

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ
«ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ»
(ФГУП «ВНИИФТРИ»)

На правах рукописи

Федоров Сергей Григорьевич

**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И СРЕДСТВ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ,
РАСШИРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ
ДИАПАЗОНОВ ПРИ ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ И ПЕРЕДАЧЕ ЕДИНИЦ
МОЩНОСТИ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ, МОЩНОСТЕЙ АМБИЕНТНОГО
И ИНДИВИДУАЛЬНОГО ЭКВИВАЛЕНТОВ ДОЗЫ
НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Специальность: 2.2.10 «Метрология и метрологическое обеспечение»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
кандидат технических наук
Берлянд Александр Владимирович

Менделеево – 2026 г.

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Анализ методов и средств определения дозиметрических величин нейтронного излучения	16
1.1 Анализ методов и средств определения мощности поглощенной дозы нейтронного излучения	18
<i>1.1.1 Калориметрический метод (абсолютный метод)</i>	<i>18</i>
<i>1.1.2 Активационный метод.....</i>	<i>19</i>
<i>1.1.3 Ионизационный метод</i>	<i>22</i>
1.2 Анализ методов и средств определения мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения	26
<i>1.2.1 Метод регистрации сопутствующих частиц</i>	<i>26</i>
<i>1.2.2 Метод марганцевой ванны.....</i>	<i>29</i>
<i>1.2.3 Переход от единицы потока нейтронов к единицам мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы</i>	<i>33</i>
<i>1.2.4 Определение единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в Российской Федерации</i>	<i>37</i>
1.3 Вывод к Главе 1	41
Глава 2. Разработка аппаратурно-методического комплекса воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе комплекта полостных ионизационных камер	42
2.1 Анализ основных составляющих бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения.....	42
2.2 Разработка стенда прецизионного наполнения ионизационных камер газами.....	46
2.3 Расширение диапазона воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения	51
2.4 Исследование влияющих факторов и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного аппаратурно-методического комплекса для	

воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы на основе комплекта полостных ионизационных камер	57
2.4.1 <i>Неопределенность измерения массы газа в эффективном объеме ионизационной камеры.....</i>	<i>57</i>
2.4.2 <i>Неопределенность оценки поправки на искажение потока нейтронов стенкой внешнего корпуса</i>	<i>60</i>
2.4.3 <i>Неопределенность оценки поправки на гомогенность материала стенки ионизационной камеры и заполняемого газа.....</i>	<i>61</i>
2.5 Выводы к Главе 2	63
Глава 3. Разработка и исследование методов и средств передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения средствам измерений, применяемым на ядерно-физических установках в нейтронной лучевой терапии	64
3.1 Анализ полей нейтронов, создаваемых ядерно-физическими установками, применяемыми в нейтронной лучевой терапии	64
3.2 Разработка измерительного комплекса на основе многоканального блока регистрации.....	68
3.3 Разработка метода передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на ядерно-физические установки	72
3.4 Исследование и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного метода и средства передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения	75
3.5 Выводы к Главе 3	77
Глава 4. Разработка аппаратурно-методического комплекса воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения на основе метода восстановления энергетического спектра нейтронов.....	78
4.1 Анализ методов спектрометрии нейтронов для целей дозиметрии нейтронного излучения	80
4.2 Анализ необходимого и достаточного количества детекторов нейтронов	87
4.3 Расчет значений функции чувствительности	94

4.4 Обработка экспериментальных данных	99
4.5 Восстановление энергетического спектра нейтронов	104
4.6 Исследование влияющих факторов и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения	117
<i>4.6.1 Неопределенность оценки значений функций чувствительности детекторов</i>	<i>117</i>
<i>4.6.2 Неопределенность метода восстановления энергетического спектра нейтронов</i>	<i>123</i>
4.7 Выводы к Главе 4	126
Заключение.....	128
Список сокращений и условных обозначений	130
Список литературы.....	131
Публикации	142
Приложение А	144
Приложение Б	153
Приложение В	155
Приложение Г	158
Приложение Д	165
Приложение Е	166
Приложение Ж.....	167
Приложение И.....	168

Введение

Актуальность темы исследования

Радиационная безопасность является важным элементом национальной безопасности и гарантирует защищенность настоящего и будущих поколений от вредного влияния радиации. Речь идет, в первую очередь, об использовании атомной энергии, различных ядерно-физических установок (ЯФУ) и источников ионизирующего излучения в промышленности, науке, медицине, сельском хозяйстве, космической технике и т.д. Любое полезное применение радиации должно быть безопасным.

Основные требования, которые регламентируют работу с источниками ионизирующего излучения, включены в «Международные основные нормы безопасности для защиты от ионизирующих излучений и безопасного обращения с источниками излучения» (МОНБ) [1]. МОНБ, как и другие документы Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ), имеют рекомендательный характер и служат в качестве практического руководства для государственных органов и служб, работодателей и работников по вопросам радиационной защиты, безопасности и охраны здоровья.

В Российской Федерации на основе международного опыта разработаны законы в области радиационной безопасности [2-4]. Требования Федеральных законов детализируют «Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009» (Нормы) и «Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности ОСПОРБ-99/2010» (Правила) [5-6]. Соблюдение Норм и Правил тесно связано с обеспечением единства измерений. В области дозиметрии нейтронного излучения для обеспечения единства измерений применяется Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 (ГЭТ 117-2023).

Поглощенная доза ионизирующего излучения D – отношение средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме.

Единица измерения поглощенной дозы – грей (Гр).

Поглощенная доза – основная величина, наиболее полно характеризующая степень воздействия всех видов ионизирующих излучений на объекты с преобладанием детерминированных эффектов (лучевая терапия, радиационные технологии и аварийное облучение живого организма) [7].

Амбиентный эквивалент дозы $H^*(10)$ – эквивалент дозы, который был бы создан в шаре диаметром 30 см из тканеэквивалентного материала плотностью $1 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ на глубине 10 мм от поверхности по радиусу, параллельному направлению излучения, но противоположно ему направленному, в поле излучения, идентичном рассматриваемому по составу, флюенсу и энергетическому распределению, но мононаправленном и однородном [7].

Индивидуальный эквивалент дозы $H_p(10)$ – эквивалент дозы в мягкой биологической ткани (тканеэквивалентном материале), определяемый на глубине 10 мм, под рассматриваемой точкой на теле [7].

Единица измерения амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы – зиверт (Зв).

Амбиентный эквивалент дозы и индивидуальный эквивалент дозы – предназначены для оценки воздействия стохастических эффектов для целей радиационной безопасности населения и окружающей среды (хроническое облучение персонала и населения).

Проблемами в области дозиметрии и спектрометрии нейтронного излучения занимались учёные ВНИИФТРИ – Брегадзе Ю.И., Ярына В.П., Масляев П.Ф., Севастьянов В.Д. и др. Ими были разработаны методы восстановления нейтронных спектров, способы аппроксимации нейтронных спектров, методы оценки погрешности определения спектров, а также детекторы нейтронов и методы их применения для измерения спектров [8].

В институте физики высоких энергий – специалисты Абов Ю.Г., Караваев Г.Н., Санников А. В., Савицкая Е.Н. и др. – разработали один из первых российских образцов многошарового спектрометра нейтронов и развили методы нейтронной спектрометрии на больших протонных ускорителях.

Научно-исследовательские коллективы московского инженерно-физического института под руководством Крамер-Агеева Е.А., Климанова В.А., Дмитриевского И.М., Федорова Г.А. и др. проводили исследования в области дозиметрии фотонного и нейтронного излучения, развивали направление микродозиметрии, разработали теорию переноса ионизирующего излучения, занимались развитием методов спектрометрии ионизирующего излучения.

Коллектив ученых СНИИП занимался разработкой однокристалльного нейтронного спектрометра и исследованиями сцинтилляционных детекторов в области дозиметрии нейтронного излучения.

Ученые ВНИИЭФ – Маслов Г.Н., Замятин Ю.С., Васильев Ю.А., Виноградов Ю.И. и др. – занимались исследованиями спектров нейтронов деления, проводили исследования спонтанного деления на ядрах урана, а также разрабатывали и использовали в нейтронных измерениях нейтронный спектрометр с пропорциональным газовым счётчиком протонов отдач.

Специалисты физико-энергетического института – Сальников О.А., Трыков Л.А., Ковальчук В.Д. – являются основоположниками спектрометрии на основе времяпролетного метода. Климентов В.Б. и Рязанов Д.К. проводили исследования и разработку спектрометров нейтронов на основе набора активационных детекторов. Мокров Ю.В. занимался разработкой методов и средств метрологического обеспечения радиационного контроля нейтронного излучения на ускорителях и импульсных реакторах.

Исследованиями в области нейтронной физики занимались ученые «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева» – Андреев О.Л., Ярицына И.А., Рамендик З.А., Щеболев В.Т., Моисеев Н.Н. и др. – это исследования и разработка эталонной базы в области измерений единиц потока и плотности потока нейтронов, исследования

активационных детекторов для определения единицы потока нейтронов в полях нейтронных генераторов.

За рубежом проблемами нейтронной дозиметрии и спектрометрии занимаются коллективы метрологических институтов и исследовательских лабораторий национального института квантовой и радиологической науки и технологий (Японии), национальная ядерная лаборатория (Великобритании), а также ученые из Германии (A. Zimbal, L. Giacomelli, R. Nolte, H. Schuhmacher), США (William D. Ratcliffe, Jeffrey W. Lynn, Nicholas Butch, Craig Brown), Кореи (Sinchul Kang, Jungho Kim, JoongHyun Kim, Hyeoungwoo Park) и др.

В связи с расширением областей применения нейтронного излучения и разработкой новых ядерно-физических установок в области атомной промышленности и энергетики, строительством и введением в эксплуатацию центров нейтронной лучевой терапии в области здравоохранения, обновлением библиотек баз данных микроскопических сечений взаимодействия нейтрона с веществом, а также появлением новых методов анализа расчетных данных на сегодняшний день необходимо:

- обеспечить прослеживаемость результатов измерений полученных на высокоточных средствах измерений единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения (клинических дозиметров) к ГЭТ 117-2023, с относительной расширенной неопределенностью измерений ($k=2$), которая не должна превышать 3 %, в соответствии с вступлением в силу Постановления Правительства Российской Федерации от 16.11.2020 г. № 1847 [9];
- в соответствии с требованиями медицинских регламентов [10] вдвое расширить верхнее значение границы диапазона воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения с $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹;
- разработать методы и средства передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения средствам измерения, применяемых на ядерно-физических установках в нейтронной лучевой терапии;
- вдвое расширить верхнюю границу диапазона энергий, в котором воспроизводятся и передаются единицы мощностей амбиентного

и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения с 10 до 20 МэВ для обеспечения радиационного и индивидуального дозиметрического контроля при работе на высокоэнергетических установках, что соответствует требованиям стратегий развития: «Report of the workshop to discuss the CCRI Strategic Plan 2020-2025 and the CIPM MRA Review» [11] и «Strategy 2030+» [12] и вступившему в силу Постановлению Правительства Российской Федерации от 16.11.2020 г. № 247 [13];

– разработать методы и средства воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в диапазоне энергий нейтронов от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ на основе методов спектрометрии нейтронов, позволяющие учитывать влияющие факторы рассеянного излучения в полях, применяемых на практике.

Цель диссертационной работы

Обеспечение единства и требуемой точности измерений единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения путем улучшения метрологических характеристик Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2010.

Объект исследований

Дозиметрия и спектрометрия нейтронного излучения.

Предмет исследований

Методы и средства воспроизведения и передачи единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения.

Основная научная задача исследования

Обоснование, разработка и исследование методов и средств воспроизведения и передачи единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения для обеспечения единства измерений в области дозиметрии нейтронного излучения.

