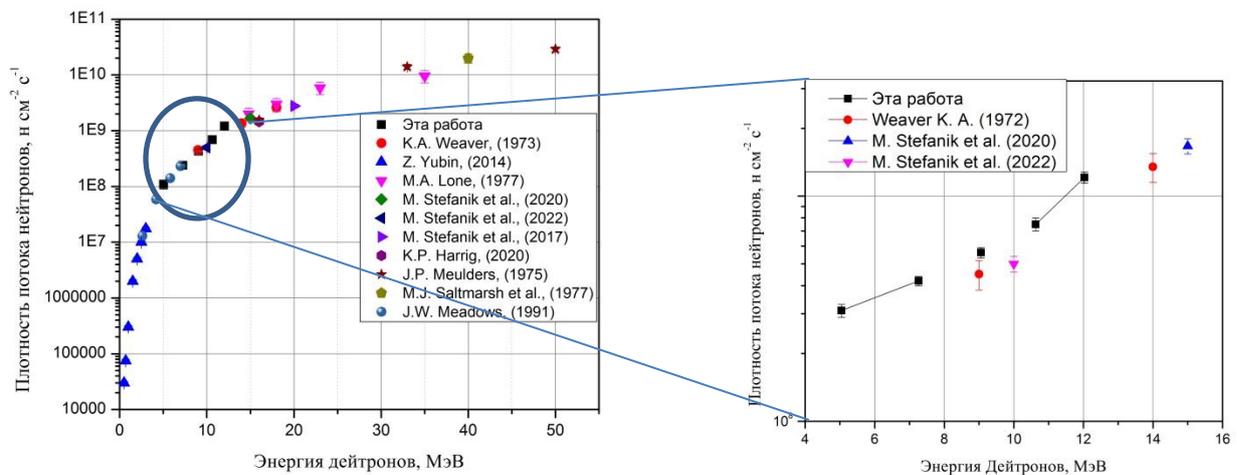


Рисунок 3.15. Сравнение плотностей потока быстрых нейтронов, полученных автором диссертации, и другими авторами. Значения выхода нейтронов при  $0^\circ$  и на расстоянии 10 см между мишенью и детектором.

Необходимо было сравнить наши экспериментальные результаты по потоку нейтронов с результатами других авторов, которые использовали твердую мишень. Рисунок 3.15 содержит экспериментальные результаты работ, в которых использовалась твердая бериллиевая мишень [21, 24, 26, 103-109] и наши данные, полученные на мишени в виде прессованного порошка (в медной форме) в диапазоне энергий дейтронов от 0,5 МэВ до 50 МэВ. Из этого рисунка видно, что все экспериментальные точки, включая нашу, ложатся на кривую без больших

отклонений (с учетом экспериментальных погрешностей). Ниже приведено аппроксимационное выражение для этой зависимости.

$$\phi \text{ (n. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}\text{)} = 2.088 \times 10^6 E_d^{2.4615}, \quad E_d \geq 3.5 \text{ MeV}, \quad (3.3)$$

В формуле (3.3), чтобы свести стандартные отклонения к минимуму и получить наилучшее соответствие данных ( $R^2=0.98$ ) для энергий дейтронов до 50 МэВ и более, мы исключили результаты, взятые из работы [106] для дейтрона с энергией ниже 3,5 МэВ. Кроме того, если включить все данные, мы можем получить другое формулу. Следующий вариант представляет собой наилучшую подгонку ( $R^2=0.98$ ), но с более высокими отклонениями в некоторых диапазонах энергий:

$$\phi \text{ (n. cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}\text{)} = \frac{4.214 \times 10^5 E_d^{3.12686}}{1 + 2.89 \times 10^{-5} E_d^{3.12686}}, \quad E_d \leq 35 \text{ MeV}, \quad (3.4)$$

Выражение (3.4) подходит для области энергий дейтронов менее 35 МэВ. Но у нее есть отклонения от некоторых экспериментальных данных, достигающие 30% для энергий дейтронов выше 4 МэВ.

Эти выражения необходимы для расчета плотности потока нейтронов при определенной энергии дейтронов. Например, если у нас есть ускоритель, который может генерировать дейтроны с энергией 13,6 МэВ, и нам нужно доставить определенную мощность дозы нейтронов в раковые ткани, мы должны знать значения плотности потока нейтронов и их среднюю энергию (см. рисунок 3.16).

Нет иного прямого способа измерить эти два параметра, кроме как с помощью нейтронного спектрометра. Но, если такого инструмента нет, предложенные уравнения полезны для прогнозирования этих параметров. Иногда для лечения раковых тканей, расположенных вблизи поверхности, при нейтронно-лучевой терапии нам требуется та же плотность потока нейтронов, но с меньшей средней энергией. В этом случае нам следует использовать фильтры для

замедления быстрых нейтронов до нужной энергии. Таким образом, с помощью этих уравнений мы можем оптимизировать режим лечения пациента.

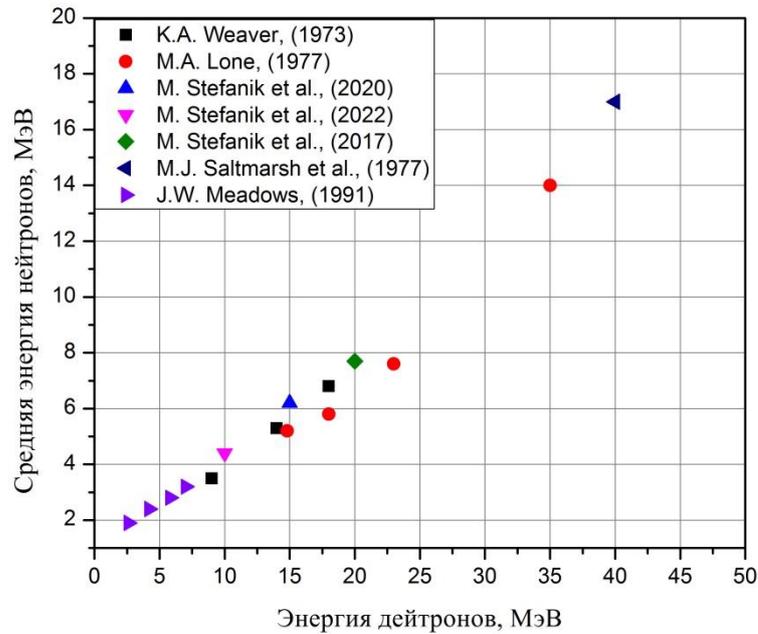


Рисунок 3.16. Средняя энергия нейтрона как функция энергии падающего дейтрона, взятая из предыдущей литературы в диапазоне энергий дейтрона от 2,6 МэВ до 40 МэВ (из таблицы 3.4).

Помимо потока нейтронов вторым важным параметром при исследовании образования нейтронов в реакциях (d+Be) является их средняя энергия. Её значение актуально в зависимости от области, где она используется. На рис. 3.16 представлено сравнение усредненной энергии нейтронов как функции энергии налетающих дейтронов, полученных в ряде предыдущих работ [21, 26, 103-105, 108, 109]. Данные, кажется, выстраиваются в прямую линию, но эта линия немного наклонена вверх после энергии дейтрона 25 МэВ. Поэтому мы реализовали два способа подгонки данных. Первый с помощью прямой линии, а второй с использованием асимптоты кривой к этим данным следующим образом:

$$\bar{E}_n = 0.3888 E_d + 0.22, \quad 2.6 \text{ MeV} \leq E_d \leq 40 \text{ MeV}, \quad (3.5)$$

$$\bar{E}_n = 0.07686 E_d^{1.4267} + 1.888, \quad 2.6 \text{ MeV} \leq E_d \leq 40 \text{ MeV}, \quad (3.6)$$

Выражение (3.5) более близко к формуле, полученной в работах [20, 21 и 24], в то время как выражение (3.6) показывает, что средние энергии нейтронов будут постоянно увеличиваться быстрее, чем по уравнению (3.5) в интервале энергии дейтрона примерно от 30 до 40 МэВ.

Из выражения (3.2), которое представляет собой обобщение наших экспериментальных результатов, не ясно, может ли оно применяться для энергии дейтрона выше 15 МэВ, поскольку в научной литературе мы не нашли данных о том, что кто-либо измерял потоки нейтронов на мишенях из спрессованного порошка бериллия.

Если предположить, что выражение (3.2), которое использовалось для расчета потока нейтронов от спрессованной бериллиевой мишени в медной форме, будет справедливо для энергий дейтронов до 50 МэВ, мы можем сравнить их плотность потока нейтронов со значениями, полученными из выражения (3.3). Эти результаты представлены на рисунке 3.17.

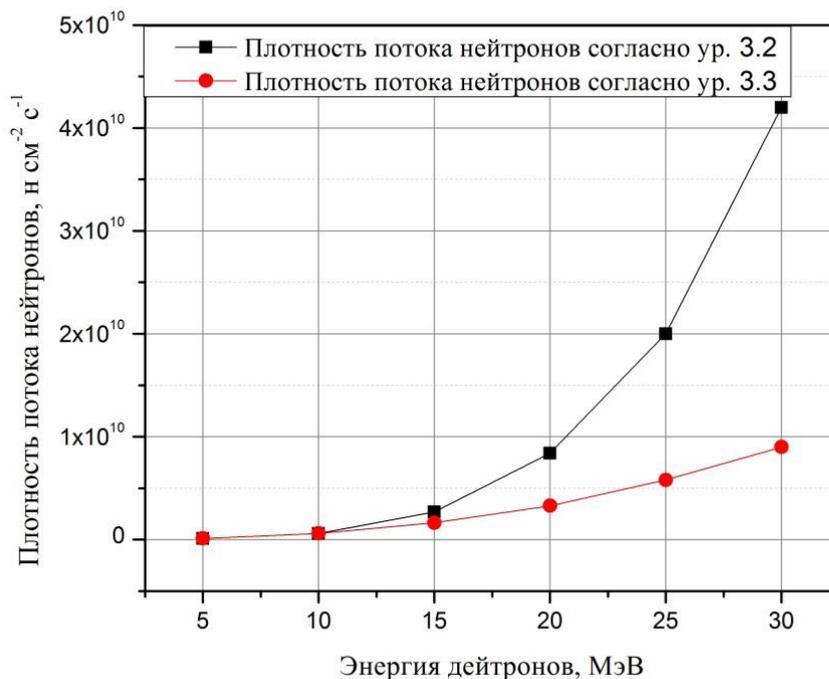


Рисунок 3.17. Сравнение плотности потока нейтронов в зависимости от энергии дейтронов, полученное из выражений (3.2) и (3.3).

Эти значения расходятся при энергии дейтрона 15 МэВ и более. Выше говорилось о том, что поток нейтронов в наших экспериментах для энергии дейтронов 12 МэВ был практически равен потоку в экспериментах К.А. Уивера. В них энергия дейтронов составляла 14 МэВ. Кроме того, в опытах М. Стефаника [104], где энергия дейтронов составляла 10,3 МэВ, поток нейтронов в нашем исследовании был примерно в 2,5 раза больше.

Например, при энергии дейтронов 30 МэВ поток нейтронов, рассчитанный по формуле (3.2), примерно в четыре раза больше чем из выражения (3.3). К сожалению, в наших экспериментах энергия ускоренных дейтронов ограничена 13,6 МэВ (реально она составляет около 12 МэВ). Поэтому для проверки справедливости выражения (3.2) необходимо использовать более высокоэнергетический ускоритель.

Как указано в Таблице 3.2, при переходе от литой твёрдой металлической мишени к неплотной, спрессованной из бериллиевого порошка, наблюдается увеличение плотности потока быстрых нейтронов примерно в 1,6 раза (использовались активационные детекторы из железа).

Возможной причиной этого эффекта являются дополнительные быстрые нейтроны, генерируемые в медной форме в результате реакции  $(n, 2n)$ , которая содержит спрессованную бериллиевую мишень,

Было замечено, что спрессованная мишень при облучении в процессе эксперимента не нуждается в охлаждении, так как не оплавляется в месте облучения пучком.

---

Полученные результаты свидетельствуют о том, что бериллиевая мишень, выполненная из спрессованного металлического порошка, вполне работоспособна и обладает приемлемыми функциональными характеристиками.

Были исследованы угловые распределения нейтронов, испускаемых спрессованной мишенью. Обнаружено, что существуют некоторые расхождения в потоке нейтронов при  $0^\circ$  для Al и Fe детекторов (около 20% при изменении угла мишени от  $0^\circ$  до  $10^\circ$ ).

Эти результаты показали, что доля потока нейтронов в диапазоне энергий от 1 до 6 МэВ составляет около 83% от его интегрального значения при использовании прессованной бериллиевой мишени. Диапазон энергий испускаемых нейтронов не очень широк. И это может помочь нам уменьшить количество ненужных быстрых нейтронов с энергией выше 6 МэВ и ниже 1 МэВ, которые не способствуют процессу лучевой терапии раковой ткани.

Было обнаружено, что наши результаты согласуются с экспериментальными данными предыдущих исследований при энергиях менее 15 МэВ. Далее поток нейтронов по мере роста их энергии устойчиво возрастает при использовании прессованной мишени в медной форме (по сравнению с литой бериллиевой мишенью).

Нами были получены кривые наилучшего соответствия и сопряжённые с ними выражения для потока нейтронов в зависимости от энергии дейтронов в диапазоне энергий от 0,5 до 50 МэВ. Кроме того, мы можем вычислить среднюю энергию нейтронов, основываясь на полученных выражениях для дейтронов в диапазоне энергий от 2,6 до 40 МэВ.