Частные задачи исследования

1) Выполнить анализ методов и средств воспроизведения и передачи единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения.

2) Разработать аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе ионизационного метода регистрации нейтронов.

3) Разработать и исследовать методы и средства передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения средствам измерений, применяемым на ядерно-физических установках в нейтронной лучевой терапии.

4) Разработать аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения на основе метода восстановления энергетического спектра нейтронов.

5) Исследовать метрологические характеристики разработанных аппаратурно-методических комплексов.

Положения, выносимые на защиту

1) Разработанный аппаратурно-методический комплекс на основе новой конструкции ионизационных камер позволяет расширить верхнее значение границы диапазона воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы

нейтронного излучения с $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹, а также уменьшить относительную расширенную неопределенность измерений U при $k = 2$ во всем диапазоне воспроизведения с 4,4 % до 2,7 %.

2) Разработанный метод и средства измерений на основе многоканального блока регистрации позволяют осуществить передачу единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на ядерно-физические установки в нейтронной лучевой терапии, с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 2,9 % при $k = 2$.

3) Разработанный аппаратно-методический комплекс для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения, позволяющий осуществлять расчет данных единиц величин на основе измерений энергетического спектра нейтронов в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ за счет расширенного набора детекторов и увеличения числа энергетических групп с 47 до 227 с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 6,8 % при $k = 2$.

Научная новизна исследований

1) Впервые учтена поправка на эффект температурного расширения конструктивных элементов ионизационной камеры, позволяющая учесть изменение массы газа в эффективном объеме при воспроизведении единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения.

2) Впервые для целей нейтронной лучевой терапии разработаны метод и средства измерений единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе созданного многоканального сцинтилляционного блока регистрации с автоматизированной системой управления, измерения, сбора и обработки данных, позволяющие обеспечить передачу единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения, с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 2,9 % при $k = 2$.

3) Впервые разработан аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения, позволяющий осуществлять расчет данных единиц величин на основе измерений энергетического спектра нейтронов в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ за счет расширенного набора детекторов и увеличения числа энергетических групп с 47 до 227, что позволило осуществлять передачу данных единиц величин в смешанные гамма-нейтронные поля, применяемые на практике.

Практическая значимость

1) Результаты работы внедрены в состав Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 при проведении его совершенствования.

2) Полученные в работе результаты позволили обеспечить единство измерений в области клинической дозиметрии нейтронного излучения, а также проводить испытания, поверку и калибровку новых высокоточных средств измерений.

3) Разработанные методы и средства воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения позволили осуществлять измерения энергетического спектра нейтронов в гамма-нейтронных полях, применяемых на практике.

Личный вклад автора

Все экспериментальные и теоретические результаты, представленные в настоящей работе, получены автором лично, либо при решающем его участии.

Автор принимал активное участие в части проектирования, разработки и исследования аппаратурно-методического комплекса с набором ионизационных камер, его сборки и отладки. Результаты работ позволили обеспечить воспроизведение единиц мощности поглощенной дозы нейтронного излучения в диапазоне значений от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹, а также уменьшить относительную расширенную неопределенность измерений U при $k = 2$ во всем диапазоне воспроизведения с 4,4 % до 2,7 %.

Автор разработал метод и средства измерений единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе многоканального сцинтилляционного блока регистрации с автоматизированной системой управления, измерения, сбора и обработки данных, позволяющие осуществить передачу единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на ядерно-физические установки в нейтронной лучевой терапии, с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 2,9 % при $k = 2$.

Автор выполнено проектирование, разработка, моделирование, сборка, отладка и исследование аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения на основе измерений энергетического спектра нейтронов. Результаты работ позволили обеспечить воспроизведение и передачу данных единиц величин в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 6,8 % при $k = 2$, за счет включения в состав ГЭТ 117-2023 расширенного набора детекторов и расширения набора энергетических групп.

Степень достоверности результатов диссертационной работы

Достоверность научных результатов, полученных в работе, подтверждается применением апробированных методов определения параметров ионизирующих излучений (в том числе ионизационного и сцинтилляционного методов), а также

современных методов статистической обработки экспериментальных данных с оценкой расширенной неопределённости измерений.

Для экспериментальных работ при определении метрологических характеристик созданных первичных преобразователей использовались поверенные и калиброванные высокоточные средства измерений и аттестованное программное обеспечение.

Достоверность разработанных методов измерений и аппаратурных решений подтверждена их успешными государственными испытаниями и утверждением разработанного комплекса в качестве Государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 (Приложение А).

Внедрение результатов

1) Проведено совершенствование Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2010 (Приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 21 марта 2023 г. № 602 (Приложение Б));

2) Разработана и утверждена Государственная поверочная схема для средств измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения (Приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 21 июля 2023 г. № 1490 (Приложение В));

3) Результаты исследований реализованы при проведении работ по аттестации эталонов дозиметрических единиц величин нейтронного излучения и подтверждены актами внедрения от организаций: ООО «НПП «Доза», ФБУ «Мурманский ЦСМ», ФБУ «Самарский ЦСМ», ФБУ «НИЦ ПМ – Ростест»,

ООО «ПримТехнополис», ФБУ «Новосибирский ЦСМ», АО «ННПО имени М.В. Фрунзе» (Приложение Г).

Апробация результатов диссертационной работы

Материалы диссертационной работы опубликованы в 21 статье, в том числе в 8 статьях в изданиях из Перечня ВАК российских рецензируемых изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертационной работы, и в 40 докладах на всероссийских и международных научно-технических конференциях.

Получено 3 свидетельства о государственной регистрации программ для ЭВМ (Приложения Д-Ж) и патент РФ № 2853692 от 25 декабря 2025 г. на изобретение «Блок регистрации нейтронного и гамма-излучений, основанный на сцинтилляционном методе регистрации» (приложение И).

Структура и объем диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы, включающего 120 библиографических ссылок, и 8 приложений. Общий объем диссертационной работы составляет 168 страниц. Диссертационная работа содержит 58 рисунков и 20 таблиц.

Глава 1. Анализ методов и средств определения дозиметрических величин нейтронного излучения

Принципиальной особенностью нейтронного излучения при решении дозиметрических проблем является то, что в полях нейтронного излучения всегда в той или иной степени присутствует гамма-излучение. При определении единицы мощности поглощенной дозы (МПД) нейтронного излучения трудность составляет то, что энергию нейтрона нельзя определить путем воздействия электрического или магнитного полей на траекторию его движения, как для заряженных частиц. Также нейтроны непосредственно не вызывают ионизацию и возбуждение атомов, а реагируют только с их ядрами при столкновении с ними.

Различие методов измерений связано с использованием различных методов регистрации нейтронного излучения, применяемых в измерительных преобразователях (блоках детектирования), и методов обработки информации с измерительных преобразователей [14, 15].

Основные методы регистрации нейтронного излучения:

- 1) калориметрический – основан на измерении изменения температуры жидкого или твердого поглотителя при поглощении в нем энергии излучения;
- 2) ионизационный – используются детекторы с газовым наполнением для измерения ионизации газа, вызванной вторичными заряженными частицами;
- 3) сцинтилляционный – в данном методе используются органические и неорганические сцинтилляторы, в которых энергия вторичных заряженных частиц преобразуется в оптическое излучение. Измерение интенсивности рассеянного оптического излучения осуществляется фотодетекторами (фотоэлектронными умножителями, фотодиодами);
- 4) термолюминесцентный – основан на измерении накопленной энергии в веществе под действием ионизирующего излучения и освобождаемой в виде оптического излучения при последующем нагреве в определенных условиях;
- 5) полупроводниковый – основан на измерении силы тока при регистрации импульсов, возникающих от образования дырок

в полупроводниковом детекторе, в ходе воздействия на него ионизирующим излучением;

6) фотоэмульсионный – основан на регистрации изменений состояния фотоэмульсии, вызванных взаимодействием излучения со светочувствительным материалом фотоэмульсии;

7) активационный – основан на регистрации наведенной активности в детекторах из различных материалов.

Фотоэмульсионный и термолюминесцентный методы в основном применяются для индивидуального дозиметрического контроля и не являются прямо показывающими. Данные методы характеризуются необходимостью использования дополнительного оборудования, сложных методов и алгоритмов для вычисления дозовых характеристик, что ведет к значительным временным затратам.

Активационный метод применяется для установления спектра и определения единицы плотности потока нейтронов на ЯФУ, где плотность потока нейтронов порядка $(10^{10} - 10^{16}) \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Связано это с использованием различных наборов мишеней и временем их облучения в исследовательском канале. На рабочих местах, где значения единицы плотность потока нейтронов значительно меньше и составляют до $10^7 \text{ с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, данный метод не применим, так как требует большего количества времени на проведение облучения мишеней, что, в свою очередь, ведет к увеличению погрешности и дополнительным сложностям при обработке результатов измерений и восстановлении энергетического спектра нейтронов.

Методы на основе ионизационных камер и сцинтилляционных детекторов нашли широкое применение с использованием замедлителей нейтронов в спектрометрии нейтронного излучения (метод сфер Боннера). Такой метод позволяет искусственно деформировать спектр нейтронного излучения с помощью наборов шаровых замедлителей различных диаметров.

1.1 Анализ методов и средств определения мощности поглощенной дозы нейтронного излучения

1.1.1 Калориметрический метод (абсолютный метод)

Калориметрический метод – абсолютный метод измерения поглощенной дозы (ПД) нейтронного излучения, основанный на измерении тепла, выделяемого при взаимодействии излучения с веществом. Энергия, поглощенная при взаимодействии излучения с веществом, преобразуется в тепло, нагрев тела пропорционален дозе излучения. Калориметрический метод позволяет непосредственно измерить ПД, что отличает его от других методов дозиметрии, которые измеряют косвенные эффекты. При измерении ПД калориметрическим методом можно пренебречь поправками, которые характеризуют взаимодействие излучения с веществом, такими как отношение тормозных способностей и отношение микроскопических сечений взаимодействий материала калориметра и среды интереса (для нейтронного излучения – тканеэквивалентное вещество), средней энергией ионообразования и др. Вследствие этого калориметрический метод превосходит по точности другие методы измерения ПД, в частности ионизационный, хотя и уступает ему по чувствительности.

Несмотря на то, что данный метод является наиболее приемлемым при измерении ПД гамма-излучения, где погрешность измерения находится в диапазоне от 0,2 % до 3,0 % [16], ему свойственны некоторые недостатки, которые ограничивают его применимость в дозиметрии нейтронного излучения. Во-первых, с помощью калориметрического метода можно измерить ПД лишь при мощностях доз от 1-2 Гр·с⁻¹, т.е. применение этого метода возможно только в полях нейтронов с большими значениями единиц плотности потока, например, в каналах ЯФУ. Во-вторых, вследствие термических дефектов, часть поглощенной энергии уходит на химические реакции или образование дефектов кристаллической решетки, что вносит погрешность в измерения ПД. Особенно сильно термический дефект проявляется в высокоэнергетических импульсных полях на ЯФУ [16].

В-третьих, при определении МПД нейтронного излучения калориметрическим методом в веществе со сложным химическим составом, например, в тканеэквивалентном веществе, необходимо вводить поправки. Необходимость введения поправок вызвана тем, что из-за химического взаимодействия измеряемая тепловая энергия не соответствует поглощенной энергии ионизирующего излучения в данном веществе. Поэтому, в отличие от измерений ПД в таком материале как графит, где энергия химических взаимодействий при облучении ионизирующим излучением пренебрежимо мала, погрешность измерений ПД нейтронного излучения в тканеэквивалентном веществе существенно больше.