Если предположить, что выражение (3.2) справедливо для дейтронов с энергий до 50 МэВ, как получено из наших результатов со спрессованной Ве мишенью, то это выражение пригодно для предсказания потока нейтронов. Он может увеличиться в 4 раза или более при энергиях дейтронов выше 25 МэВ по сравнению с результатами при использовании литой Ве мишени.

Результаты этого исследования мы считаем перспективными, но они должны быть подтверждены экспериментально для дейтронов с энергией 12 - 50 МэВ.

## **Глава 4. Разработка и исследование нейтронных коллиматоров**

Во Введении сказано об актуальности создания устройств по формированию и транспортировке пучков быстрых нейтронов для радиационной терапии. Таким устройством являются коллиматоры, которые способны управлять свойствами потока и спектра. В данной главе будут исследованы механизмы транспортировки нейтронов через коллимационные устройства. Основной нашей задачей будем считать получение узкого, т.е. имеющего малый диаметр, пучка, обладающего большой плотностью потока частиц. Выше приводились соображения, которые доказывали актуальность этих требований для медицинской практики.

Расчёт траектории движения нейтронов будет выполнен путем численного моделирования этого процесса с использованием кода MCNP. Количество частиц во входном файле берётся достаточным (т.е. увеличивается по мере необходимости), чтобы обеспечить погрешность не более 1%.

В экспериментальной части работы будет проведено исследование нейтронного коллиматора, спроектированного и изготовленного таким образом, чтобы его форма, внутренняя геометрия и набор материалов внутри канала могли изменяться по мере необходимости.

### **4.1. Изучение влияния геометрических и материальных параметров большого коллиматора на поток нейтронов**

#### **4.1.1. Изучение влияния свинцовых фольг на поток нейтронов**

Наша задача в рамках диссертационной работы – найти такие условия, при которых число частиц в выходном створе канала коллиматора должно быть максимальным. Увеличить поток нейтронов можно путём применения специальных металлических фольг, которые должны быть расположены на пути нейтронного пучка. Главное для нас свойство этих материалов состоит в том, что они имеют большое сечение реакции ( $n, 2n$ ).

В процессе проведения этих исследований были смоделированы эффекты добавления разных по толщине слоёв металлического свинца перед бериллиевой

мишенью и изменения диаметров проходных отверстий, как показано на рисунке 4.1. Вначале с помощью кода MCNP-4C был изучен широкий набор разных металлов, таких как; In, Ir и Yb и др., и их влияние на спектр и поток нейтронов. Но наилучшие результаты были получены для свинца из-за большого поперечного сечения образования вторичных нейтронов  $Pb(n, 2n)Pb$ , которое для быстрых нейтронов равно 2,5 барна. Свинец – простой и дешёвый материал, с которым удобно работать [110-111].

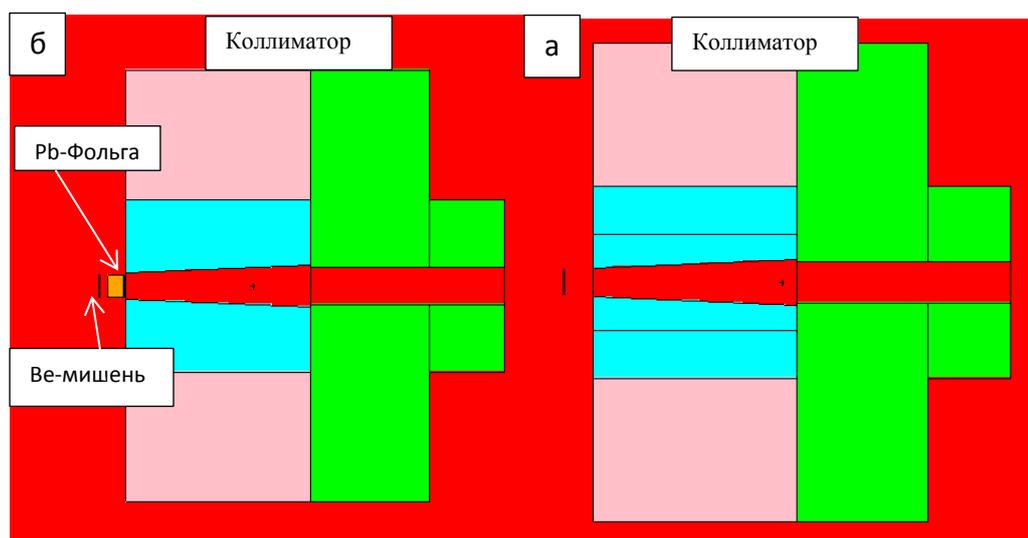


Рисунок 4.1. Схема коллиматора в процедурном кабинете циклотронной лаборатории ТПУ. На рисунке (а) коллиматор без свинцовой фольги. На рисунке (б)- показаны бериллиевая мишень и свинцовый слой толщиной 3,5 см.

Самое большое количество быстрых нейтронов было получено для слоя свинца толщиной 3,5 см. В этом случае наблюдалось увеличение плотности потока нейтронов в 1,7 раза (рисунок 4.2). Важно отметить, что эти результаты были достигнуты при относительно небольшом диаметре апертуры (5 см).

Величина нейтронного потока будет зависеть от размера апертуры и толщины слоя свинца. Моделирование с помощью кода MCNP свидетельствует о том, что при увеличении апертуры плотность потока нейтронов уменьшается. Кроме того, установлено, что в случае коллиматоров с большими апертурами (диаметр более 13 см) поток нейтронов будет уменьшаться при размещении свинцовой прокладки на пути нейтронного пучка.

Из выходных данных MCNP нейтронные спектры коллиматора (со свинцом и без него) показаны на рисунке 4.2.

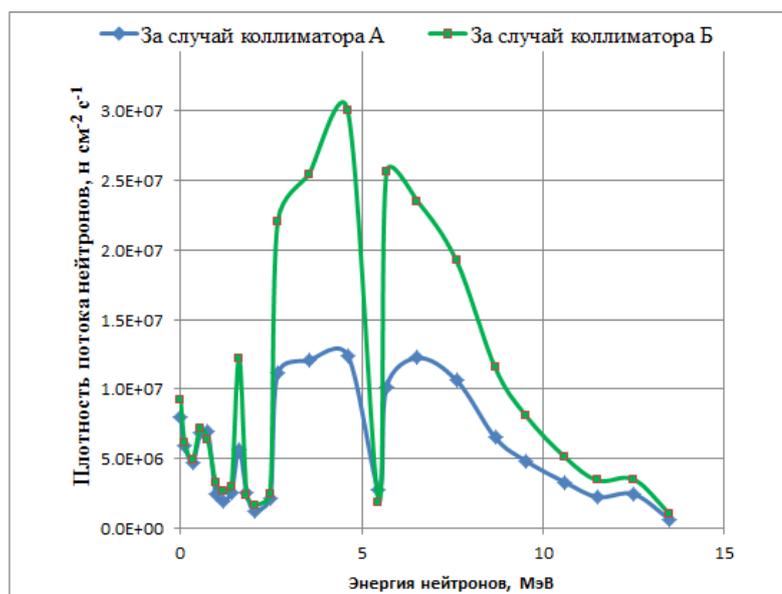


Рисунок 4.2. Спектры нейтронов в случае отсутствия свинца на пути пучка нейтронов (синяя кривая) и со свинцовой прокладкой толщиной 3,5 см (зеленая кривая).

Из рисунка 4.2 видно, что форма спектра нейтронов принципиально не изменилась, но произошло увеличение потока быстрых нейтронов примерно на 1,7 раза из-за реакции  $(n, 2n)$  на свинце.

Здесь важно то, что увеличивается поток быстрых нейтронов (более 3 МэВ), который, как указано в обзорной части работы, хорошо подходит для терапии быстрыми нейтронами. Влияние геометрии коллиматора и состава его внутренних слоев на поток и спектр нейтронов заслуживает более детального изучения.

#### 4.1.2. Влияние диаметра апертуры и внутренней структуры коллиматора на поток нейтронов

Для получения максимального потока нейтронов был выполнен ряд расчётов материальных и геометрических параметров коллиматоров. Оптимизация оказалась весьма успешной.

В результате перехода на новую конструкцию (рисунки 4.3 и 4.4) плотность потока нейтронов увеличилась в три раза. Увеличение потока происходило в основном за счёт быстрых нейтронов.

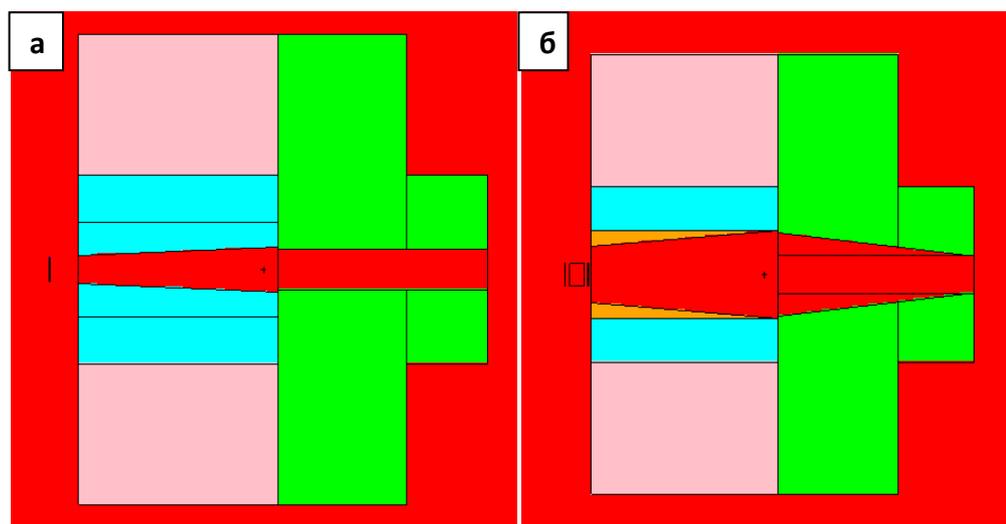


Рисунок 4.3. Профили коллиматоров, спроектированные с помощью кода MCNP; (а) – исходный профиль; (б) профиль после оптимизации выбора геометрии и материалов.

Коллиматор, длительное время используемый в лечебном кабинете циклотронной лаборатории, имеет отверстие перед бериллиевой мишенью диаметром 5 см (мишень имеет тот же диаметр). Моделирование переноса нейтронов с помощью кода MCNP показало, что максимальная плотность потока имеет место в случае, когда диаметр отверстия составляет около 13 см. Здесь эта величина в 3 раза превышает плотность потока для первой конструкции.

Это устройство состоит из двух частей, первая из которых, ближайшая к мишени, изготовлена из железа толщиной 40 см. Она имеет канал в виде конуса диаметром от 5 до 8,5 см. Вторая часть представляет собой цилиндр из полиэтилена толщиной 40 см с каналом в форме прямоугольника с размерами 8,5 x 8,5 см<sup>2</sup>.

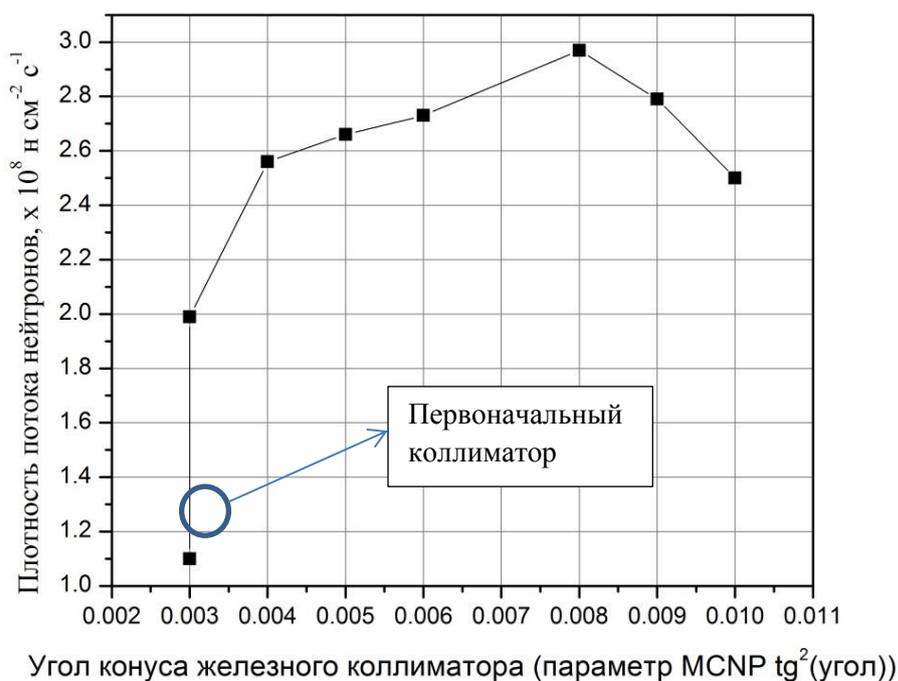


Рисунок 4.4. Плотность потока нейтронов в зависимости от угла внутреннего конуса железной части коллиматора. В этих результатах тангенс угла ( $\text{tg}^2\theta$ ) внутреннего полиэтиленового конуса, равный 0,015, был постоянным.

Как видно из рисунка 4.4, максимальная плотность потока нейтронов находится при  $\text{tg}^2\theta$  равном 0,008 (параметр MCNP), что соответствует диаметру отверстия железного коллиматора 13 см.

Оптимизированный коллиматор, параметры которого найдены с помощью моделирования, дает максимальный поток нейтронов и содержит в себе слой металлического свинца, постепенно уменьшающийся по толщине от 3,5 см до нуля (в начале полиэтиленовой части коллиматора, как показано на рисунке 4.3). Кроме того, он имеет коническую полиэтиленовую форму с начальным диаметром 20 см и 8,5 см на конце ( $\text{tg}^2\theta$  равен 0,015). Эта конструкция была найдена после анализа более чем ста вариантов подобных изделий.