1.1.2 Активационный метод

В международных центрах нейтронной лучевой терапии в качестве источников нейтронного излучения применяются ЯФУ, такие как протонный циклотрон (отделение радиационной онкологии Вашингтонского университета, лаборатории iThemba LABS в районе Сомерсет Вест в Южной Африке, технологический референс-центр ионизирующего излучения в радиобиологии, лучевой терапии и ядерной медицины в Томском политехническом университете) и исследовательские реакторы – FRM I и FRM II в техническом университете Мюнхена в Гархинге, БР-10 в физико-энергетическом институте в Обнинске, исследовательский реактор SAFARI I в ядерном центре «Пелиндаба» в ЮАР.

Несмотря на большое разнообразие ЯФУ, данные установки образуют потоки моноэнергетических или квази-моноэнергетических нейтронов в диапазоне энергий от 2 до 30 МэВ, что позволяет использовать более простой активационный метод на основе пороговых реакций для определения единицы мощности поглощенной дозы (МПД) нейтронного излучения через измерение единицы плотности потока нейтронов φ по формуле [17, 18]

$$\varphi = \frac{M \cdot \lambda \cdot ((N_{\theta} + N_{\phi}) - N_{\phi})}{m \cdot N_0 \cdot \gamma \cdot \nu \cdot \sigma \cdot K \cdot \varepsilon \cdot \Omega \cdot (1 - e^{-\lambda t_0}) \cdot e^{-\lambda t_3} \cdot (1 - e^{-\lambda t_n})}, \quad (1.1)$$

где M – массовое число материалов детектора;

λ – постоянная радиоактивного распада нуклида;

$(N_\theta + N_\phi)$ – суммарное число импульсов, зарегистрированных от детектора и фона за интервал времени измерения $t_{\text{и}}$;

N_ϕ – число импульсов, зарегистрированное радиометром за интервал времени $t_{\text{и}}$;

m – масса активационного детектора;

N_0 – число Авогадро;

γ – содержание облучаемого нуклида в детекторе;

ν – интенсивность бета-излучения, образовавшегося нуклида;

σ – микроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с веществом;

K – коэффициент, учитывающий самопоглощение бета-излучения материалом детектора;

ε – градуировочный коэффициент радиометра;

Ω – относительный телесный угол при регистрации бета-излучения детектора;

t_0 – интервал времени облучения детектора;

t_3 – интервал времени выдержки детектора;

$t_{\text{и}}$ – интервал времени измерения.

После определения значений единицы плотности потока нейтронов φ в точке измерений осуществляется переход к единице МПД в органе нейтронного излучения, в соответствии с серией международных стандартов [10, 19-20] по формуле

$$D_T = \varphi \cdot k_{D_T}, \quad (1.2)$$

где D_T – МПД нейтронного излучения в органе T ;

k_{D_T} – коэффициент перехода от единицы плотности потока нейтронов к единице МПД в органе.

При переходе от единицы плотности потока нейтронов, измеренной активационным методом, к единице МПД в органе нейтронного излучения составлен бюджет неопределенности измерений, основные составляющие которого представлены в таблице 1.1.

Для единицы МПД нейтронного излучения относительная расширенная неопределенность измерений при $k = 2$ с учетом неопределенности оценки коэффициентов перехода от единицы плотности потока к единице МПД нейтронного излучения находится в диапазоне значений от 3,7 до 30,8 %.

Тем не менее, в [20] есть упоминание не учитывать неопределенность оценки коэффициентов перехода k_{DT} , хотя она варьируется в диапазоне значений от 0,8 % до 15 % в зависимости от размера и типа органа, от его расположения, а также в зависимости от пола и комплекции человека. В случае следования вышеуказанным рекомендациям, относительная расширенная неопределенность измерений единицы МПД нейтронного излучения не превышает 3,3 %.

Таблица 1.1 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы плотности потока нейтронов активационным методом [21, 22]

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерения числа импульсов (N)	0,5 – 2,2
Неопределенность оценки постоянной радиоактивного распада (λ)	0,03
Неопределенность измерения массы активационного детектора (m)	0,9 – 1,5
Неопределенность оценки содержания облучаемого нуклида в детекторе (γ)	0,5
Неопределенность оценки микроскопического сечения взаимодействия нейтрона с веществом (σ)	1,0 – 1,6
Неопределенность оценки коэффициента, учитывающий самопоглощение бета-излучения материалом детектора (K)	0,2 – 0,3

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерения градуировочного коэффициента радиометра (ε)	0,2
Неопределенность измерения относительного телесного угла при регистрации бета-излучения детектора (Ω)	0,1
Неопределенность измерения времени измерения (t)	0,2 – 0,4
Неопределенность измерения расстояния источник-детектор	0,2 – 0,5
Неопределенность измерений показаний от монитора	0,4 – 0,9
Неопределенность оценки коэффициентов перехода от единицы плотности потока к единице МПД нейтронного излучения (k_{DT})	0,8 – 15,0
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	1,8 – 15,4
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	3,6 – 30,8

1.1.3 Ионизационный метод

В международных центрах нейтронной лучевой терапии в Германии, США, Испании и др. применяется ионизационный метод на основе использования двух ионизационных камер, изготовленных из тканеэквивалентного пластика А-150, магния или графита.

Ионизационный метод подразумевает наличие чувствительного объема, который заполняется газами, таким образом, чтобы химический состав газа был гомогенным по отношению к стенке, ограничивающий чувствительный объем. В процессе взаимодействия нейтрона с веществом участвует не только газ во внутреннем эффективном объеме камеры, но и материал ее стенки. Ионизационная камера состоит из полости, заполненной газом и из стенки, ограничивающей чувствительный объем газовой среды, упрощенная конструкция представлена на рисунке 1.1.

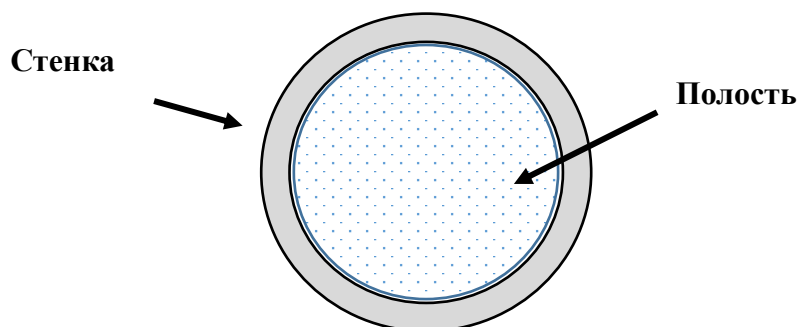


Рисунок 1.1 – Упрощенная модель ионизационной камеры

Ионизационная камера, помещенная в поле ионизирующего излучения, в той или иной степени влияет на характеристики поля частиц. Чтобы учесть влияние ионизационной камеры применяются различные модификации теории полости. Основными условиями применимости теории полости являются:

- газовая полость и стенка, окружающая эту полость, должны быть однородными, т.е. выполнены из одного материала или должны быть сравнимы по атомной массе вещества;
- должно выполняться состояние электронного равновесия вторичных заряженных частиц, образующихся в результате взаимодействия косвенного ионизирующего излучения (нейтронного или гамма-излучения) с веществом;
- должно обеспечиваться равновесие спектра вторичных заряженных частиц на входе и выходе из чувствительного объема газовой полости.

В случае, если все условия выполняются, то для измерения величины поглощенной энергии ионизационным методом, применяется модификация теории полости в виде соотношения Брэгга-Грея [23]

$$\dot{D}_n^B = \frac{1}{m_{\text{газ}}} \cdot \frac{dE}{dt} = \frac{I}{m_{\text{газ}}} \cdot \frac{\bar{W}_n}{e} \cdot \frac{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{\text{ст}}}{\left(\frac{\bar{S}}{\rho}\right)_{\text{газ}}} \cdot \frac{\left(\frac{\bar{\sigma}}{\rho}\right)_{\text{в}}}{\left(\frac{\bar{\sigma}}{\rho}\right)_{\text{ст}}} \cdot \prod k_i, \quad (1.3)$$

где $\dot{D}_n$ – МПД нейтронного излучения в веществе;

E – поглощенная энергия;

I – сила тока в полостной ионизационной камере;

$m_{\text{газ}}$ – масса газа в эффективном объеме ионизационной камеры;

$\bar{W}_n$ – средняя энергия образования пар ионов;

e – заряд электрона;

$\frac{(\bar{s}/\rho)_{\text{ст}}}{(\bar{s}/\rho)_{\text{г}}}$ – отношение массовых тормозных способностей стенки камеры и газа,

соответственно, усредненных по соответствующему спектру вторичных заряженных частиц;

$\frac{(\bar{\sigma}/\rho)_{\text{в}}}{(\bar{\sigma}/\rho)_{\text{ст}}}$ – отношение микроскопических сечений взаимодействия нейтронов в

веществе и материале стенки камеры, приведенных к единичной плотности материалов, соответственно, усредненные по спектру нейтронов.

На практике для покомпонентного измерения единицы МПД от нейтронного и гамма-излучения используется набор полостных ионизационных камер. В работах [24, 25] показано, что наименьшая погрешность измерения единицы МПД нейтронного излучения получается в случае использования в комплекте набора полостных ионизационных камер камеры с максимально различающийся чувствительностью к нейтронному излучению и близкой чувствительностью к гамма-излучению.

Ионизационный метод измерения единицы МПД нейтронного излучения лежит в основе Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2010 (ГЭТ 117-2010). Технической реализацией данного метода является измеритель мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе комплекта полостных ионизационных камер ИМПД-ИК. ИМПД-ИК представляет собой набор полостных ионизационных камер из полиэтилена и алюминия, что позволяет разделить значения МПД от нейтронного излучения $\dot{D}_n$ от значения МПД гамма-излучения $\dot{D}_\gamma$ в тканеэквивалентном веществе. Данная особенность метода воспроизведения приводит к необходимости решения системы уравнений

$$\begin{cases} a_1 \cdot \dot{D}_n + \dot{D}_\gamma = \frac{I_1}{F_{\gamma_1}} \\ a_2 \cdot \dot{D}_n + \dot{D}_\gamma = \frac{I_2}{F_{\gamma_2}} \end{cases} \quad (i = 1, 2), \quad (1.4)$$

где $a_i = \frac{\left(\frac{S}{\rho}\right)_\Gamma}{\left(\frac{S}{\rho}\right)_{\text{ст}}} \cdot \frac{\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_{\text{ст}}}{\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)_\text{в}} \cdot \frac{m_i \cdot \prod k_i}{W_\Gamma \cdot F_{\gamma_i}}$ – коэффициент для полиэтиленовой и алюминиевой

камеры, соответственно;

I_i – сила тока в i -ой ионизационной камере;

m_i – масса газа в эффективном объеме в i -ой полостной ионизационной камере;

$F_{\gamma_i} = \frac{I_{o\gamma_i}}{D_{o\gamma_i}}$ – чувствительность ионизационной камеры к гамма-излучению,

где $I_{o\gamma_i}$ – сила тока в i -ой ионизационной камере в поле гамма-излучения с МПД гамма-излучения $D_{o\gamma_i}$, полученной на Государственном первичном эталоне единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы фотонного, электронного, протонного излучений и в пучках ионов углерода, количества, флюенса, плотности потока и энергии частиц в пучках протонов и тяжелых заряженных частиц ГЭТ 38-2024;

$\prod k_i = k_{\text{рас}} \cdot k_{\text{гом}}$ – произведение поправочных коэффициентов,

где $k_{\text{рас}}$ – коэффициент, учитывающий изменение спектра нейтронов за счет многократного рассеяния в стенке камеры;

$k_{\text{гом}}$ – коэффициент, учитывающий неоднородность материалов стенки камеры и наполняемого газа.

На основе описанных условий и ограничений теории полости в приближении Брэгга-Грея основные составляющие бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения измерителем мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе комплекта полостных ионизационных камер ИМПД-ИК из состава ГЭТ 117-2010 представлены в таблице 1.2.

Таблица 1.2 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения измерителем мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе комплекта полостных ионизационных камер ИМПД-ИК из состава ГЭТ 117-2010

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерения силы тока (I)	1,1
Неопределенность оценки коэффициента для полиэтиленовой полостной ионизационной камеры (a_i)	2,0
Неопределенность измерений чувствительности полостных ионизационных камер к гамма-излучению ($F_{\gamma i}$)	0,9
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	2,2
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	4,4

1.2 Анализ методов и средств определения мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения

1.2.1 Метод регистрации сопутствующих частиц

В случае известного соотношения между числом нейтронов и числом заряженных частиц (гамма-квантов), образующихся в процессе реакции, и пространственного распределения продуктов реакции, поток нейтронов можно определить, измеряя плотность потока сопутствующего излучения в определенном телесном угле Ω . Значение потока нейтронов Φ может быть рассчитано по формуле [26]

$$\Phi = \frac{N}{\Omega \cdot \varepsilon \cdot k(\vartheta)} \cdot \eta \cdot \left(\frac{\sigma_n}{\sigma_p} \right) \cdot k_{\text{миш}}, \quad (1.5)$$

где N – показание детектора, регистрирующего сопутствующее излучение;
 ε – эффективность детектора сопутствующего излучения;
 $k(\vartheta)$ – коэффициент асимметрии сопутствующего излучения;
 Ω – телесный угол, в котором производится регистрация сопутствующего излучения;
 η – соотношение между числом нейтронов и числом сопутствующих частиц;
 $\left(\frac{\sigma_n}{\sigma_p}\right)$ – отношение микроскопических сечений взаимодействия нейтронов;
 $k_{\text{миш}}$ – поправочный коэффициент, учитывающий ослабление нейтронов в конструкции мишенной камеры.

Основные составляющие бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы потока нейтронов методом регистрации сопутствующих частиц представлены в таблице 1.3 [27].

Таблица 1.3 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы потока нейтронов методом регистрации сопутствующих частиц

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерений скорости счета детектора (N)	0,04
Неопределенность измерений доли телесного угла (Ω)	0,023
Неопределенность оценки соотношения между числом нейтронов и числом сопутствующих частиц (η)	0,014
Неопределенность измерения коэффициента анизотропии ($k(\vartheta)$)	0,18
Неопределенность оценки микроскопических сечений взаимодействия $\left(\frac{\sigma_n}{\sigma_p}\right)$	0,50 – 1,00
Неопределенность оценки поправочный коэффициент, учитывающий ослабление нейтронов в конструкции мишенной камеры ($k_{\text{миш}}$)	0,26
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	0,60 – 1,05

Источник неопределенности	Значение, %
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	1,20 – 2,10

Данный метод не применим напрямую для определения единицы потока нейтронов для радионуклидных источников.

В международных лабораториях нейтронных измерений NPL, PTB, KRISS, СМІ и др. созданы измерительные комплексы потока моноэнергетических и квази-моноэнергетических нейтронов на основе реакций ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$, $\text{T}(d,n){}^4\text{He}$, $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ и др. методом регистрации сопутствующих частиц в известном телесном угле с неопределенностью измерений, не превышающей значения, представленные в таблице 1.3.

Внешний вид и схематическое изображение установок представлены на рисунках 1.2 – 1.3.

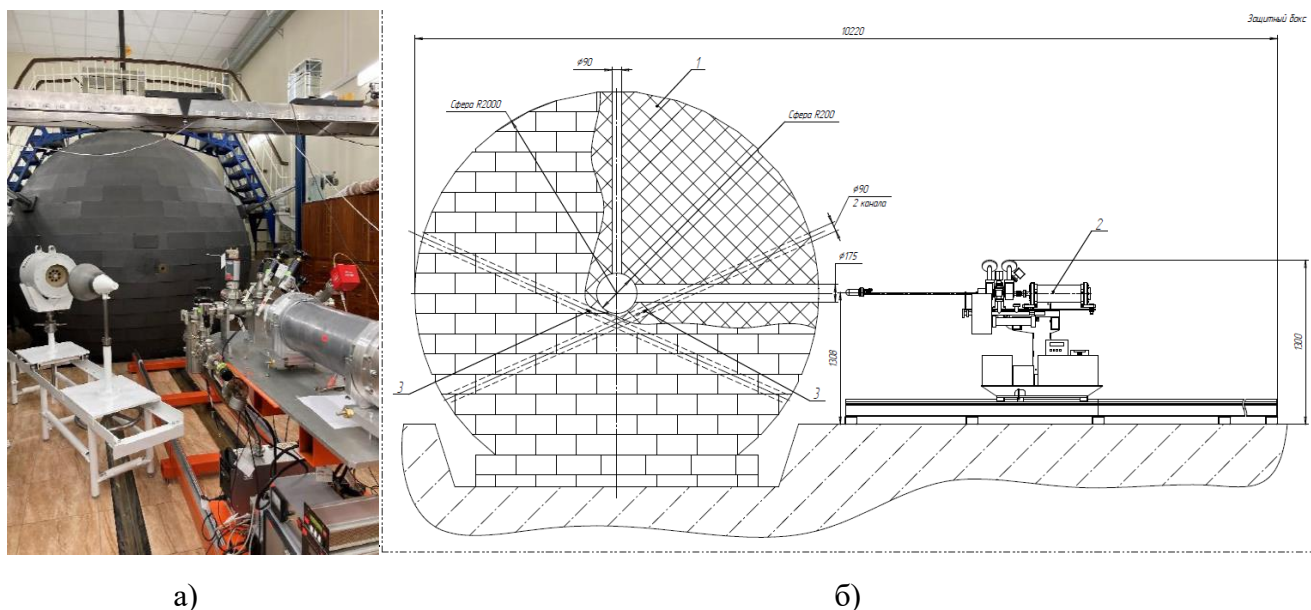


Рисунок 1.2 – Внешний вид (а) и схематическое изображение установки УЭН-1 (б) в измерительном зале нейтронной лаборатории ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева»

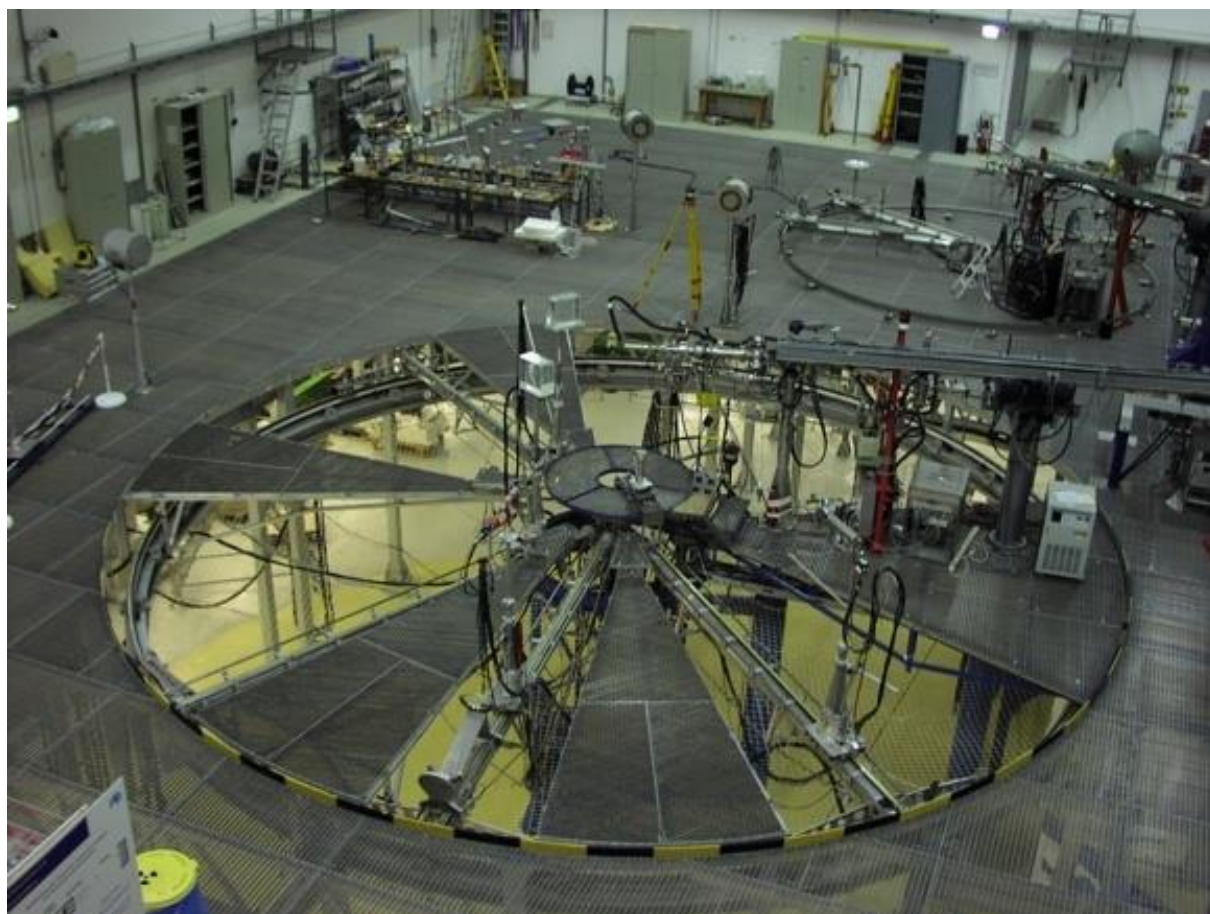


Рисунок 1.3 – Измерительный зал нейтронной лаборатории РТВ

1.2.2 Метод марганцевой ванны

Метод марганцевой ванны предназначен для измерения единицы потока нейтронов от радионуклидных источников путем активации раствора сернокислого марганца. Это наиболее распространённый в мире метод абсолютных измерений единицы потока нейтронов радионуклидных источников.

Физический принцип метода заключается в следующем: нейтроны, испускаемые источником, помещенным в центр раствора, замедляются в результате соударений с ядрами атомов замедлителя, в основном, водорода и приходят в термодинамическое равновесие с замедлителем. При этом в объеме устанавливается стационарное распределение плотности потока тепловых нейтронов вдоль радиуса от центра, где расположен источник быстрых нейтронов, и полный поток тепловых нейтронов (интеграл по всему объему) пропорционален потоку быстрых нейтронов из источника

$$\Phi = k \int \varphi(r) r^2 dr, \quad (1.6)$$

где Φ – полный поток нейтронов источника;

$\varphi(r)$ – плотность потока тепловых нейтронов на расстоянии r от источника;

k – коэффициент пропорциональности.

Задача определения потока Φ сводится к определению полного потока тепловых нейтронов и коэффициента пропорциональности k .

При поглощении тепловых нейтронов ядрами марганца образуется радиоактивный изотоп ^{56}Mn . Активность ^{56}Mn в растворе пропорциональна полному потоку нейтронов калибруемого радионуклидного источника. Активность измеряется с использованием сцинтилляционного детектора, например, на основе кристалла NaI(Tl) . При этом детектор может быть погружен в ванну после механического перемешивания раствора или находиться за пределами ванны при реализации установки с системой прокачки раствора.

Основные преимущества метода:

- марганец, используемый в качестве детектора тепловых нейтронов, имеет только один стабильный изотоп – ^{55}Mn , при этом сульфат марганца легко растворяется в воде;
- получаемый в результате взаимодействия с тепловыми нейтронами радиоактивный ^{56}Mn имеет удобный для измерения активности период полураспада $2,5785 \pm 0,0006$ часа [28];
- сечение захвата нейтронов марганцем хорошо описывается законом $1/V$ и имеет достаточно высокое для тепловых нейтронов значение – $13,41 \pm 0,04$ барна;
- схема распада ^{56}Mn позволяет использовать для абсолютного измерения активности метод $4\pi\beta\gamma$ – совпадений [28];
- метод нечувствителен к гамма-излучению;

– раствор сульфата марганца в воде хорошо перемешивается, что дает возможность использовать метод «физического интегрирования», т.е. заменить в расчетах формулу (1.6) на формулу

$$\Phi = k_1 A_0, \quad (1.7)$$

где A_0 – усредненная по объему активность ^{56}Mn ;

k_1 – коэффициент пропорциональности.