Как показано на рисунке 4.5, изменение внутренней геометрии и материала коллиматора влияет на спектр нейтронов.

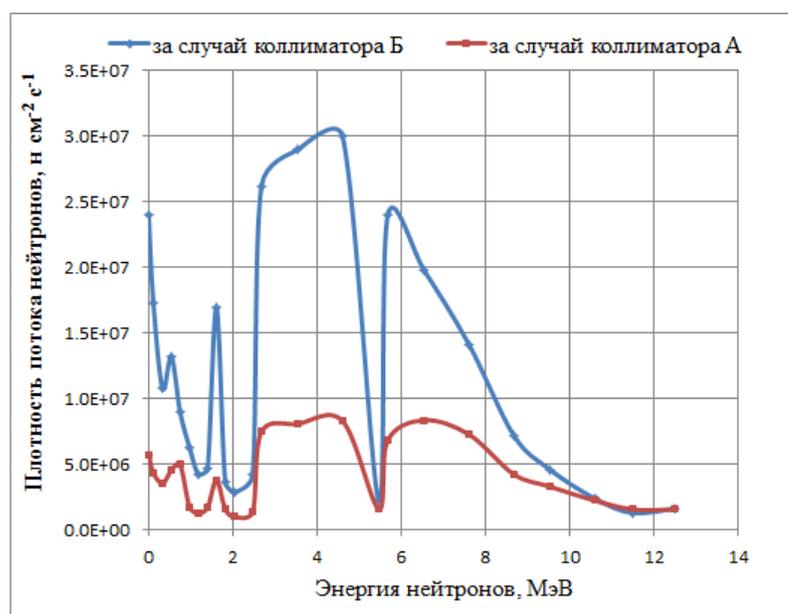


Рисунок 4.5. Спектр нейтронов для двух коллиматоров; красная кривая – для первоначальной конструкции; синяя – для оптимизированного коллиматора (изменены внутренняя геометрия и материальный состав).

Как показано на рисунке 4.5, плотность потока нейтронов в устройстве первоначальной конструкции (для дейтронов с энергией 13,6 МэВ при токе 30 мкА) равна  $1 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ , а мощность дозы составляет 0,15 Гр/мин. Эти же параметры для оптимизированного изделия достигают значений соответственно  $3 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  и 0,45 Гр/мин.

Увеличение потока нейтронов в три раза обусловлено использованием более широкого (13 см) отверстия в железной части оптимизированного коллиматора и большого отверстия в полиэтиленовой части (20 см). Это позволило собрать больше нейтронов в результате упругого рассеяния. Кроме того, вторая причина была связана с наличием внутреннего слоя свинца, выполняющим две роли: первая заключалась в сборе большего количества нейтронов в результате упругого рассеяния, а вторая состояла в генерации новых нейтронов по реакции  $(n, 2n)$ , которые вошли в состав интегрального пучка.

В спектре нейтронов оптимизированной конструкции коллиматора поток тепловых нейтронов увеличился в 5 раз. Объективно это нежелательный факт. Тепловые нейтроны имеют большое сечение активации. Но их поток можно уменьшить, вставив пластины из поглощающего материала перед бериллиевой мишенью в качестве фильтра.

Как видно из полученных результатов, увеличение плотности потока происходило за счёт быстрых нейтронов, а максимум находился примерно в диапазоне от 3 до 6 МэВ. Эти результаты создают хорошие предпосылки для сокращения продолжительности облучения при лечении пациентов.

### 4.1.3. Исследование и оптимизация геометрии коллиматора для узкого пучка нейтронов

Особая категория – узкий пучок быстрых нейтронов. Он важен для более точной локализации пучка при лечении рака и сохранения здоровых тканей. Моделирование его получения и транспортировки было проведено с использованием кода MCNP.

Задача расчёта состояла в том, чтобы определить оптимальную геометрию полиэтиленовой детали для получения узкого (примерно 2 см в диаметре) пучка с максимально возможной плотностью потока нейтронов, как показано на рисунке 4.6.

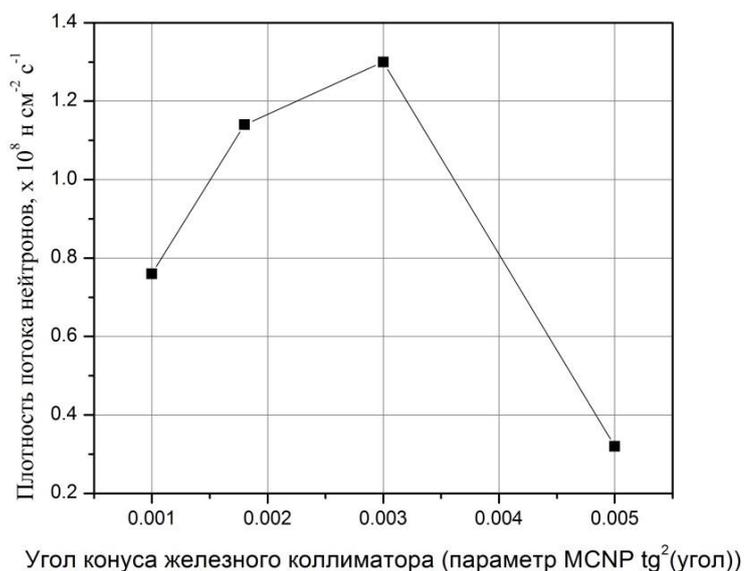


Рисунок 4.6. Плотность потока нейтронов в зависимости от угла внутреннего конуса железной части коллиматора. В этих результатах тангенс угла ( $\text{tg}^2\theta$ ) внутреннего полиэтиленового конуса, равный 0,009, был постоянным.

Как видно из рисунка 4.6, максимальная плотность потока нейтронов находится при  $\text{tg}^2\theta$ , равном 0,003 (параметр MCNP), что соответствует диаметру отверстия железного коллиматора 8 см и заканчивается диаметром 12.4 см.

Оптимизационные расчёты показали, что максимальная плотность потока нейтронов имеет место, когда полиэтиленовый элемент шире в начале диаметром 10.6 см и заканчивается узким апертурой диаметром 2 см ( $\text{tg}^2\theta$  равен 0,009).

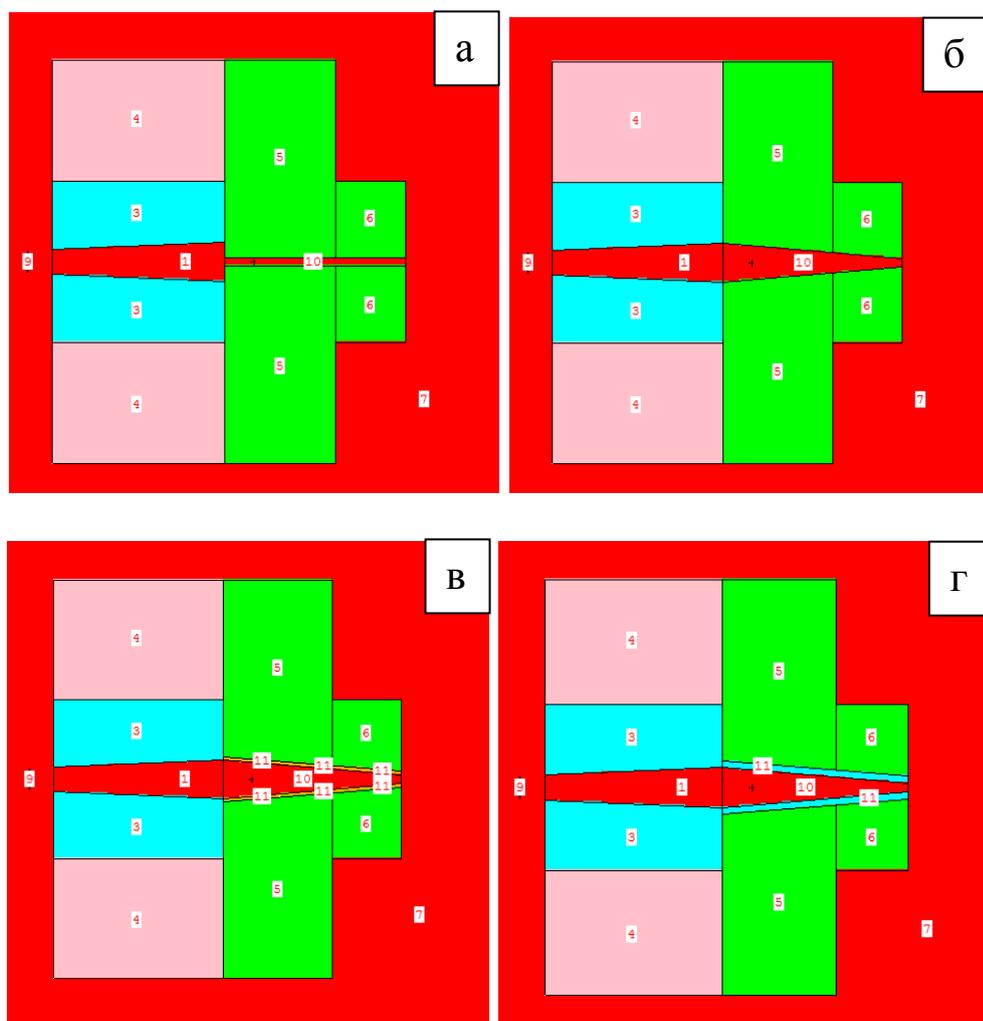


Рисунок 4.7. Профили коллиматоров, полученные с помощью кода MCNP для различных геометрий полиэтиленовой детали: (а) первоначальный полиэтиленовый коллиматор, (б) полиэтиленовый коллиматор с изменением геометрии, (в) с дополнительным слоем свинца, (г) с дополнительным слоем железа. Цифры на рисунках относятся к ячейкам в коде MCNP [110].

На рисунке 4.7 представлены четыре профиля коллиматоров:

(а) – разборный, полиэтиленовый, с центральным цилиндрическим каналом диаметром 2 см; регулярно используется для лечения узким пучком;

(б) – оптимизированный, разборный, полиэтиленовый, с коническим каналом, отверстием на входе диаметром 10.6 см и с выходной апертурой диаметром 2 см; эта форма была получена после многократных процедур моделирования с различными параметрами входного отверстия;

(в) – оптимизированный, разборный, полиэтиленовый, с выходным отверстием диаметром 2 см, покрыт слоем свинца толщиной 1 см на внутренней поверхности для изучения влияния свинца на поток нейтронов;

(г) – оптимизированный, разборный, полиэтиленовый, с выходным отверстием диаметром 2 см, покрытый слоем железа толщиной 2 см на внутренней поверхности для изучения влияния железа на поток нейтронов.

Результаты вычисления поглощённых доз и потоков нейтронов для коллиматоров, изображённых на рисунке 4.7, представлены в таблице 4.1. Мы их сопоставили с характеристиками полиэтиленового коллиматора с апертурой 4,5 x 4,5 см<sup>2</sup>. Нейтронные спектры для четырех случаев, полученные в результате моделирования MCNP, представлены на рисунке 4.8. Сравнение с коллиматором с апертурой 4,5 x 4,5 см<sup>2</sup> было вызвано тем, что это была самая большая апертура, используемая в лечебном кабинете, а также она дает самую высокую плотность потока нейтронов по сравнению с другими существующими коллиматорами. Итак, сравнивая плотность потока нейтронов, полученную в результате нашего оптимизированного коллиматора с узкой апертурой, и результаты этого большого апертура, мы можем сделать вывод об увеличении потока нейтронов.

Таблица 4.1. Мощность дозы и плотность потока нейтронов, рассчитанные с помощью кода MCNP для четырех коллиматоров (а), (б), (в), (г), которые имеют узкую апертуру, и сравниваются с коллиматором с большим размером апертуры 4,5 x 4,5 см<sup>2</sup> для тока дейтронов 30 мкА.

	(а)	(б)	(в)	(г)	коллиматор 4,5 x 4,5 см <sup>2</sup>
Мощность дозы, Гр/мин	0.012	0.174	0.177	0.175	0.17
Плотность потока нейтронов (x 10 <sup>8</sup> нейтрон см <sup>-2</sup> .с <sup>-1</sup> )	0.078	1.10	1.12	1.11	1.07

В таблице 4.2 и на рисунке 4.8 представлена плотность потока нейтронов для различных частей их спектра. Эти величины для коллиматоров (б), (в), и (г) на

рисунке 4.7 почти идентичны, и различия между ними незначительны. Значение плотности потока нейтронов составляет около  $9,5 \times 10^7$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  для быстрых частиц с энергией выше 1 МэВ. Значительное увеличение этого параметра (в 15 раз) при переходе от коллиматора (а) к (б), (в), и (г) указывает на то, что для применений в небольших по размерам полях облучения конструкция его может быть изменена для достижения необходимой плотности потока нейтронов и мощности дозы, как и для больших полей.

Таблица 4.2. Плотность потока нейтронов для коллиматоров (а), (б), (в) и (г), на рисунке 4.7 для различных областей спектра.