В принципе, для определения единицы потока нейтронов необходимо каким-либо достаточно простым и надежным способом измерить значение приведенной активности A_0 . После учета всех поправок получаем окончательную формулу для расчета единицы потока нейтронов от источника [27]

$$\Phi = A_0 \cdot F \cdot (1 + l) \cdot (1 + m) \cdot (1 + \chi) \cdot \prod k_i, \quad (1.8)$$

где A_0 – активность скорость счета;

F – поправка на эффект поглощения медленных нейтронов ядрами водорода, серы и кислорода;

$(1 + l)$ – поправка на утечку нейтронов из ванны;

$(1 + m)$ – поправка на поглощение нейтронов в источнике и конструкционных материалах установки;

$(1 + \chi)$ – поправка на захват быстрых нейтронов ядрами кислорода и серы;

$\prod k_i$ – произведение поправочных коэффициентов.

Значения описанных выше поправок определяются при первичных исследованиях эталона и уточняются в ходе периодических исследований.

Общий вид установок на основе метода марганцевой ванны представлены на рисунках 1.4 – 1.5.



Рисунок 1.4 – Общий вид установки УЭН-2 в измерительном зале нейтронной лаборатории ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева»



Рисунок 1.5 – Измерительный зал нейтронной лаборатории NIST

Основные составляющие бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы потока нейтронов методом марганцевой ванны представлены в таблице 1.4 [22, 26].

Таблица 1.4 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы потока нейтронов методом марганцевой ванны

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерения активности (A_0)	0,32
Неопределенность оценки поправки на эффект поглощения медленных нейтронов ядрами водорода, серы и кислорода (F)	0,17
Неопределенность оценки поправки на утечку нейтронов из ванны (l)	0,24
Неопределенность оценки поправки на поглощение нейтронов в источнике и конструкционных материалах установки (m)	0,03
Неопределенность оценки поправки на захват быстрых нейтронов ядрами кислорода и серы (χ)	0,50
Неопределенность оценки поправочных коэффициентов (k_i)	0,03
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	0,67
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	1,34

1.2.3 Переход от единицы потока нейтронов к единицам мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы

Единица плотности потока нейтронов воспроизводится с использованием моноэнергетических ядерных реакций, например, $D(d,n)^3\text{He}$ и $T(d,n)^4\text{He}$ и радионуклидных источников нейтронов типа ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-Be}(\alpha,n)$, ^{252}Cf , размещенный в шаре из тяжелой воды.

Основное соотношение для определения значения единицы плотности потока нейтронов φ на расстоянии R от источника в открытой геометрии

$$\varphi = \frac{\Phi}{4\pi(R - \Delta R)^2} \cdot f(\vartheta) \cdot e^{-\mu R} \cdot K(t), \quad (1.9)$$

где Φ – полный поток нейтронов источника, определяется на основе ранее описанных методов регистрации сопутствующих частиц и марганцевой ванны;

ΔR – смещение эффективного центра детектора относительно геометрического;

$f(\vartheta)$ – поправка на анизотропию излучения;

μ – коэффициент ослабления нейтронного потока воздухом;

$K(t)$ – поправка на изменение скорости эмиссии источника во времени (для радионуклидных источников).

Основные составляющие бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы плотности потока нейтронов представлены в таблице 1.5.

После определения единицы плотности потока нейтронов φ в точке измерений осуществляется переход к дозиметрическим величинам, а именно, единице мощности амбиентного эквивалента дозы (МАЭД) и единице мощности индивидуального эквивалента дозы (МИЭД) нейтронного излучения, в соответствии с серией международных стандартов ISO 8529 [29-31] по формулам

$$H^*(10) = k_{H^*(10)} \cdot \varphi, \quad (1.10)$$

$$H_p(10) = k_{H_p(10)} \cdot \varphi, \quad (1.11)$$

где $H^*(10)$, $H_p(10)$ – МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, соответственно;

$k_{H^*(10)}$, $k_{H_p(10)}$ – коэффициенты перехода от единицы плотности потока нейтронов к единицам МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, соответственно.

Таблица 1.5 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы плотности потока нейтронов

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерений полного поток нейтронов (Φ)	0,6 – 0,7

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерения расстояния (R)	0,05
Неопределенность измерений анизотропии излучения ($f(\vartheta)$)	0,20
Неопределенность оценки коэффициента ослабления нейтронного потока воздухом (μ)	0,05
Неопределенность оценки поправки на изменение скорости эмиссии источника во времени $K(t)$	0,03
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	0,64 – 0,74
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	1,28 – 1,48

Данные соотношения справедливы для опорных полей на основе радионуклидных источников – ^{252}Cf , ^{252}Cf в шаре заполненном D_2O , $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{B}$ и $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$, а также для опорных полей на основе реакций с образованием моноэнергетических и квазимоноэнергетических нейтронов ($2,5 \cdot 10^{-8}$, $2 \cdot 10^{-3}$, $2,4 \cdot 10^{-2}$, $1,44 \cdot 10^{-1}$, $2,5 \cdot 10^{-1}$, $5,65 \cdot 10^{-1}$, 1,2, 2,5, 2,8, 3,2, 5,0, 14,8 и 19,0 МэВ). Использование формул (1.10) – (1.11), связывающих единицу плотности потока нейтронов с дозиметрическими величинами, справедливо при выполнении ряда условий и учета влияющих факторов:

- наличие закрытых радионуклидных источников нейтронов, изготовленных по специальной технологии или типовых ЯФУ, что гарантирует подобие энергетического спектра нейтронов;
- наличие помещения с минимальным размером от 3 до 12 м;
- учет рассеянного в помещении излучения, вклад которого не должен превышать 40 %, при использовании метода с теневым конусом;
- учет ослабления излучения в воздухе;
- учет рассеяния нейтронного излучения в воздухе;

- поправка на отличие исходного спектра нейтронов от реального спектра нейтронов;
- поправка на усреднение коэффициентов перехода от единицы плотности потока к дозиметрическим величинам;
- поправка на чувствительность к сопутствующему гамма-излучению;
- поправка на геометрию источника.

На основе описанных условий и ограничений при переходе от единицы плотности потока нейтронов к единицам МАЭД и МИЭД нейтронного излучения составлен бюджет неопределенности метода перехода, основные составляющие которого представлены в таблице 1.6 на основе анализа литературных данных [29-31].

Таблица 1.6 – Бюджет неопределенности метода перехода от единицы плотности потока нейтронов к единицам МАЭД и МИЭД нейтронного излучения

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерений плотности поток нейтронов (φ)	0,64 – 0,74
Неопределенность оценки поправки, учитывающей рассеянное излучение в помещении, методом теневого конуса	3,0
Неопределенность оценки коэффициент ослабления в воздухе	1,5
Неопределенность оценки геометрического фактора	0,2
Неопределенность измерений анизотропии	0,5
Неопределенность оценки коэффициентов перехода от единицы плотности потока к единицам МАЭД и МИЭД нейтронного излучения	1,0 – 4,0
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	3,6 – 5,3
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	7,2 – 10,6

В метрологических лабораториях РТВ и NPL были достигнуты результаты на уровне 5,3 % и 6,3 %, соответственно, для закрытых радионуклидных источников нейтронного излучения на основе радионуклидов ^{252}Cf и ^{241}Am

в условиях открытой геометрии, где поправка на рассеянное излучения была сведена к минимуму.

1.2.4 Определение единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в Российской Федерации

В Российской Федерации воспроизведение и передача единиц МАЭД и МИЭД осуществляются от ГЭТ 117.

Значения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения определяются путем суммирования рекомендованных зависимостей коэффициентов перехода от единичного флюенса нейтронов [32] по дифференциальному спектру нейтронов к значениям единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, измеренному с помощью измерителя мощности эквивалента дозы с набором шаровых замедлителей ИМЭД из состава ГЭТ 117-2010 по формулам

$$H^*(10) = M \cdot \sum_1^m h_{\Phi}^*(10, E)(E) \cdot F_i(E), \quad (1.12)$$

$$H_p(10) = M \cdot \sum_1^m h_{p_{\Phi}}(10, E)(E) \cdot F_i(E), \quad (1.13)$$

где $h_{\Phi}^*(10, E), h_{p_{\Phi}}(10, E)$ – значения коэффициентов перехода от единичного флюенса нейтронов к значениям единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, соответственно;

M – нормировочный коэффициент;

$F_i(E)$ – дифференциальный спектр нейтронов.

Нормировочный коэффициент M , определяется по формуле

$$M = \frac{D_n}{\sum_1^l \left(\frac{K_3}{K_0}(E) \cdot K_{0i}(E) \cdot F_i(E) \right)}, \quad (1.14)$$

где $\frac{K_3}{K_0}(E)$ – отношение расчетных значения кермы нейтронов на глубине 3 мм тканеэквивалентного вещества и кермы нейтронов тканеэквивалентного вещества без поглощения;

$K_{0i}(E)$ – рекомендованное значение кермы нейтронов [33].

Зависимость отношения расчетных значений кермы нейтронов на глубине 3 мм тканеэквивалентного вещества и кермы нейтронов тканеэквивалентного вещества без поглощения приведена на рисунке 1.6.

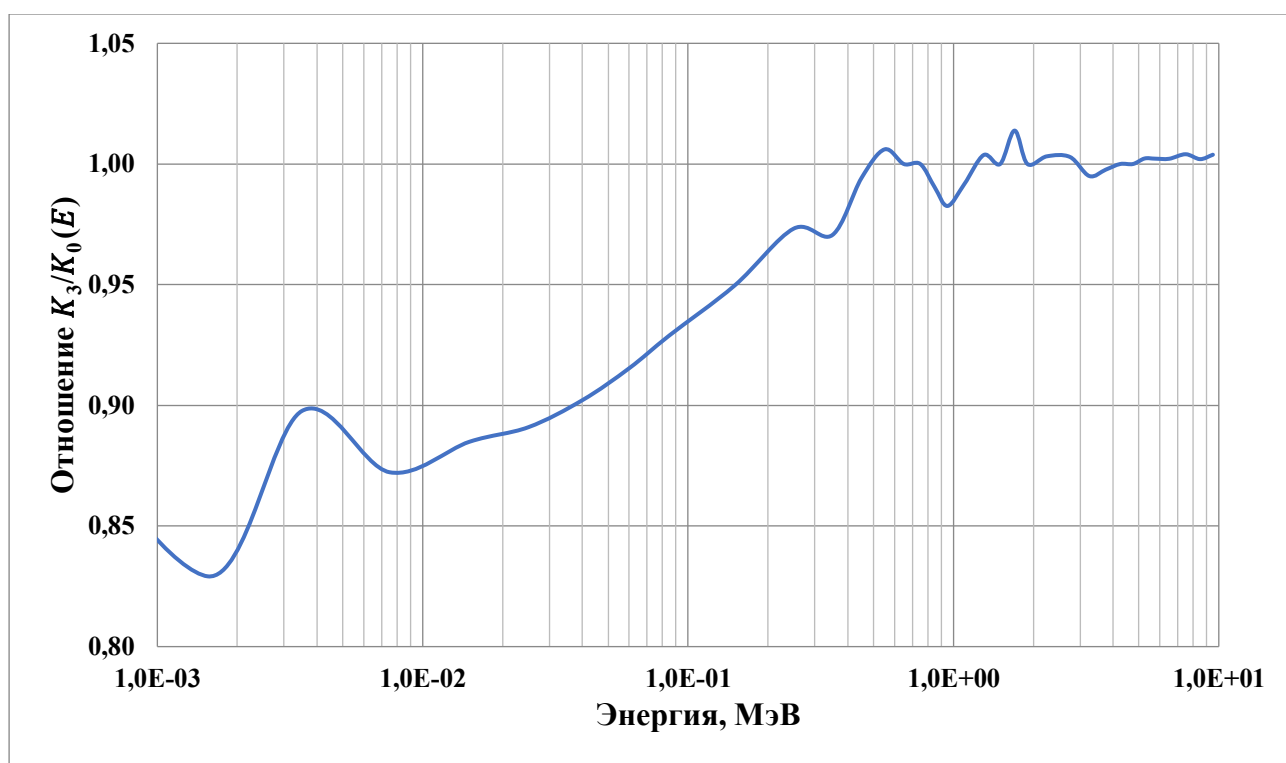


Рисунок 1.6 – Зависимость отношения кермы в тканеэквивалентном веществе на глубине 3 мм к керме в тканеэквивалентном веществе без поглощения от энергии нейтронов

Определение дифференциального спектра нейтронов $F_i(E)$ осуществляется численным методом – метод максимального правдоподобия [34] – путем решения уравнения Фредгольма 1-го рода по формуле

$$N_i = \int_0^{\infty} R_i(E) F_i(E) dE, \quad (i = 1, 2, \dots, l), \quad (1.15)$$

где N_i – скорость счета от детектора с i -ым шаровым замедлителем;

$R_i(E)$ – значения функций чувствительности детектора с i -ым шаровым замедлителем;

l – число шаровых замедлителей.

Значения функции чувствительности $R_i(E)$ для шаровых замедлителей различных диаметров рассчитанные методом Монте-Карло представлены на рисунке 1.7.

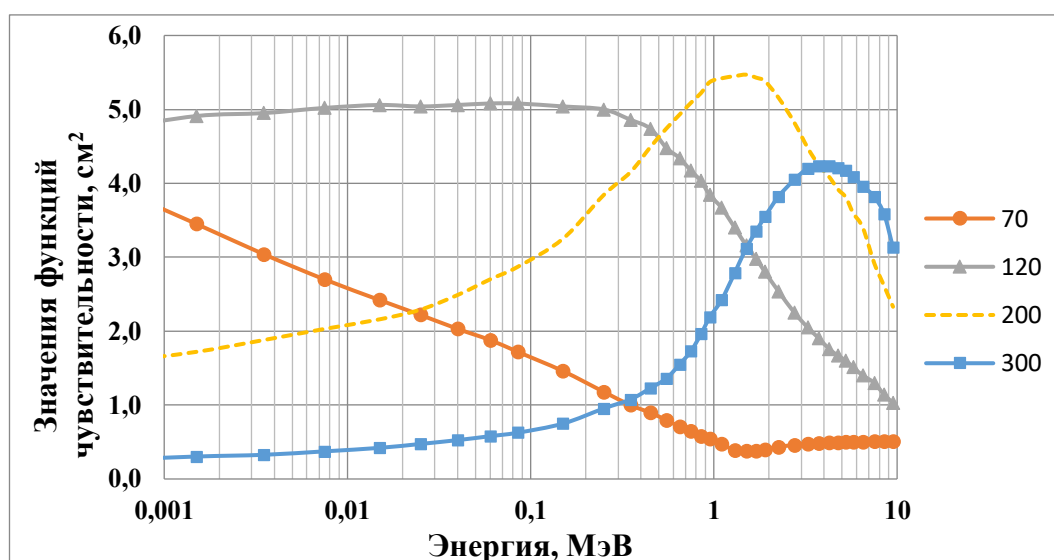


Рисунок 1.7 – Значения функций чувствительности для шаровых замедлителей от энергии нейтронов

ИМЭД состоит из блока детектирования со сменными шаровыми замедлителями различных диаметров и электронного регистрирующего устройства. В качестве детектора используется сцинтилляционный детектор тепловых нейтронов LiI. Диаметра сцинтиллятора 8 мм, высота 8 мм. Световые вспышки регистрируются с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), который соединён со сцинтиллятором посредством световода из оргстекла. Общий вид блока детектирования с шаровыми замедлителями представлен на рисунке 1.8.

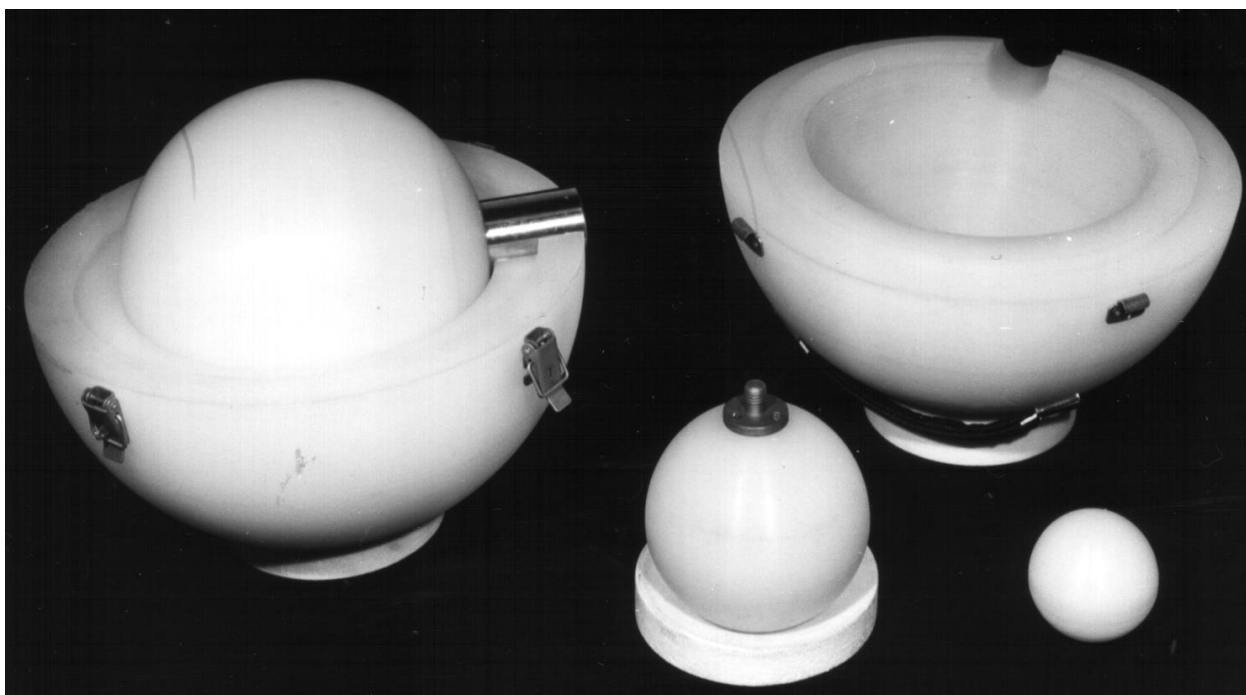


Рисунок 1.8 – Общий вид блока детектирования с шаровыми замедлителями из состава ИМЭД ГЭТ 117-2010

Импульсы с ФЭУ через усилитель поступают на аналогово-амплитудный преобразователь (амплитудный анализатор). Измеритель работает в автоматическом режиме под управлением программного обеспечения.

Основные составляющие бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения измерителем мощности эквивалента дозы с набором шаровых замедлителей ИМЭД из состава ГЭТ 117-2010 представлены в таблице 1.7.

Таблица 1.7 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения измерителем мощности эквивалента дозы с набором шаровых замедлителей ИМЭД из состава ГЭТ 117-2010

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность измерений скорости счета (N_i)	2,0
Неопределенность измерений единицы МПД нейтронного излучения (M)	2,9

Источник неопределенности	Значение, %
Неопределенность оценки отношения кермы нейтронов в тканезквивалентном веществе $\left(\frac{K_3}{K_0}(E)\right)$	1,2
Неопределенность оценки значений функций чувствительности $(R_i(E))$	1,2
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений u_c , %	3,9
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2$, %	7,8

1.3 Вывод к Главе 1

В Главе 1 проведен анализ существующих методов воспроизведения и передачи единиц МПД, МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, выявлены их основные достоинства и недостатки.

По результатам проведенного анализа установлено, что, несмотря на существующие ограничения, связанные с необходимостью обеспечения гомогенности материала стенок камеры и газовой полости, обеспечения электронного равновесия вторичных заряженных частиц, обеспечения равновесия спектра вторичных заряженных частиц на входе и выходе из чувствительного объема газовой полости, ионизационный метод измерений при воспроизведения единицы МПД нейтронного излучения в смешанных гамма-нейтронных полях обеспечивает наибольшую чувствительность и достоверность результатов измерений.

В случае воспроизведения и передаче единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, метод на основе сфер Боннера, несмотря на существующие недостатки, связанные с продолжительностью измерений и некорректностью решения уравнения Фредгольма 1-го рода, требующего информации о реальных спектрах нейтронного излучения, может быть усовершенствован путем применения новых численных методов анализа расчетных данных и использования обновленных библиотек ядерных реакций и констант.

Глава 2. Разработка аппаратурно-методического комплекса воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на основе комплекта полостных ионизационных камер

Реализованный принцип воспроизведения единицы МПД нейтронного излучения на базе измерительного комплекса из состава ГЭТ 117-2010 основан на ионизационном методе с использованием набора полостных ионизационных камер и был подробно описан в разделе 1.1.3.

2.1 Анализ основных составляющих бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения

Для уменьшения неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения на основе ионизационного метода был проведен анализ составляющих бюджета неопределенности измерений аппаратурного комплекса ГЭТ 117-2010, входящих в систему уравнений (1.4). В данную систему уравнений входят стандартные справочные данные и константы. Численные значения и неопределенности оценки средних энергий образования пар ионов и массовых тормозных способностей были актуализированы и опубликованы в 2016 году в отчете ICRU [35]. Численные значения и неопределенности оценки микроскопических сечений взаимодействия нейтронов были актуализированы и опубликованы в 2018 году в библиотеке ядерных данных МАГАТЭ – ENDF-VIII [36]. Сила тока измеряется с помощью электрометра с неопределенностью измерений, не превышающей 0,16 %.

Одной из существенных составляющих бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения на основе ионизационного метода является неопределенность измерения массы газа в эффективном объёме камеры, как показано в таблице 1.2. Неопределенность

измерений массы газа в эффективном объеме ионизационной камеры составляет 1,3 %.

Масса газа $m_{\text{газ}}$ в эффективном объеме полостной ионизационной камеры определяется из уравнения Менделеева-Клайперона по формуле

$$m_{\text{газ}} = \frac{P \cdot V_{\text{эфф}} \cdot M_{\text{газ}}}{R \cdot T}, \quad (2.1)$$

где P – давление газа в ионизационной камере;

$V_{\text{эфф}}$ – эффективный объем полостной ионизационной камеры, определяется на стадии изготовления;

$M_{\text{газ}}$ – молярная масса газа;

R – универсальная газовая постоянная;

T – температура.

Точность такого метода определения массы газа во многом зависит от чистоты заполняемого газа, а также от точности определения давления и температуры во время перезаполнения камеры и в ходе процесса измерений.

В составе ГЭТ 117-2010 применялся метод измерения давления газа в ионизационной камере, основанный на уравнивании сил атмосферного давления весом столба жидкости $\Delta P=0,2$ кПа с последующим измерением показаний давления барометром-анероидом. В основе работы барометра-анероида лежит принцип действия, заключающийся в деформации мембранной анероидной коробки при измерении атмосферного давления и преобразовании рычажным механизмом ее линейного перемещения в угловое перемещение указательной стрелки. Принципиальная схема системы наполнения камер газами на основе весового метода представлена на рисунке 2.1.