	Плотность потока нейтронов для дейтронного тока 30 мкА ( $\times 10^7$ нейтрон $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ )			
	$E < 0,4$ эВ	$0,4 \text{ эВ} < E < 1$ МэВ	$1 \text{ МэВ} < E < 6$ МэВ	$6 \text{ МэВ} < E < 14$ МэВ
(а)	0.055	0.11	0.36	0.26
(б)	0.12	1.36	5.63	3.92
(в)	0.13	1.43	5.79	3.91
(г)	0.085	1.47	5.66	3.86

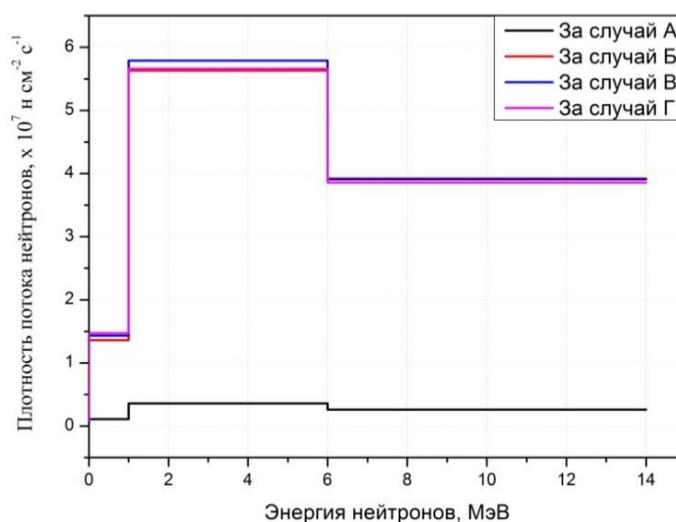


Рисунок 4.8. Результаты моделирования с использованием кода MCNP плотности потока нейтронов в трех энергетических группах; 0-1 МэВ, 1-6 МэВ и 6-14 МэВ для коллиматоров (а), (б), (в), и (г) на рисунке 4.7.

Рисунок 4.8 иллюстрирует результаты, представленные в таблице 4.2. Они демонстрируют значительное увеличение плотности потока нейтронов при использовании модифицированного коллиматора для узких полей облучения.

В принципе размер выходной апертуры коллиматора может быть и меньше 2 см, а выходная плотность потока сохранится на уровне около  $1 \times 10^8$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$  для тока дейтронов 30 мкА.

Результаты, представленные в этом разделе, свидетельствуют о том, что во всех рассмотренных случаях получено значительное увеличение плотности потока быстрых нейтронов. Особенно значительное увеличение (в 3 раза) наблюдалось для коллиматора с относительно большим диаметром входного отверстия (13 см) при постепенно уменьшающейся толщине слоя свинца (от 3,5 см до нуля). Эта апертура позволяет собирать больше рассеянных быстрых нейтронов и вернуть их в коллиматорный канал. Кроме того, узкий пучок нейтронов можно получить, изменив внутреннюю геометрию полиэтиленовой части коллиматора с небольшим полем облучения (с апертурой на выходе диаметром 1-2 см). Моделирование показало, что поток нейтронов и мощность дозы будут такими же, как и при использовании цилиндрического коллиматора с отверстием большого диаметра.

Таким образом, для лечения онкологических заболеваний могут быть проведены более эффективные и точные медицинские процедуры. Кроме того, это существенно сокращает время, затрачиваемое на лечение.

В принципе аналогичный подход может быть использован для оптимизации параметров пучков нейтронов при транспортировке их из каналов облучения в исследовательских ядерных реакторах. Это позволит обеспечить более высокий поток тепловых и эпитепловых нейтронов, которые могут быть использованы, например, при лечении больных методом БНЗТ.

## 4.2. Экспериментальные и моделирующие исследования на небольших коллиматорах

Эксперименты в этом исследовании проводились путем бомбардировки бериллиевой мишени дейтронами с начальной энергией 13,6 МэВ и током 2 микроампера. Время облучения составляло 10 минут. В качестве нейтронных детекторов использовались фольги из Fe, Al, Cu и Cd, которые были закреплены на конце канала исследуемого коллиматора.

Спрессованный бериллиевый порошок был использован в качестве мишени для всех экспериментов, проведенных на коллиматорах, описанных в главе 2 (см. рисунки 2.6 и 2.8, а также таблицу 2.3).

Поскольку ранее в нашем распоряжении не было данных, характеризующих спектр нейтронов, свойственный такой мишени, возникла необходимость вычислить его путём моделирования с помощью кода MCNP.

Метод вычисления, используемый в этой задаче, заключался в том, чтобы поместить спектр, сгенерированный кодом PACE4 (LISE++), во входной файл кода MCNP. Затем запускается вычисление потока и спектра нейтронов для небольших коллиматоров ( $5 \times 5 \text{ см}^2$ ). Следующий шаг - их сравнение с результатами экспериментальных измерений этих величин для тех же коллиматоров. После этого мы модифицировали нейтронный спектр, вставленный во входной файл MCNP, до получения результатов, наиболее близких к экспериментальным. Далее мы использовали этот спектр при моделировании потока и спектра нейтронов на основе кода MCNP.

Спектр нейтронов, полученный для мишени из спрессованного бериллиевого порошка, и спектр, найденный в результате расчёта с помощью кода PACE4, представлены на рисунке 4.9 [110]. Кроме того, для сравнения мы добавили два экспериментально измеренных спектра, в которых использовались металлические Be-мишени, бомбардируемые дейтронами с энергиями 11 и 15 МэВ [57, 71].

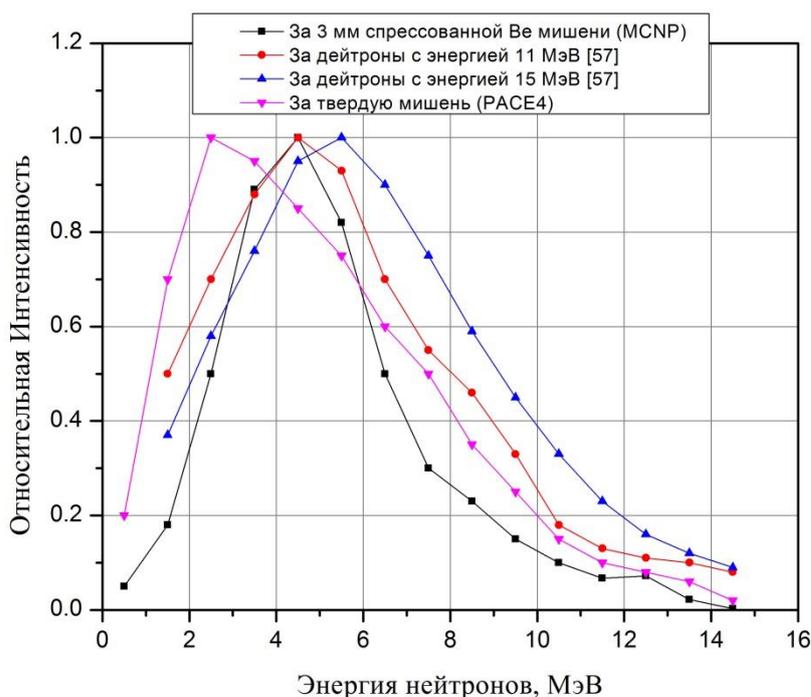


Рисунок 4.9. Сравнение расчётных и экспериментальных спектров нейтронов. Фиолетовая кривая - спектр нейтронов, полученный в результате расчетов по программе РАСЕ4 для пучка дейтронов с энергией 13,6 МэВ. Черная кривая - спектр нейтронов, генерируемых мишенью из спрессованного порошка бериллия, на которую попадает пучок дейтронов с энергией 12 МэВ. Красная и синяя кривые - результаты измерений нейтронных спектров литой бериллиевой мишени, облученной дейтронами с энергией 11 и 15 МэВ в соответствии с [57].

Данные подгонки MCNP спектра нейтронов, испускаемых мишенью из спрессованного бериллия, не полностью совпадают с данными С.Дж. Парнелл [57]. Спектры в данных С.Дж. Парнелл шире по сравнению со спектром MCNP подгонки, который был более четким в диапазоне энергий 1-8 МэВ. Они соответствуют друг другу в диапазоне энергий 3,5-4,5 МэВ. Заниженные результаты нейтронного спектра MCNP можно объяснить тем, что в данном случае мишенью был спрессованный порошок бериллия с низкой плотностью (около  $1,2 \text{ г см}^{-3}$ ), а не литая бериллиевая мишень со стандартной плотностью  $1,85 \text{ г см}^{-3}$ .

В таблице 4.3 приведены результаты экспериментов и моделирования для десяти коллиматоров, описанных в таблицах 2.2 и 2.3 и на рисунке 2.6.

Таблица 4.3. Результаты экспериментов и моделирования плотности потока нейтронов для различных геометрий коллиматоров. Значения были рассчитаны с использованием детекторных фольг: Fe, Al, Cu и Cd.

Коллиматор	Плотность потока нейтронов ( $\times 10^7$ нейтрон $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) $\pm$ погрешность					
	Источник	Al [6 – 14 МэВ]	Fe [1 – 14 МэВ]	Cu [0,4 эВ - 1 МэВ]	Cd [0 - 0,4 эВ]	Общий поток
$5 \times 5 \text{ см}^2$ и Кол.1	Эксп.	$0.57 \pm 0.02$	$2.14 \pm 0.20$	$0.47 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.003$	$2.78 \pm 0.21$
	MCNP	$0.57 \pm 0.03$	$2.07 \pm 0.06$	$0.50 \pm 0.05$	$0.31 \pm 0.04$	$3.01 \pm 0.06$
$5 \times 5 \text{ см}^2$ и Кол.2	Эксп.	$0.67 \pm 0.03$	$2.16 \pm 0.36$	$0.21 \pm 0.01$	$0.41 \pm 0.007$	$2.78 \pm 0.40$
	MCNP	$0.60 \pm 0.02$	$2.10 \pm 0.05$	$0.53 \pm 0.05$	$0.20 \pm 0.03$	$2.90 \pm 0.06$
$9 \times 9 \text{ см}^2$ и Кол.1	Эксп.	$1.05 \pm 0.02$	$4.17 \pm 0.42$	$0.70 \pm 0.01$	$0.19 \pm 0.004$	$6.11 \pm 0.46$
	MCNP	$1.15 \pm 0.02$	$4.45 \pm 0.08$	$1.15 \pm 0.08$	$0.58 \pm 0.04$	$6.25 \pm 0.06$
$9 \times 9 \text{ см}^2$ и Кол.2	Эксп.	$1.3 \pm 0.02$	$4.8 \pm 0.34$	$0.65 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.04$	$6.92 \pm 0.38$
	MCNP	$1.25 \pm 0.03$	$4.65 \pm 0.08$	$1.35 \pm 0.09$	$0.52 \pm 0.04$	$6.61 \pm 0.09$
$7 \times 5 \text{ см}^2$ и Кол.1	Эксп.	$0.56 \pm 0.03$	$2.18 \pm 0.35$	$0.53 \pm 0.02$	$0.23 \pm 0.005$	$2.94 \pm 0.38$
	MCNP	$0.75 \pm 0.02$	$2.45 \pm 0.07$	$0.72 \pm 0.06$	$0.27 \pm 0.03$	$3.63 \pm 0.06$

Продолжение таблицы 4.3.

7 × 5 см <sup>2</sup> и Кол.2	Эксп.	0.58 ± 0.03	2.72 ± 0.33	0.39 ± 0.02	0.21 ± 0.006	3.32 ± 0.36
	MCNP	0.75 ± 0.03	2.75 ± 0.07	0.70 ± 0.06	0.33 ± 0.04	3.81 ± 0.07
7 × 5 см <sup>2</sup> и Кол.2 с Рb две стороны	Эксп.	0.58 ± 0.03	2.93 ± 0.32	0.41 ± 0.03	0.21 ± 0.005	3.55 ± 0.60
	MCNP	0.73 ± 0.02	3.03 ± 0.07	0.95 ± 0.07	0.43 ± 0.05	4.57 ± 0.08
7 × 5 см <sup>2</sup> и Кол.2 с Рb с двух сторон и 3 см Рb спереди	Эксп.	0.80 ± 0.02	3.4 ± 0.54	0.38 ± 0.02	0.14 ± 0.005	4.72 ± 0.60
	MCNP	0.85 ± 0.03	3.55 ± 0.08	0.95 ± 0.07	0.36 ± 0.04	4.99 ± 0.08
5 × 5 см <sup>2</sup> и Кол.3	Эксп.	0.54 ± 0.04	2.22 ± 0.70	0.29 ± 0.04	0.39 ± 0.01	2.90 ± 0.80
	MCNP	0.65 ± 0.02	2.45 ± 0.07	0.65 ± 0.20	0.14 ± 0.03	3.27 ± 0.13
9 × 9 см <sup>2</sup> и Кол.3	Эксп.	1.10 ± 0.04	4.12 ± 1.3	0.75 ± 0.03	0.19 ± 0.006	6.16 ± 1.4
	MCNP	1.15 ± 0.04	4.35 ± 0.10	0.85 ± 0.17	0.48 ± 0.07	5.79 ± 0.15

В данной таблице мы представили результаты экспериментов и вычислений с помощью кода MCNP плотности потока нейтронов для каждого коллиматора, описанного во второй главе, в таблице 2.3. Значения приведены для четырех энергетических групп, связанных с диапазоном обнаружения нейтронов различными фольгами. Каждая фольга имеет свой состав и своё сечение взаимодействия с нейтронами.

Формы коллиматоров в таблице 4.3 были представлены на рисунках 4.10 - 4.15, которые также подробно описаны в таблице 2.2 и на рисунке 2.6 во второй главе [112].