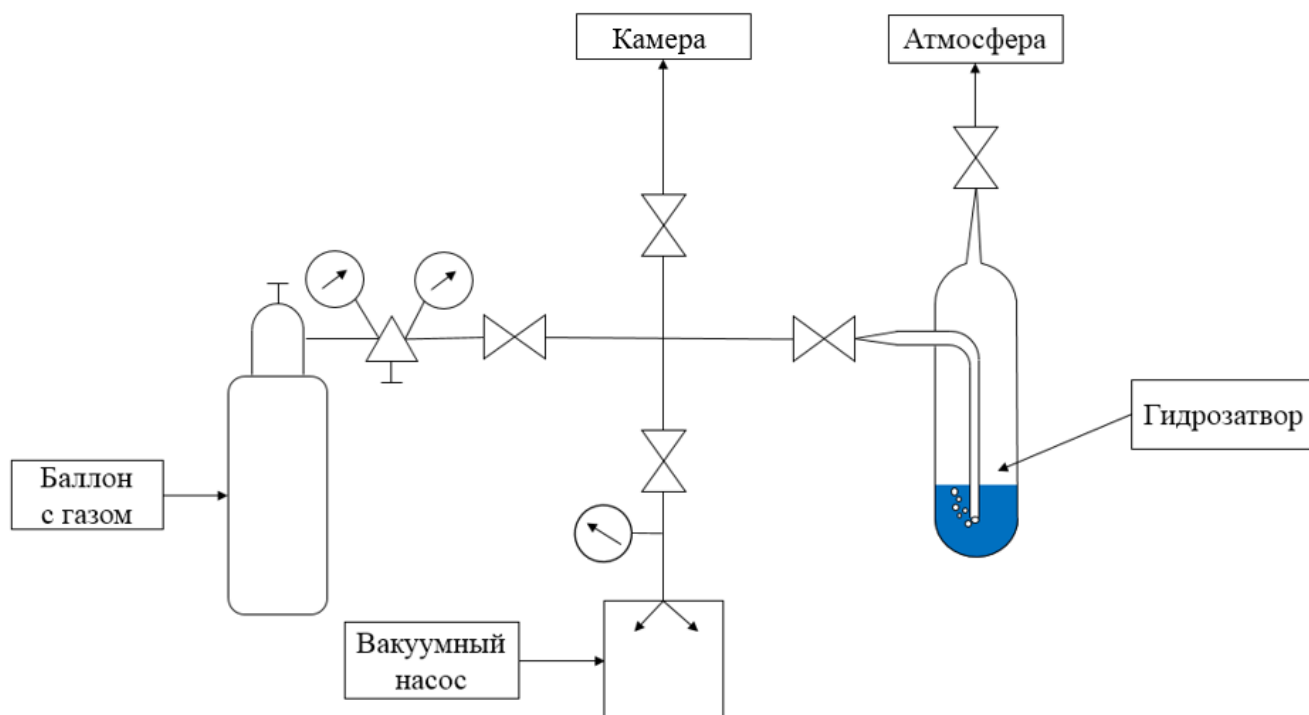


Рисунок 2.1 – Принципиальная схема наполнения камер газами на основе весового метода

В случае измерения весовым методом, давления газа P_{Γ} в счетчике может быть выражено с помощью закона Паскаля следующим образом

$$P_{\Gamma} = P_{\text{атм}} + \Delta P, \quad (2.2)$$

где $P_{\text{атм}}$ – атмосферное давление в момент заполнения;

$\Delta P = \rho g h$ – давление, создаваемое столбом жидкости, который служит гидрозатвором;

ρ – плотность жидкости;

g – ускорение свободного падения;

h – высота столба жидкости.

Недостатками данного метода являются:

- использование столба жидкости для обеспечения гидрозатвора, где в качестве вещества используются вода, этанол, толуол, силиконовое масло, которые подвержены испарению и требуют постоянного контроля уровня жидкости, что приводит к дополнительным трудностям при определении поправки на испарение.

— использование жидкостного манометра (барометра) с ртутью в качестве манометрической жидкости. Манометры данной конструкции требуют тщательной подготовки перед измерениями, а точность их показаний зависит от стабильности температуры в помещении, где проводятся измерения, от наклона поверхности и т.д. Описанные недостатки приводят к дополнительной погрешности на уровне 0,5 %, несмотря на то, что погрешность самого манометра не превышает 0,2 %.

Суммарную погрешность данного метода δ_{P_T} с учетом описанных выше недостатков можно представить следующим образом

$$\delta_{P_T} = \sqrt{\delta_{\text{атм}}^2 + \delta_{\Delta P}^2 + \delta_{\text{доп}}^2}, \quad (2.3)$$

где $\delta_{\text{атм}}$ — погрешность барометра-анероида, не превышает 0,2 %;

$\delta_{\Delta P}$ — погрешность, связанная с определением давления столба жидкости гидрозатвора, не превышает 0,8 %;

$\delta_{\text{доп}}$ — погрешность, связанная с учетом дополнительных поправок при измерении давления, не превышает 0,5 %.

Описанные выше недостатки приводят к значительной погрешности определения массы газа, что не позволяет обеспечить требуемые характеристики аппаратурно-методического комплекса.

При воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения с помощью ионизационного метода существенным является требование, чтобы заряд, снимаемый с эффективного объема камеры, был пропорционален энергии, выделяемой в камере. Одной из причин нарушения пропорциональности, является наличие примеси электроотрицательного газа в эффективном объеме [37]. Технический этилен, используемый для наполнения камер, содержит около 0,5 % примесей, значительную долю которых представляют: O_2 , N_2 , CH_4 , H_2O . Наличие большого количества примесей ухудшает экспериментальный сигнал и требует введения дополнительных поправок при его обработке для учета эффекта

от поглощения электронов молекулами электроотрицательного газа с образованием отрицательных ионов.

Как было показано в работе [37] для плоской ионизационной камеры при нормальном давлении с расстоянием между электродами в несколько сантиметров уменьшение амплитуды импульса на 1 % получается, если концентрация примесей составляет порядка 10^{-3} %.

Поскольку внутренний корпус, ограничивающий эффективный объем камер, изготовлен из полимерных материалов, его не удастся достаточно хорошо обесгазить, поэтому наполняемый газ в камерах со временем может загрязняться остаточными примесями. Кроме этого, газ может адсорбироваться стенками камеры, что приводит к изменению давления.

Из выше сказанного следует, что к газу, используемому для наполнения камер, предъявляются довольно жесткие требования по чистоте, поэтому для качественной работы камер часто необходимо проводить очистку рабочего газа от паров воды и кислорода, что является достаточно трудоемким процессом, сложно реализуемым на практике.

2.2 Разработка стенда прецизионного наполнения ионизационных камер газами

Для уменьшения неопределенности измерений, связанной с измерением давления, проанализированы основные методы измерения давления газа:

1) Весовой – метод основан на уравнивании сил давления весом столба жидкости или эталонного груза.

2) Пружинный – метод основан на зависимости деформации упругого чувствительного элемента от приложенного давления. В манометрах деформация передается на отсчетном устройстве, а в датчиках преобразуется в электрическую величину, которая и служит выходным сигналом.

3) Силовой – метод основан на зависимости силы или момента сил, развиваемых неупругим или упругим чувствительным элементом, от приложенного

давления. На данном методе основаны две разновидности приборов и датчиков давления: силовые датчики прямого преобразования, в которых развиваемая чувствительным элементом сила преобразуется с помощью электрического преобразователя в электрическую величину; в качестве электрических преобразователей могут быть использованы угольные, полупроводниковые, пьезоэлектрические, магнитоупругие элементы, и датчики с силовой компенсацией, в которых сила, развиваемая чувствительным элементом, уравнивается силой, создаваемой компенсирующим элементом.

4) Частотный – метод основан на зависимости частоты собственных колебаний тонкостенного цилиндрического резонатора от разности давлений, действующих на его внутреннюю и внешнюю поверхности.

5) Пьезорезисторный – метод основан на зависимости электрического сопротивления проводника или полупроводника от величины воздействующего на него давления. Резисторные датчики с чувствительным проволочным элементом применимы для измерения очень высоких давлений (десятки тысяч атмосфер). Чувствительные полупроводниковые элементы (ферриты, керамические пьезоэлектрики и др.) обладают более высокой чувствительностью, чем проволочные, но их характеристики нестабильны и существенно зависят от температуры.

6) Термокондуктивный – метод основан на зависимости теплопроводности газа от его абсолютного давления (при малых абсолютных давлениях). При протекании по проволоке электрического тока, сила которого поддерживается постоянной, температура нагрева проволоки будет зависеть от теплопроводности окружающего газа, которая линейно изменяется в зависимости от давления в области малых давлений. Температуру проволоки можно измерять с помощью припаянной к ней термопары, если же применить материал с большим температурным коэффициентом, то о температуре нагрева можно судить по изменению сопротивления проволоки. Чувствительность термокондуктивных датчиков зависит от состава газа. Область применения

термокондуктивного метода измерения давления ограничена пределами от 10^{-4} до 10^{-3} мм.рт.ст.

7) Ионизационный – метод основан на зависимости степени ионизации газа от давления. В зависимости от типа датчика, ионизация газа создается за счет электронной эмиссии или радиоактивного излучения. Электронный датчик представляет собой трехэлектродную электронную лампу с накаливаемым катодом, внутрь которой подается измеряемое давление. При наличии разности потенциалов между анодом и катодом, превышающей ионизационный потенциал газа, молекулы газа ионизируются электронами, двигающимися от катода к аноду. При этом на отрицательно заряженной сетке образуются положительные ионы и создается сеточный ионизационный ток, величина которого пропорциональна абсолютному давлению, если сила тока на аноде неизменна. Выходной величиной датчика служит ионизационный ток, значение которого находится в пределах от 10^{-4} до 10^{-7} А.

8) Электрокинетический – метод основан на возникновении электрокинетического потенциала полярной жидкости при ее перетекании через пористую диафрагму. Основанный на данном методе датчик давления содержит диафрагму из керамики, помещенную внутрь цилиндрического объема, ограниченного двумя мембранами и заполненного полярной жидкостью (например, раствором йодистого калия с небольшой добавкой йода, отрицательные ионы которого являются носителями зарядов). При воздействии на мембране разности давлений, часть жидкости перетекает сквозь диафрагму, причем образуется разность потенциалов, снимаемая двумя платиновыми электродами, помещенными по обе стороны диафрагмы. Электрокинетические датчики применимы для измерения переменных давлений, так как при постоянном давлении перетекание жидкости через диафрагму с течением времени прекращается. Частотный диапазон измеряемого давления, может быть от десятых долей до нескольких сотен герц, диапазон измеряемых давлений – от тысячных долей до десятков атмосфер. Недостатком электрокинетических датчиков, помимо

невозможности измерения постоянных давлений, является большая температурная погрешность.

Анализ литературных данных [38, 39] показывает, что наилучшим методом для измерения давления является силовой с использованием прямого преобразователя, в котором сила преобразуется в электрическую величину с помощью преобразователя на основе пьезоэлектрика. На основе выбранного метода разработана и изготовлена автоматизированная система наполнения камер газами, состоящая из стенда прецизионного наполнения камер газами и программного обеспечения, реализующего алгоритм управления при заполнении камер. Внешний вид стенда и принципиальная схема изображены на рисунках 2.2 – 2.3.