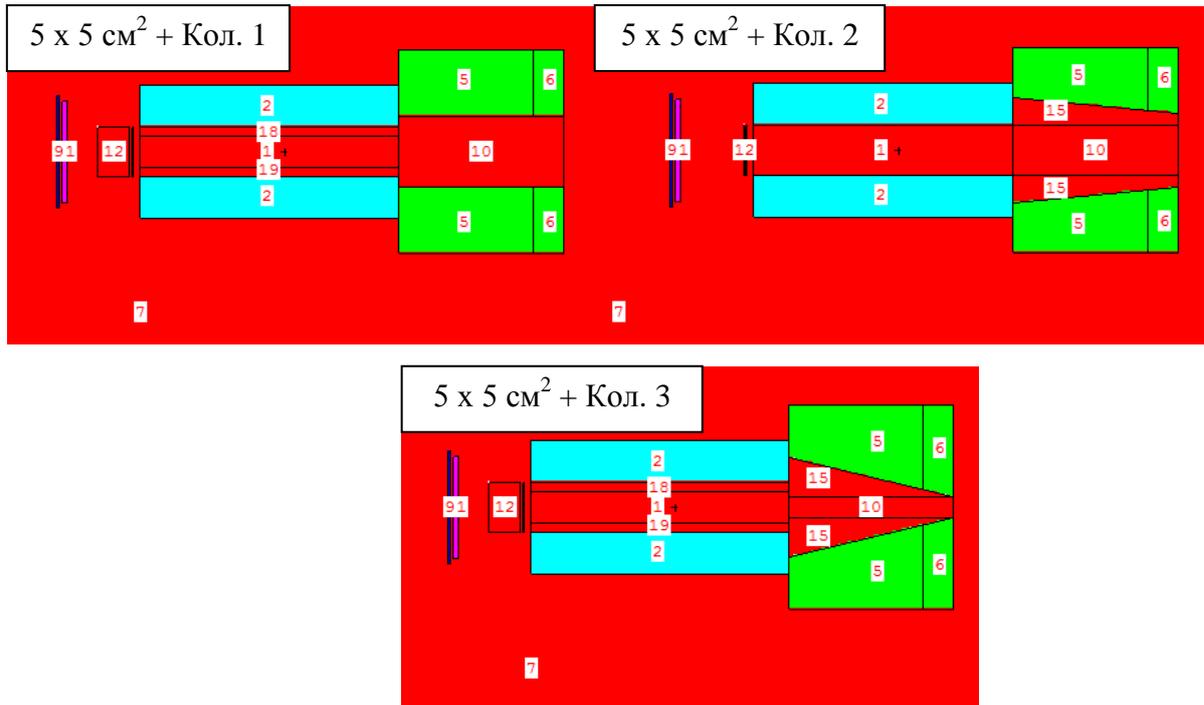


Рисунок 4.10. Продольное сечение коллиматора  $5 \times 5 \text{ см}^2$  (голубые части), с тремя типами парафиновых коллиматоров Кол. 1, Кол. 2 и Кол. 3 (зеленые части). Мишень и ее медная форма расположены на расстоянии 7 см с левой стороны от коллиматора. Цифры на рисунках относятся к ячейкам в коде MCNP.

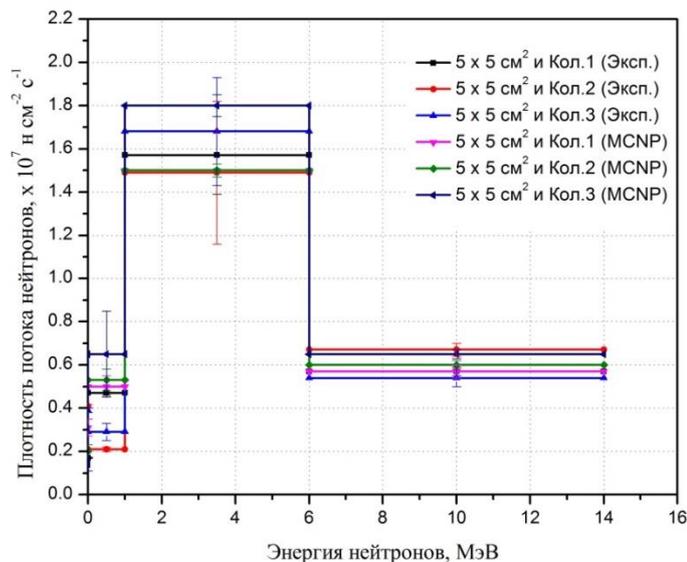


Рисунок 4.11. Экспериментальные результаты сравниваются с результатами моделирования MCNP спектров нейтронов для открытой отверстия  $5 \times 5 \text{ см}^2$  железной части коллиматора с парафиновыми частями: Кол.1, Кол.2 и Кол.3.

Из рисунка 4.11 видно, что экспериментальные результаты и данные, полученные путём цифрового моделирования с использованием кода MCNP, близки в «быстрой» части спектра (от 1 до 14 МэВ).

С учетом погрешностей плотность потока нейтронов при использовании Кол. 3 примерно на 20% больше в случае Кол. 1 и Кол. 2 в диапазоне энергий от 1 до 6 МэВ, а средняя плотность потока нейтронов составляет примерно  $(1,6 \pm 0,3) \times 10^7$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Кол. 3 конической формы с узкой апертурой (2 см) имеет почти такую же плотность потока нейтронов, как и Кол. 1 и Кол. 2 с большой апертурой ( $5 \times 5 \text{ см}^2$ ). Следовательно, его можно использовать в нейтронной терапии для более узкого поля облучения и, таким образом, не повреждать здоровые ткани ненужными высокими дозами быстрых нейтронов.

На рисунке 4.12, показаны профили  $9 \times 9 \text{ см}^2$  и Кол. 1, Кол. 2 и Кол. 3, полученные с помощью кода MCNP.

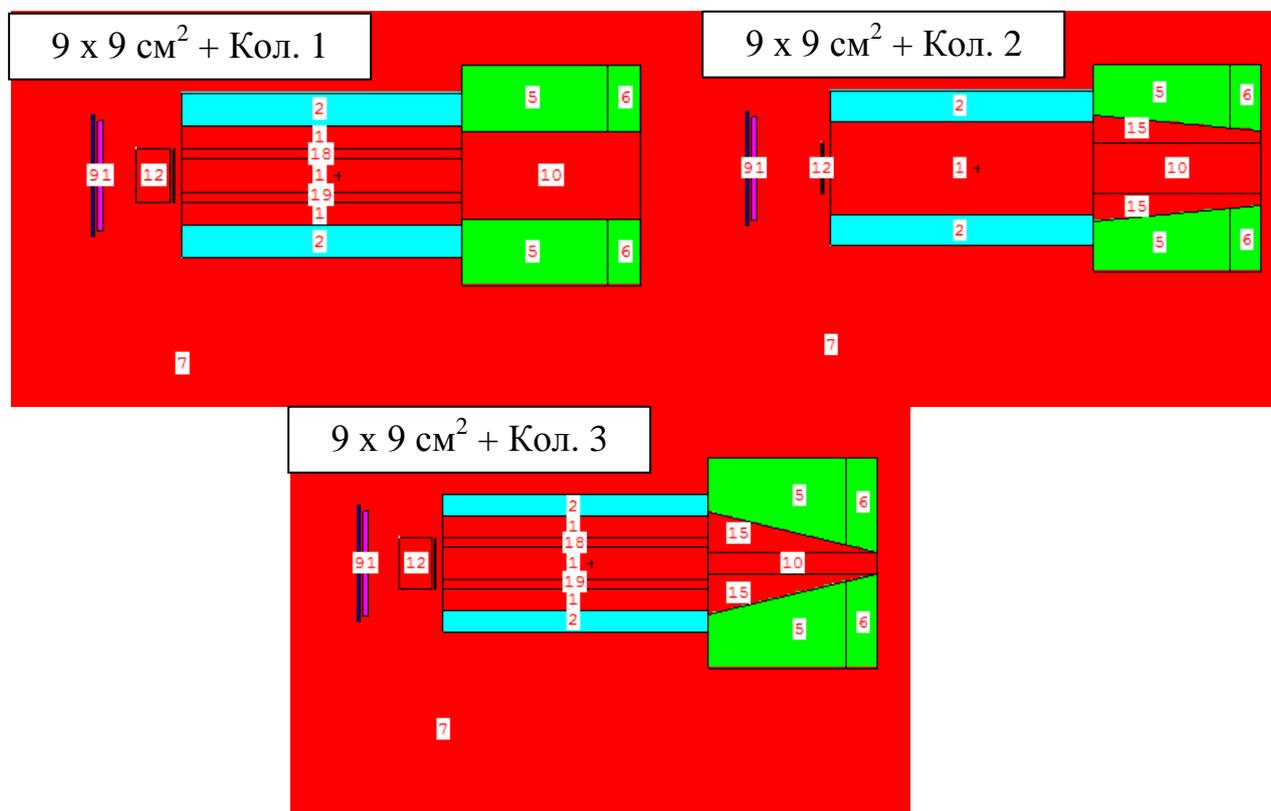


Рисунок 4.12. Профили коллиматоров, полученные путём моделирования переноса быстрых нейтронов с помощью кода MCNP. Первый участок – железный (голубого цвета), проходное отверстие представляет собой квадрат размером  $9 \times 9 \text{ см}^2$ . Второй – парафиновый (зелёного цвета), с отверстием переменного сечения.

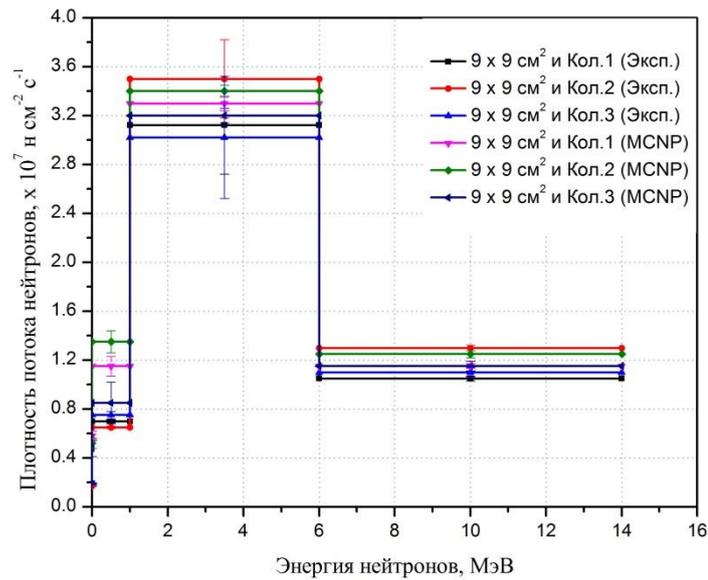


Рисунок 4.13. Спектры нейтронов для коллиматоров на рисунке 4.12, рассчитанные с использованием кода MCNP, и полученные экспериментальным путём (из таблицы 4.3).

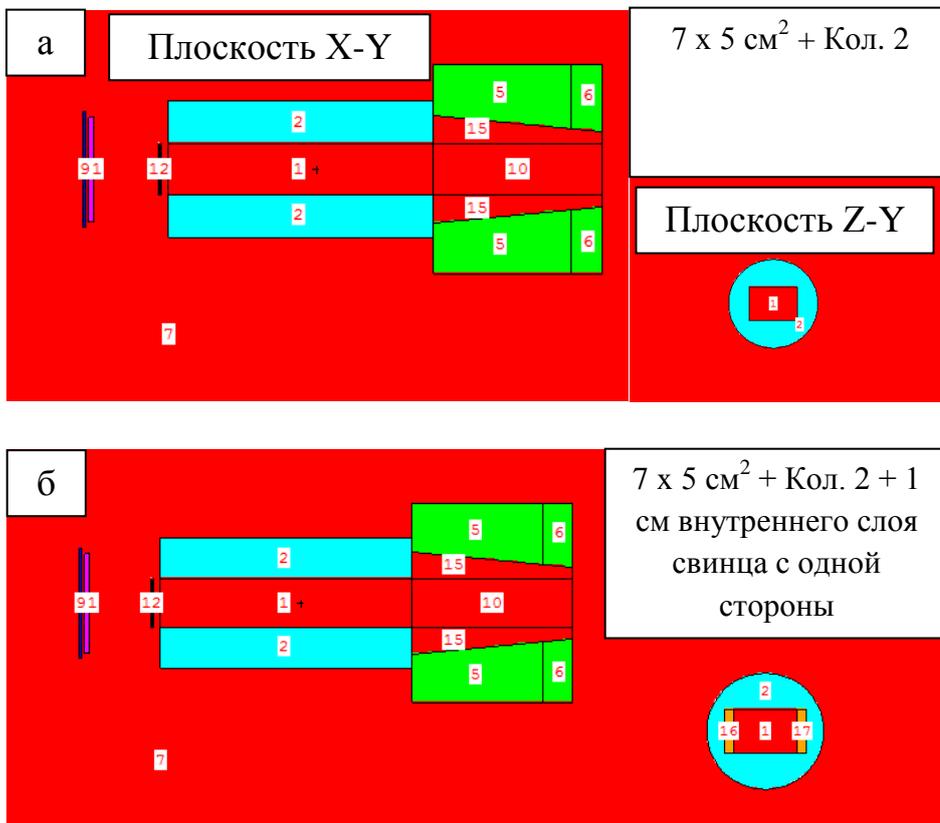
Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетными данными при использовании железного коллиматора с квадратным отверстием размером  $9 \times 9 \text{ см}^2$ .

Из рисунка 4.13 видно, что результаты эксперимента и расчётов с использованием кода MCNP близки в пределах ошибок измерения в быстрой части спектра (от 1 до 14 МэВ). При этом средняя плотность потока нейтронов составляет примерно  $(3,2 \pm 0,2) \times 10^7$  нейтрон  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Это вдвое больше, чем у железного коллиматора с сечением отверстия  $5 \times 5 \text{ см}^2$  в том же диапазоне энергий. Объяснение такого значительного увеличения плотности потока быстрых нейтронов связано с более широким отверстием железного коллиматора, что позволяет большему количеству быстрых нейтронов из бериллиевой мишени попадать в его канал.

Упругое рассеяние на железных и парафиновых внутренних стенках несколько ограничивает выход быстрых нейтронов из коллиматора и возвращение их в основной поток. Сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов с энергиями от 1 до 20 МэВ на железе (JENDL-4.0) [91], свинце (JEFF-3.3) [92] и

парафине (углерод и водород) (ENDF/B-VIII.0) [93] больше, чем сечения поглощения. Это означает, что у быстрых нейтронов будет мало шансов быть поглощенными и больше шансов рассеяться на внутренних стенках коллиматоров из железа и парафина, вернуться в основной пучок и способствовать повышению плотности потока нейтронов.

На рисунке 4.14 показаны профили железной части коллиматора с отверстием  $7 \times 5 \text{ см}^2$  с парафиновой частью Кол.2: (а) без каких-либо дополнений; (б) со слоем Pb толщиной 1 см на одной стороне внутренней стенки железной части; (в) со слоем Pb толщиной 1 см на двух сторонах внутренней стенки железной части; (г) представляет случай (в) и дополнительно 3 см фольгу Pb перед Be-мишенью.



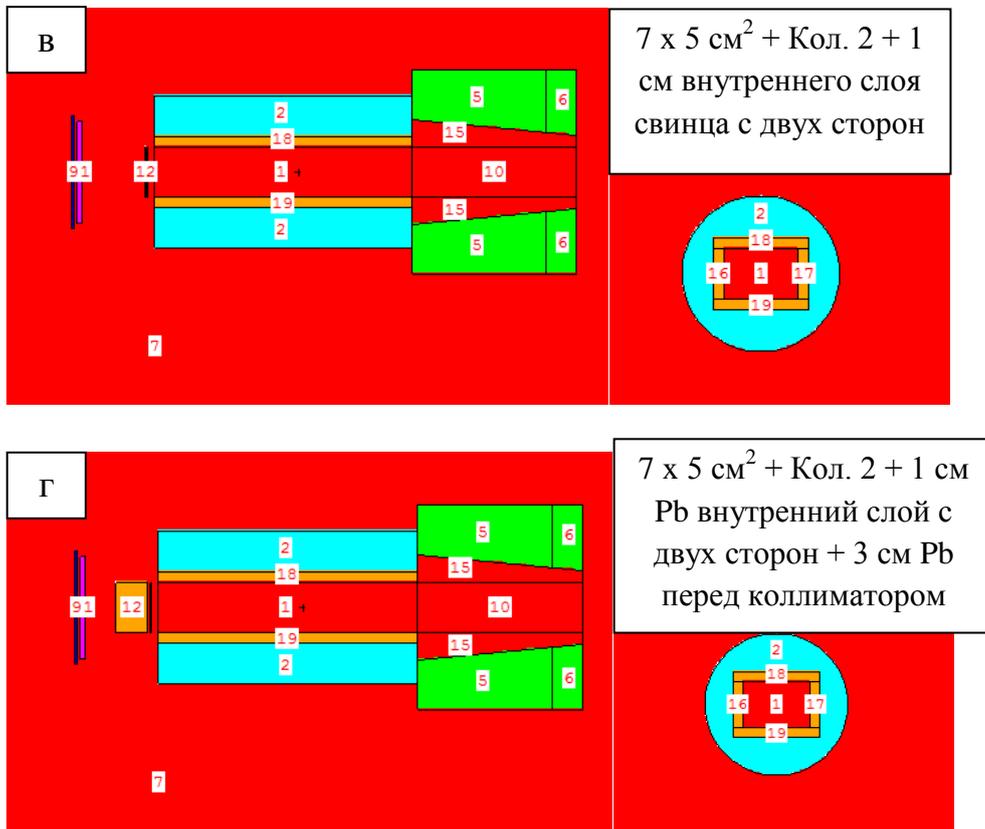


Рисунок 4.14. Профили железной части коллиматора с отверстием  $7 \times 5 \text{ см}^2$  с парафиновой частью Кол.2; (а) без каких-либо дополнений, (б) со слоем Pb толщиной 1 см на одной стороне внутренней стенки железной части, (в) со слоем Pb толщиной 1 см на двух сторонах внутренней стенки железной части, (г) представляет случай (в) и дополнительно 3 см фольгу Pb перед Ве-мишенью.

Слой свинца был добавлен на внутренней стороне и перед коллиматором для изучения его влияния на плотность потока нейтронов. Также для того, чтобы выяснить, изменится ли влияние этих дополнительных слоев на плотность потока нейтронов в зависимости от размера коллиматора. Мы можем сравнить наши результаты, полученные на небольших изделиях, с результатами исследований нейтронного потока для большого коллиматора, приведенными выше на рисунках 4.1, 4.2, 4.3 и 4.5.

Результаты экспериментов и моделирования, которые проводились на коллиматоре  $7 \times 5 \text{ см}^2 + \text{Кол. 2}$ , были представлены на рисунке 4.15.

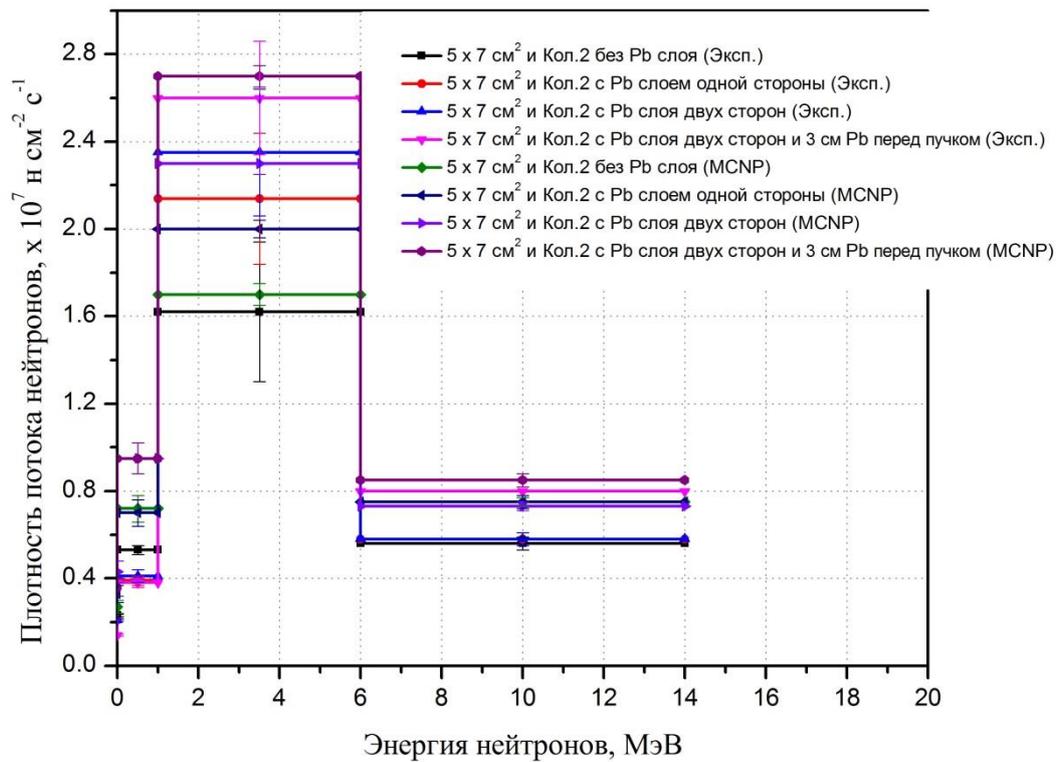


Рисунок 4.15. Спектральное распределение нейтронов, полученное экспериментально и расчётным путём с помощью кода MCNP для открытого прямоугольного отверстия сечением 7 x 5 см<sup>2</sup> на железном участке и переменном сечении на парафиновом участке кол. 2.

На рисунке 4.15 показаны значительные различия в потоках быстрых нейтронов при сравнении коллиматора 7 x 5 см<sup>2</sup> со слоем свинца на внутренних стенках, а также при добавлении 3-см слоя свинца перед коллиматором по сравнению с коллиматором без этих дополнительных слоев.

Прирост потока быстрых нейтронов составляет ~ 68% в диапазоне энергий 1-6 МэВ. Наши результаты свидетельствуют о том, что имеет место значительное увеличение плотности потока быстрых нейтронов при добавлении слоев металлического свинца на внутренние поверхности коллиматора.

Этот эффект связан с упругим рассеянием быстрых нейтронов на свинце и железе. Кроме того, взаимодействие (n, 2n) играет существенную роль в этом процессе. Сечение реакции (n, 2n) для свинца в диапазоне 8 - 20 МэВ имеет относительно высокое значение по сравнению с такими элементами как Fe, Be, W,

Bi, In и другие (JEFF-3.3). Например, для Pb и Fe они составляют 2,2 и 0,6 барна соответственно.

Эти данные согласуются с результатами работ других авторов [34-36, 41, 94], которые подтверждают целесообразность оптимизации материальных и геометрических параметров коллиматора для увеличения плотности потока и улучшения спектра нейтронов.

---

Из полученных результатов следует, что увеличение потоков быстрых нейтронов возможно и практически осуществимо путем улучшения геометрии и набора материалов коллиматора.

Они доказывают возможность получения узкого (диаметром примерно 2 см и даже менее) пучка с значительной плотностью потока быстрых нейтронов, что позволяет более точно локализовать область лечения опухоли. Высокая плотность потоков быстрых нейтронов сокращает продолжительность лечения и его себестоимость.

## Заключение

Результаты, полученные в процессе подготовки данной диссертации к защите, позволили сформулировать несколько выводов и рекомендаций, которые могут быть полезны для разработки источников быстрых нейтронов на основе циклотрона с перспективой их практического использования в нейтронно-лучевой радиотерапии.

1. Мишень, спрессованная из металлического порошка бериллия, и использованная в наших экспериментах, не имеет склонности к значительному разогреву и не нуждается в принудительном охлаждении. Мы заметили, что она не повреждается пучком. Возможно, что это связано с её малой плотностью и меньшими по сравнению с литой мишенью линейными потерями энергии налетающих дейтронов при их торможении. По крайней мере, в диапазоне плотности мощности пучка, использованного в данной работе.

2. Использование прессованного порошка Ве в медной форме в качестве мишени приводит к существенному увеличению плотности потока нейтронов. Он возрастает по сравнению с твердой литой мишенью примерно 1,6 раза или более в диапазоне энергий нейтронов 1 – 6 МэВ. Вероятная причина этого эффекта связана с реакцией  $\text{Cu}(n, 2n)$ .

3. Результаты моделирования переноса быстрых нейтронов с использованием кода PHITS показали, что замена в мишени бериллия на литий позволяет увеличить выход нейтронов в 2,4 раза при использовании дейтронов с энергией 12 МэВ. Максимальный их выход имеет место в случае, когда облучение мишени производится дейтронами (условно принято за 100%). Для протонов он составляет 22% и для альфа-частиц - 2,4%.

4. Моделирование переноса быстрых нейтронов с помощью кода MCNP и результаты экспериментальных исследований показали, что существенное увеличение плотности их потока (примерно в 3 раза) физически возможно и практически достижимо путем оптимизации материальных и геометрических параметров коллиматора.

5. Доказана возможность получения узкого пучка нейтронов (диаметром 1-2 см или даже менее). Это позволяет значительно (в 15 раз) увеличить плотность потока быстрых нейтронов по сравнению с цилиндрическим каналом. Есть основание надеяться, что узкие пучки сделают методику нейтронно-лучевой радиотерапии лечения небольших и неправильной формы опухолей более точной и безопасной для пациента.

6. Доля плотности потока быстрых нейтронов с энергией в интервале 1 – 6 МэВ составляют около 83% от общего потока. Это позволяет свести к минимуму количество нежелательных для клинического применения нейтронов с энергией выше 6 МэВ и ниже 1 МэВ, которые не способствуют процессу лучевой терапии. В итоге мы минимизируем дозу, поглощаемую здоровыми тканями.

7. Предложен ряд выражений, полученных на основе выполненных экспериментов, позволяющий оценивать среднюю энергию и плотность потока нейтронов в зависимости от энергии дейтронов. Они дают корректные результаты в диапазоне энергий от 0,5 до 50 МэВ при расчёте плотности потока нейтронов и в диапазоне от 2,6 до 40 МэВ при расчёте их средней энергии нейтронов.

## **БЛАГОДАРНОСТИ**

Я хотел бы поблагодарить своего научного руководителя Владимира Михайловича Головкова за то, что он руководил и помогал мне в начале моего аспирантского периода вплоть до его смерти. Он был замечательным примером руководителя в научном, моральном и человеческом отношении. Я также благодарю своего научного руководителя, профессора Кривобокова Валерия Павловича, за руководство моей работой, за подготовку и исправление моей диссертации, за ценные советы. Я благодарю всех сотрудников циклотронной лаборатории ТПУ за их вклад в завершение экспериментов и анализ результатов. Особая благодарность Гарапацкому Александру Александровичу и Сохоревой Валентине Викторовне за их помощь и советы.

**СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

БНЗТ – бор-нейтронозахватная терапия;

ДНК – дезоксирибонуклеиновая кислота;

ЛПЭ – линейная потеря энергии;

ОБЭ – относительная биологическая эффективность;

LINAC – линейный ускоритель заряженных частиц;

MCNP – код для расчёта переноса частиц по методу Монте-Карло;

LISE++ – программа для расчета характеристик пучка и выходов ядерных реакций;

RACE4 – программа расчета выходов ядерных реакций по модели Басса;

RHITS – код для переноса частиц и ионов;

Кол – коллиматор;

## Литература

1. Griffin, T. Analysis of neutron radiotherapy treatment complications / T. Griffin, T. Pajak, G. Laramore, L. Davis // Bull. Cancer (Paris). – 1986. – V. 73, № 25. – P. 582–586.
2. Климанов В.А. Дозиметрическое планирование лучевой терапии. Часть 2. Дистанционная лучевая терапия пучками заряженных частиц и нейтронов. Брахитерапия и радионуклидная терапия. Учебное пособие / В.А. Климанов // МИФИ. – 2008. – 328 с.
3. Catterall, M. Fast Neutrons in the Treatment of Cancer / M. Catterall, D. Bewley // Academic Press London. – 1979. – P. 82–114.
4. Зырянов Б.Н. Дистанционная нейтронная терапия / Б.Н. Зырянов, Л.И. Мусабаева, В.Н. Летов, В.А. Лисин // Изд. ТГУ. – 1991. – С. 48–103.
5. Hall, E.J. Radiobiology for the Radiologist / E.J. Hall, A.J. Giaccia // Lippincott Williams & Wilkins. Philadelphia. – 2006. – P. 56–58.
6. Hall, E.J. Radiobiology for the Radiologist / E.J. Hall, A.J. Giaccia // Lippincott Williams & Wilkins. Philadelphia. – 2006. – P. 5–15.
7. Lennox, A.J. High-Energy Neutron Therapy for Radioresistant Cancers / A.J. Lennox // FERMILAB-CONF-07-179-AD. – July, 2007.
8. Britten, R.A. Biological Factors Influencing the RBE of Neutrons: Implications for Their Past, Present and Future Use in Radiotherapy / R.A. Britten, et al // Radiation Research. – 2001. – Vol. 156, № 2. – P. 125–35.
9. Forman, J.D. Estimating the RBE for Pelvic Neutron Irradiation in the Patients Treated for Carcinoma of the Prostate / J.D. Forman, P.G. Kocheril, K. Hart, P. Chuba, T. Washington, C. Orton, A.T. Porter // Journal of Brachytherapy Int'l. – 1997. – № 13. – P. 29–34.
10. Lennox, A.J. High-Energy Neutron Therapy for Radioresistant Cancers / A.J. Lennox // FERMILAB-CONF-07-179-AD. – 2007. – P. 1–15.
11. Кирьяков, Г.И. Генераторы быстрых нейтронов. Энергоатомиздат / Г.И. Кирьяков // Москва. – 1990г . – 224 с.

12. Use of Accelerator Based Neutron Sources. TECDOC: International Atomic Energy Agency. – № 1153, 2000. – 72 с.
13. Basic Data on active FNT facilities in 2011. <http://www.neutrontherapy.com/documents/1205SurveyTables.pdf>.
14. Research Reactor Database (RRDB), August 2021, IAEA; <https://nucleus.iaea.org/RRDB/RR/ReactorSearch.aspx>.
15. Shehada, A. M. Angular Distribution of Neutrons Around Thick Beryllium Target of Accelerator-Based  $^9\text{Be}(d, n)$  Neutron Source / A.M. Shehada, V.M. Golovkov // ASME J of Nuclear Rad Sci. – 2020. – V. 6, № 2. – P. 021111.
16. Марион, Дж., Фаулер, Дж. Физика быстрых нейтронов, Том I: Техника эксперимента. Сокращенный перевод с английского Кузьминова Б.Д., Сальникова О.А., Филиппова В.В. Госатомиздат, Москва, 1963. 332 с.
17. Winter, M.J. The periodic table on the web / M.J. Winter // WebElements. – 2019.
18. Wyckoff, H.O. / H.O. Wyckoff, A. Allisy, K. Liden, R.S. Caswell, H.J. Dunster, et al // Neutron Dosimetry for Biology and Medicine Technical Report for the International Commission on Radiation Units and Measurements. . – 1976. – № 26.
19. Allisy, A. Clinical neutron dosimetry Part I: determination of absorbed dose in a patient treated by external beams of fast neutrons / A. Allisy, A.M. Kellerer, R.S. Caswell, G.E.D. Adams, W. Brody, et al// International Commission on Radiation Units and Measurements. – 1989. – № 45.
20. Cierjacks, S. Neutron Sources for Basic Physics and Applications / S. Cierjacks // Pergamon Press. – 1983. – 349 p.
21. Lone, M.A. Thick target neutron yields and spectral distributions from the  $^7\text{Li}(pd, n)$  and  $^9\text{Be}(pd, n)$  reactions / M.A. Lone, C.B. Bigham, J.S. Fraser, H.R. Schneider, T.K. Alexander, et al // Nucl. Instrum. Methods. – 1977. V. 143. – P. 331–344.
22. Madey, R. Neutron spectra at 0 degrees from 83.7-MeV deuterons and 100.2-MeV protons on beryllium / R. Madey, F.M. Waterman, A.R. Baldwin // Med. Phys. – 1977. – V. 4, № 4. – P. 322–325.

23. Meadows, J.W. The  ${}^9\text{Be}(d, n)$  thick-target neutron spectra for deuteron energies between 2.6 and 7.0 MeV / J.W. Meadows // Nucl. Instrum. Methods A. – 1993. – V. 324, № 1–2. – P. 239–246.
24. Meulders, J.P. Fast neutron yields and spectra from targets of varying atomic number bombarded with deuterons from 16 to 50 MeV / J.P. Meulders, P. Leleux, P.C. Macq, C. Pirart // Phys. Med. Biol. – 1975. – V. 20, № 2. – P. 235–243.
25. Weaver, K.A. Neutron Spectra from Deuteron Bombardment of D, Li, Be, and C / K.A. Weaver, D. Anderson, H.H. Barschall, J.C. Davis // Nucl. Sci. Eng. – 1973. – V. 52, № 1. – P. 35–45.
26. Saltmarsh, M.J. Characteristics of an intense neutron source based on the d+Be Reaction / M.J. Saltmarsh, C.A. Ludemann, C.B. Fulmer, R.C. Styles // Nucl. Instrum. Methods. – 1977. – V. 145, № 1. – P. 81–90.
27. Brede, H.J. Neutron yields from thick Be targets bombarded with deuterons or protons / H.J. Brede, G. Dietze, U.J. Schrewe, K. Kudo, F. Tancu // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1989. – V. 274, № 1–2. – P. 332–344.
28. Graves, R.G. Neutron energy spectra of d (49) -Be and p (41) -Be neutron radiotherapy sources / R.G. Graves, J.B. Smathers, P.R. Almond, W.H. Grant, V.A. Otte // Med. Phys. – 1979. – V. 6, № 2. – P. 123–128.
29. Bonnett, D.E. Effect of variation in the energy spectrum of a cyclotron-produced fast neutron beam in a phantom relevant to its application in radiotherapy / D.E. Bonnett, C.J. Parnell // Br. J. Radiol. – 1982. – V. 55, № 649. – P. 48–55.
30. Waterman, F.M. Neutron spectra from 35 and 46 MeV protons, 16 and 28 MeV deuterons, and 44 MeV  ${}^3\text{He}$  ions on thick beryllium / F.M. Waterman, F.T. Kuchnir, L.S. Skaggs, R.T. Kouzes, W.H. Moore // Med. Phys. – 1979. – V. 6, № 5. – P. 432–435.
31. Iwamoto, Y. Measurements of double-differential neutron-production cross-sections for the  ${}^9\text{Be}(p, xn)$  and  ${}^9\text{Be}(d, xn)$  reactions at 10 MeV / Y. Iwamoto, Y. Sakamoto, N. Matsuda, Y. Nakane, K. Ochiai, et al // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2009. – V. 598, № 3. – P. 687–695.

32. Zhang, Y. Effects of internal target structures on laser-driven neutron production / Y. Zhang, W.M. Wang, L. Yutong, Z. Zhang, P. McKenna, et al // Nuclear Fusion. – 2019. – V. 59, № 7. – P. 076032.
33. Schönfeldt, T. Broad spectrum moderators and advanced reflector filters using  $^{208}\text{Pb}$  / T. Schönfeldt, *et al* // Nucl. Instrum. Meth A. – 2015. – V. 769. – P. 1–4.
34. de Haan, V. A high performance neutron moderator design / V. de Haan // Nucl. Instrum. Meth A. – 2015. – V. 794. – P. 122–126.
35. Iverson, E.B. Enhancing Neutron Beam Production with a convoluted Moderator / E.B. Iverson, D.V. Baxter, G. Muhrer, S. Ansell, R. Dalgliesh, et al // Nucl. Instr. Meth. A. – 2014. – V. 762. – P. 31–41.
36. Zhao, J.K. Optimizing moderator dimensions for neutron scattering at the spallation neutron source / J.K. Zhao, J.L. Robertson, K.W. Herwig, F.X. Gallmeier, B.W. Riemer // Rev. Sci. Instrum. – 2013. – V. 84, № 12. – P. 125104.
37. da Silva, A.X. Moderator-collimator-shielding design for neutron radiography systems using  $^{252}\text{Cf}$  / A.X Da Silva, V.R Crispim // Applied Radiation and Isotopes. – 2001. – V. 54, № 2. – P. 217–225.
38. Matsui, N. Neutronics Analysis on the Beam Optics from Cylindrical Discharge Type Fusion Device / N. Matsui, et al // Fusion Sci. Technol. – 2013. – V. 64, № 3. – P. 692-696.
39. Франк-Каменецкий А.Д. Моделирование траекторий нейтронов при расчете реакторов методом Монте-Карло. Серия «Физика ядерных реакторов» № 9, Атомиздат, Москва, 1978, 96 стр.
40. Beckerley, J.G. Neutron physics - A Revision of I. Halpern's Notes on E. Fermi's Lectures in 1945 / J.G. Beckerley // Technical Information Service. – 1951. – P. 50–56.
41. Nuclear data for neutron therapy: status and future needs. TECDOC 992: IAEA, 1997. – 129 P.
42. Catterall, M. Radiology now: fast neutrons-clinical requirements / M. Catterall // Br. J. Radiol. – 1976. – V. 49, № 579. P. 203–205.
43. Keith, A.W. Neutrons from Deuteron Bombardment of Light Nuclei. PhD thesis / A.W. Keith // University of Wisconsin, Madison, 1972. – 82 p.

44. Colonna, N. Measurements of low-energy (d, n) reactions for BNCT. Boron Neutron Capture Therapy / N. Colonna, L. Beaulieu., L. Phair, G.J. Wozniak, L.G. Moretto, et al// Med. Phys. – 1999. – V. 26, № 5. P. 793–798.
45. Zou, Y.B. Preliminary Experiments for Fast Neutron Radiography Using the D-Be Reaction / Y.B. Zou, Y.Y. Pei, G.Y. Tang, J.M. Guo, J.G. Xu, et al// Proceedings of Science, International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (FNDA2006): 058. – 2006. – V. 025. – 7 p.
46. Jianfu, Z. Measurement and application of Be(d, n) reaction neutron source / Z. Jianfu, R. Xichao, H. Long, L. Xia, Z. Guoguang, et al // High Power Laser Part. Beams. – 2011. – V. 23, № 1. – P. 209.
47. Belymam, A. Measurements of the neutron yield and the neutron energy distribution from the  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  reaction on a thick Be target at an incident deuteron energy of 20.2 MeV / A. Belymam, A. Hoummada, J. Collot, P. de Saintignon, G. Mahout, et al // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. – 1998. – V. 134, № 2. – P. 217–223.
48. Wang, W.D. A study of beryllium moderator thickness for a fission chamber with fast neutron measurements / W.D. Wang, H.R. Cao, J. Cao, G.L. Yuan, Z.G. Yin // Nucl Sci. Tech. – 2017. – V. 28, № 9. – P. 1–6.
49. Guo, J.M. Measurement of Neutron Yield of  ${}^9\text{Be}(d, n)$  reaction with thick target / J.M. Guo, Y.B. Zou, G.Y. Tang, Z.Y. Guo, L.A. Guo // Atomic Energy Sci. and Tech. – 2008. – V. 42. – P. 1069-1072.
50. Smith, D. L. Neutron Emission from the  ${}^9\text{Be}(d, n){}^{10}\text{B}$  Thick-Target Reaction for 7 MeV Deuterons / D.L. Smith, J.W. Meadows, P.T. Guenther // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. – 1985. – V. 241, № 2–3. – P. 507–510.
51. Smith, L.W. Thick Target Yields from the (d, n) Reaction at 10 MeV / L.W. Smith, P.G. Kruger // Phys. Rev. – 1951. – V. 83, № 6. –P. 1137–1140.
52. Lucas, L.L. (d, n) thick-target yields and total cross sections between 1 and 40 MeV / L.L. Lucas, J.W. Root // J. Appl. Phys. – 1972. – V. 43, № 9. – P. 3886–3893.
53. Allen, A. J. Thick Target Fast Neutron Yield from 15-Mev Deuteron and 30-Mev Alpha-Bombardment / A.J. Allen, J.F. Nechaj // Phys. Rev. – 1951. – V. 81, № 4. – P. 536.

54. Ding, H.B. Neutron Source Physics / H.B. Ding, N.Y. Wang // Science Press, Beijing, 1984.
55. Stock, R. Encyclopedia of Nuclear Physics and its Applications / R. Stock // WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Boschstr. – 2013. – 796 p.
56. August, L.S. Fast neutron dose rate as a function of incident deuteron energy for  $D+^9Be$  / L.S. August, R.B. Theus, F.H. Attix, R.O. Bondelid, P. Shapiro, et al // PHYS. MED. BIOL. – 1973. – V. 18, № 5. – P. 641–647.
57. Parnell, C.J. The dose rate of cyclotron-produced fast neutron beams / C.J. Parnell, G.D. Oliver, P.R. Almond, S.B. Smatherj // Phys. Med. Biol. – 1972. – V. 17, № 3. – P. 429.
58. Cember, H. Introduction to Health Physics, Fourth ed / H. Cember, T.E. Johnson // McGraw–Hill, New York. – 2009. – 888 p.
59. Lamarsh, J.R. Introduction to Nuclear Engineering, third ed / J.R. Lamarsh, A.J. Baratta // Prentice Hall, New Jersey. – 2001. – 801 p.
60. Turner, J.E. Atoms, Radiation, and Radiation Protection, third ed / J.E. Turner // Wiley-VCH, Weinheim. – 2007. – 606 p.
61. National Nuclear Data Center (NNDC). ENDF/B-VII.1, <https://www.nndc.bnl.gov/endl-b7.1/>, 2011.
62. Halliday, D. Fundamental of Physics, ninth ed / D. Halliday, R. Resnick, J. Walker // John Wiley and Sons Inc., Missouri. – 2011. – 560 p.
63. Shier, D. Hole's. Human Anatomy and Physiology, twelfth ed / D. Shier, J. Butler, R.H. Lewis // McGraw–Hill, New York. – 2009. – 740 p.
64. Tortora, G.J. Principles of Anatomy and Physiology, twelfth ed / G.J. Tortora, D. Derrickson // John Wiley and Sons Inc., New Jersey. – 2009. – 1336 p.
65. Parnell, C.J. An examination of some methods of improving the depth dose characteristics of cyclotron-produced fast neutron beams / C.J. Parnell // Brit J. Radiology. – 1971. – V. 44, № 524. – P. 612–617.
66. Pinkerton, A. Dosimetry of fast neutron beams from a small medical cyclotron / A. Pinkerton, J.P. Mamacos, and J.S. Laughlin // Radiology. – 1970. – V. 96, № 1. – P. 131–136.

67. Tochilin, E. Neutron beam characteristics from the Unive. California 60 inch cyclotron / E. Tochilin, G.D. Kohler // Health Physics. – 1958. – V. 1. – P. 332–339.
68. Booth, R . Tritium target for intense neutron source / R. Booth, H.H. Barschall // Nuc. Inst. and Meth. – 1972. – V. 99, № 1. – P. 1–4.
69. Bruninv, E. / E. Bruninv, J. Crcmbeen // Int. J. Appl. fed. and Isot. – 1969. – V. 20. – P. 255.
70. Parnell, C.J .A comparison of heavy water and beryllium as cyclotron targets for fast neutron production for radiotherapeutic applications / C.J. Parnell, B.C. Page, M.A. Chaudhri // Brit. J. Radiol. – 1971. – V. 44, № 517. – P. 63–66.
71. Parnell, C.J. A fast neutron spectrometer and its use in determining the energy spectra of some cyclotron-produced fast neutron beams / C.J. Parnell // Br. J. Radiol. – 1972. – V. 45, № 534. – P. 452–60.
72. Schweimar, G.W. / G. W. Schweimar // Nuc. Phys. A. – 1967. – V. 100. – P. 537.
73. Janni, J.F. Calculations of - Energy Loss, Range, Path length, Straggling, Multiple Scattering, and the Probability of Inelastic Nuclear Collisions for 0.1 - to 1000 MeV Protons / J.F. Janni // Technical Report No. AFWL-TR 65-150, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Springfield, Va. – 1966.
74. Williamson, C.F. Tables of Range and Stopping Power of Chemical Elements for Charged Particles of Energy 0.5 to 500 MeV / C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard // CEA-R 3042, Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Springfield, Va., – 1966.
75. Hirabayashi, K. Measurement of Neutron Yields from Thick Al and SUS304 Targets Bombarded by 5-MeV and 9-MeV Deuterons / K. Hirabayashi, T. Nishizawa, H. Uehara, H. Hirano, T. Kajimoto, et al // Progress in Nuclear Science and Technology. – 2012. – V. 1. – P. 60–64.
76. Tarasov, O.B. LISE++: Radioactive beam production with in-flight separators / O.B. Tarasov, D. Bazin // Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B. – 2008. – V. 266. – P. 4657–4664.
77. Gavron, A. Statistical model calculations in heavy ion reactions / A. Gavron // Physical Review C. – 1980. – V. 21, № 1. – P. 230– 236.

78. Bass, R. Fusion of Heavy Nuclei in a Classical Model / R. Bass // Nucl. Phys. A. – 1974. – V. 231, № 1. – P. 45–63.
79. Bass, R. Nucleus-Nucleus Potential Deduced from Experimental Fusion Cross Sections / R. Bass // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 39, № 5. – P. 265–268.
80. Matsuse, T. Extended Hauser-Feshbach Method for Statistical Binary-Decay of Light-Mass Systems / T. Matsuse, C. Beck, R. Nouicer, D. Mahboub // Phys. Rev. C Nucl. Phys. – 1997. – V. 55. – P. 1380–1393.
81. Briesmeister, J.F. MCNPTM—A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C, LA-13709 M. – 2000. – 790 p.
82. Dunford, C.L. Evaluated Nuclear Data File, ENDF/B-VI / C.L. Dunford // Nuclear Data for Science and Technology. Research Reports in Physics. Springer, Berlin, Heidelberg. – 1992. – P. 788–792.
83. Sato, T. Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02 / T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta // Journal of Nuclear Science and Technology. – 2018. – V. 55, № 6. – P. 684–690.
84. Musabaeva, L.I. Neutron Therapy of Malignant New Growths / L.I. Musabaeva and V.A. Lisin // NTL Publishing, Tomsk, – 2008.
85. Hanusa, T.P. Beryllium / T.P. Hanusa // Encyclopedia Britannica. – 2020, <https://www.britannica.com/science/beryllium>.
86. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. Москва, Энергоатомиздат, 1991, 296 с.
87. Tarasov, O.B. Radioactive beam production with in-flight separators / O.B. Tarasov, D. Bazin // NIM B. – 2008. – V. 266. – P. 4657–4664.
88. Zsolnay, E.M. Summary Description of the New International Reactor Dosimetry and Fusion File (IRDF Release 1.0) / E.M. Zsolnay, R. Capote, H.K. Nolthenius, A. Trkov // International Atomic Energy Agency, Vienna, Austria, Report No. INDC(NDS)-0616. – 2012. – 44 p.
89. Capote, R. Updating and Extending the IRDF-2002 Dosimetry Library / R. Capote, K.I. Zolotarev, V.G. Pronyaev, A. Trkov // J. ASTM Int. – 2012. – V. 9, № 4. – P. 1–9.

90. Dong, Y. Nuclear Data Sheets for  $A = 54$  / Y. Dong, H. Junde // Nuclear Data Sheets. – 2014. – V. 121. – P. 1–142.
91. Shibata, K. JENDL-4.0: A new library for nuclear science and engineering / K. Shibata, O. Iwamoto, T. Nakagawa, N. Iwamoto, A. Ichihara, et al // J. Nucl. Sci. Technol. – 2011. – V. 48, № 1. – P. 1–30.
92. Plompen, A.J.M. The joint evaluated fission and fusion nuclear data library, JEFF-3.3 / A.J.M. Plompen, O. Cabellos, C.D.S. Jean, M. Fleming, A. Algora, et al // Eur. Phys. J. A. – 2020. – V. 56, № 181. – P. 1–108.
93. Brown, D.A. 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 / D.A. Brown, M.B. Chadwick, R. Capote, A.C. Kahler, A. Trkov, et al // Nucl. Data Sheets. – 2018. – V. 148, № 1. – P. 1–142.
94. Schönfeldt, T. Nucl. Broad spectrum moderators and advanced reflector filters using  $^{208}\text{Pb}$  / T. Schönfeldt, K. Batkov, E.B. Klinkby, B. Lauritzen, F. Mezei, et al // Instrum. Meth A. – 2015. – V. 769. – P. 1–4.
95. Lavelle, C.M. Neutronic design and measured performance of the Low Energy Neutron Source (LENS) target moderator reflector assembly / C.M. Lavelle, D.V. Baxter, A. Bogdanov, V.P. Derenchuk, H. Kaiser et al // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2008. – V. 587, № 2–3. – P. 324–341.
96. Bayanov, B. Neutron producing target for accelerator based neutron capture therapy / B. Bayanov, V. Belov, S. Taskaev // J. Phys.: Conf. Ser. – 2006. – V. 41, № 1. – P. 460–465.
97. Fujii, R. Lithium target for accelerator based BNCT neutron source: Influence by the proton irradiation on lithium / R. Fujii, Y. Imahori, M. Nakakamura, M. Takada, S. Kamada, et al // AIP Conf. Proc. – 2012. – V. 1509, № 1. – P. 162–170.
98. Serber, R. The production of high energy neutrons by stripping / R. Serber // Phys. Rev. – 1947. – V. 72, № 11. – P. 1008.
99. Haynes, W.M. CRC Handbook of Chemistry and Physics / W.M. Haynes // CRC Press/Taylor and Francis, Boca Raton, FL, 95th Edition. – 2015. – 2666 p.

100. Zakalek, P. Energy and target material dependence of the neutron yield induced by proton and deuteron bombardment / P. Zakalek, P.E. Doege, J. Baggemann, E. Mauerhofer, T. Brückel // EPJ Web Conf. – 2020. – V. 231, № 03006. – P. 6.
101. Hawkesworth, M.R. Neutron radiography: Equipment and Methods / M.R. Hawkesworth // Atomic Energy Review. – 1977. – V. 15, № 2. – P. 169–220.
102. Hagiwara, M. Experimental studies on the neutron emission spectrum and activation cross-section for 40 MeV deuterons in IFMIF accelerator structural elements / M. Hagiwara, T. Itoga, M. Baba, S. Uddin, N. Hirabayashi et al // J. Nucl. Mater. – 2004. – V. 329, № 1. – P. 218–222.
103. Stefanik, M. Neutron spectrum determination of  $d(20)+Be$  source reaction by the dosimetry foils method / M. Stefanik, P. Bem, M. Majerle, J. Novak, E. Simeckova // Radiation Physics and Chemistry. – 2017. – V. 140. – P. 466–470.
104. Stefanik, M. Neutron spectrum determination of accelerator-driven  $d(10)+Be$  neutron source using the multi-foil activation technique / M. Stefanik, E. Simeckova, P. Bem, J. Stursa, V. Zach // Radiation Physics and Chemistry. – 2022. – V. 190. – P. 109767.
105. Stefanik, M. Reprint of “Neutron field determination of  $d+Be$  reaction for 15 MeV deuterons using the multi-foil activation technique” / M. Stefanik, P. Bem, E. Simeckova, J. Stursa, V. Zach // Radiation Physics and Chemistry. – 2020. – V. 160. – P. 30–34.
106. Yubin, Z. Neutron Yields of Thick Be Target Bombarded with Low Energy Deuterons / Z. Yubin, T. Guoyou, G. Zhiyu, G. Jimei, P. Yuyang // Physics Procedia. – 2014. – V. 60. – P. 220–227.
107. Harrig, K.P. Neutron Spectroscopy for Pulsed Beams with Frame Overlap using a Double Time-of-Flight Technique / K.P. Harrig, B.L. Goldblum, J.A. Brown, D.L. Bleuel, L.A. Bernstein // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2018. – V. 877, № 1. – P. 359–366.

108. Weaver, K.A. Neutrons from the bombardment of beryllium by deuterons / K.A. Weaver, J.D. Anderson, H.H. Barschall, J.C. Davis // *Phys. Med. Biol.* – 1973. – V. 18, № 1. – P. 64–70.
109. Meadows, J.W. ANL/NDM1-24 the thick-target  ${}^9\text{Be}(d,n)$  neutron spectra for deuteron energies between 2.6 And 7.0- MeV / J.W. Meadows // *Nuclear Data and Measurements Series*, Argonne National Laboratory. – 1991. – 62 p.
110. Golovkov, V.M. Improving Neutron Flux by Optimizing the Geometries and Materials of the Collimation Assembly for Fast Neutron Therapy / V.M. Golovkov, A.M. Shehada // *Журнал медицинской физики.* – 2019. – № 2. – Т. 82.
111. Shikhada, A.M. Optimizing the source of fast neutrons for therapy applications/ A.M. Shikhada, V.M. Golovkov V.M // *Research and Practical Medicine Journal.* – 2019. – V. 6. – №. 1S. – P. 295.
112. Shehada, A.M. The dependencies of fast neutron flux and spectra on the collimation-field size and geometry for fast neutron therapy purposes / A.M. Shehada, V.P. Krivobokov // *Radiation Effects and Defects in Solids.* –2021. – V. 176. – №. 9 – 10. – P. 777 –788.
113. Shehada, A.M. Evaluating the Dependency of Neutron Spectra and Absorbed Dose Rates on the Collimation Field Size in Fast Neutron Therapy / A.M. Shehada, V.P. Krivobokov, V.M. Golovkov // *Heliyon.* – 2021. –V. 7. – №. 11. – P. e08274.
114. Shehada, A.M. Simulation study of the response of a highly sensitive silver activation detector for neutron detection using MCNP code / A.M. Shehada, V.P. Krivobokov // *Radiation Physics and Chemistry.* – 2021. – V. 189. – P. 109732.
115. Shehada, A.M. MCNP Simulations for Silver-Plastic Scintillator Detector for Mono-Energy Neutrons 2.5 and 14 MeV / A.M. Shehada, I.N. Pyatkov, V.P. Krivobokov, A.J. Othman // *Phys. Part. Nuclei Lett.* – 2021. №. 18. –P. 786 –790.