Рисунок 2.2 – Стенд прецизионного заполнения камер газами

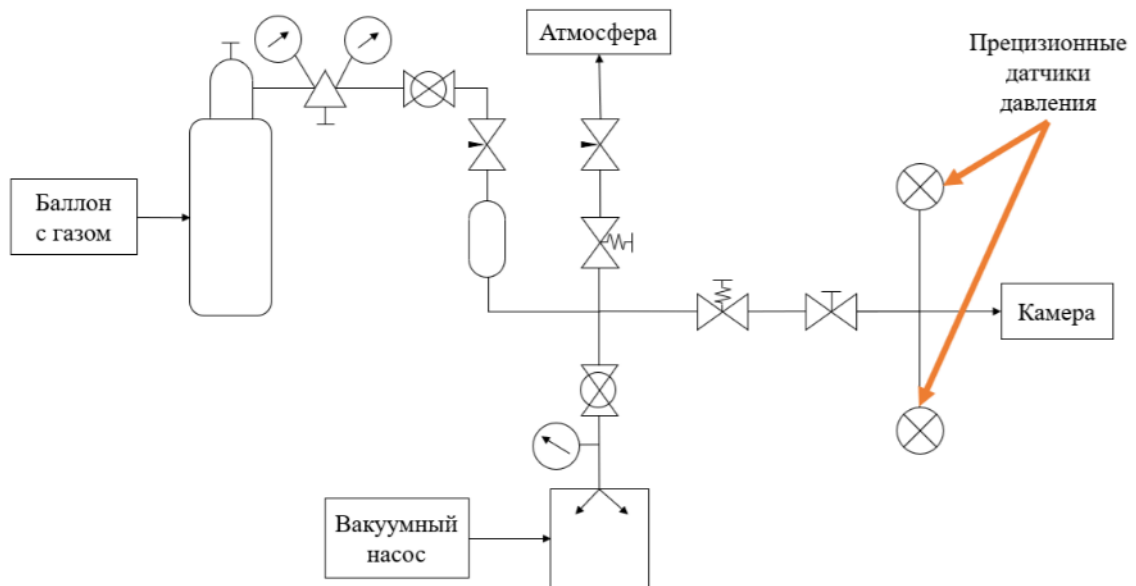


Рисунок 2.3 – Принципиальная схема силового метода на основе пьезоэлектрика

Стенд содержит в себе редукторы, шаровые моторизированные краны для автоматического открытия (закрытия) системы при откачке, игольчатые краны для плавного впуска (выпуска) газа в систему, шаровой кран, соленоидные электромагнитные клапана для автоматического открытия (закрытия) системы при откачке, форвакуумный насос, необходимый для откачки газа из камеры перед его непосредственным заполнением, буферный газовый баллон, необходимый для термостатирования впускаемого газа в систему, программируемые прецизионные датчики давления, систему автоматического управления (на схеме не изображена). В качестве чувствительного элемента в преобразователях применяется кварцевый микрочип с измерительной мембраной, на которую нанесены полупроводниковые пьезорезисторы, соединенные по мостовой схеме. Микрочип погружен в силиконовое масло. Измеряемое давление подается на защитную мембрану, предохраняющую чувствительный элемент от контакта с рабочей средой, затем через силиконовое масло воздействует на измерительную мембрану микрочипа и вызывает ее деформацию, которая приводит к изменению сопротивления пьезорезисторов и разбалансу моста. Электрический сигнал разбаланса моста, пропорциональный измеряемому давлению, поступает в блок преобразования для обеспечения температурной компенсации и преобразования в нормированный аналоговый выходной сигнал или цифровой код.

2.3 Расширение диапазона воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения

Одним из существенных условий ионизационного метода при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения в теории полости является гомогенность материалов стенки, ограничивающий эффективный объем ионизационной камеры, и газа, которым заполняется данная ионизационная камера. Тогда сила тока насыщения $I_{\text{нас}}$ строго пропорциональна эффективному объему ионизационной камеры [40]

$$I_{\text{нас}} = \dot{D}_n \cdot V_{\text{эфф}}, \quad (2.4)$$

где $\dot{D}_n$ – МПД нейтронного излучения;

$V_{\text{эфф}}$ – эффективный объем ионизационной камеры.

Для применения нейтронной лучевой терапии необходимо выполнение следующих условий:

- время облучения пациента не должно превышать 15-30 минут, так как пациенту необходимо лежать неподвижно, в соответствии с данными [10, 41, 42];

- значение ПД за один сеанс облучения составляет от 1 до 2 Гр [42, 43].

Таким образом, получается, что МПД нейтронного излучения должна находиться в диапазоне от $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹, что не обеспечивается измерительными возможностями ГЭТ 117-2010, где для измерения МПД нейтронного излучения используется измеритель мощности поглощенной дозы нейтронов с комплектом полостных ионизационных камер ИМПД-ИК, эффективный объем которых составляет 500 см³.

Для снижения неопределенности измерений единицы МПД нейтронного излучения измерения силы тока осуществляют в интегральном режиме измерения. Для измерения накопленного заряда за время измерения в состав ГЭТ 117-2010 входит электрометр-измеритель больших сопротивлений Keithley модели 6517В с верхним пределом измерения заряда 2 мкКл. В работе [37] минимальное время

одного измерения было установлено на уровне 15-20 с, поэтому максимальное значение силы тока насыщения для одного измерения не должно превышать $I_{\text{нас}max} \leq 1,5 \cdot 10^{-7}$ А.

Таким образом, максимальный эффективной объем ионизационной камеры, с учетом расширения диапазона измерений, рассчитанный по формуле (2.4), не может быть больше

$$V_{\text{эфф}max} = \frac{I_{\text{нас}max}}{\dot{D}_n} = \frac{1,5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 10^{-3}} = 75 \text{ см}^3. \quad (2.5)$$

Во-вторых, необходимо учитывать наведенную активность от конструкционных элементов ионизационных камер, внешние корпуса которых изготовлены из алюминия, что приводит к необходимости введения дополнительных поправок из-за ухудшения соотношения сигнал-шум при активации материала камеры в высокоэнергетических полях. Для исключения данного эффекта, материал внешних корпусов ионизационных камер был заменен на политетрафторэтилен марки Ф-4ПН (фторопласт), а алюминиевый корпус, ограничивающий эффективный объем, заменен на графитовый.

В-третьих, необходимым условием для применения ионизационного метода при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения в теории полости является то, что толщина стенки x , ограничивающей эффективный объем ионизационной камеры, должны быть меньше или равны длине пробега вторичных заряженных частиц λ . Также необходимо отметить, что с момента изготовления ионизационных камер из состава ГЭТ 117-2010 прошло более 15 лет, и за это время международные константы и справочные данные претерпели многократные обновления в 2011, в 2018 и в 2023 годах. Поэтому перед изготовлением нового набора ионизационных камер были проведены исследования толщины стенки, ограничивающей эффективный объем.

Максимальная длина свободного пробега рассчитывается в зависимости от максимальной энергии вторичных заряженных частиц E_{max} , которую нейтрон может передать веществу за единичное взаимодействие. При упругом рассеянии

нейтрона с начальной энергией E_0 на ядре с массовым числом A максимальная потеря энергии E_{max} определяется по формуле [40]

$$E_{max} = E_0 \cdot \frac{4A}{(A + 1)^2}. \quad (2.6)$$

В таблицах 2.1 – 2.3 представлены значения максимальных потерь энергии, плотностей материалов ρ , тормозных ионизационных способностей S и толщин стенок ионизационных камер в зависимости от материала стенки камеры и энергетического спектра нейтронов.

Таблица 2.1 – Закрытый радионуклидный источник на основе радионуклида $^{238}\text{Pu-Be}$ со средней энергией 4,5 МэВ

Материал	Элемент	E_{max} , МэВ	S , МэВ·см ² ·г ⁻¹	ρ , г·см ⁻³	x , см
Полиэтилен	C_2H_4	1,26/4,5	1,612/199,2	0,96	0,42/0,05
Графит	C	1,26	1,612	1,83	0,42
Алюминий	Al	0,621	1,723	2,7	0,15

Таблица 2.2 – Закрытый радионуклидный источник на основе радионуклида ^{252}Cf со средней энергией 2,1 МэВ

Материал	Элемент	E_{max} , МэВ	S , МэВ·см ² ·г ⁻¹	ρ , г·см ⁻³	x , см
Полиэтилен	C_2H_4	0,6/2,1	1,729/2306,5	0,96	0,19/0,013
Графит	C	0,6	1,729	1,83	0,19
Алюминий	Al	0,3	2,092	2,7	0,06

Таблица 2.3 – Генерирующий источник нейтронов типа НГ со средней энергией 14 МэВ

Материал	Элемент	E_{max} , МэВ	S , МэВ·см ² ·г ⁻¹	ρ , г·см ⁻³	x , см
Полиэтилен	C_2H_4	3,98/14	1,697/76,5	0,96	1,29/0,38
Графит	C	3,98	1,697	1,83	1,29
Алюминий	Al	1,93	1,619	2,7	0,47

Рисунок 2.4 – Сборочный чертеж ионизационной камеры



Рисунок 2.5 – Корпуса, ограничивающие эффективный объем ионизационной камеры, изготовленные из полиэтилена, алюминия и графита



Рисунок 2.6 – Внешний вид ионизационных камер

В результате, для ионизационных камер из состава ГЭТ 117-2010, в конструкции которых толщина стенки 3 мм, условие электронного равновесия выполняются корректно, но применение данных камер должно быть ограничено только полями закрытых радионуклидных источников. Стоит отметить, что применение камер, с толщиной стенки 3 мм, в полях с использованием генерирующих источников нейтронного излучения приводит к существенной

ошибке при измерении единицы МПД нейтронного излучения из-за нарушения условий электронного равновесия, как показано на рисунке 2.7.

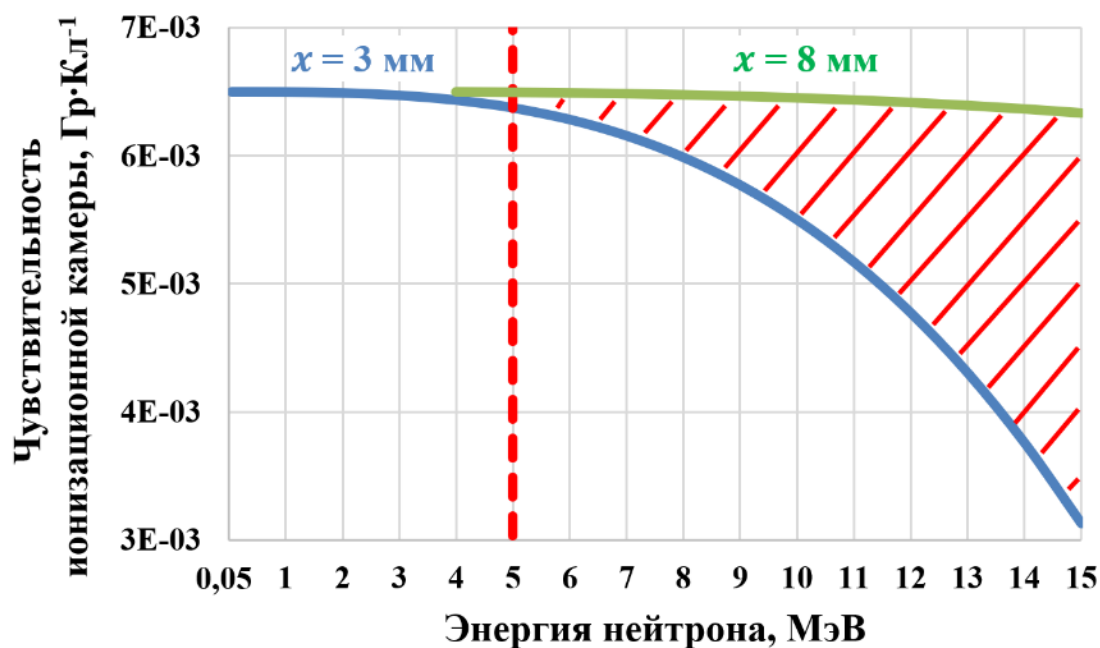


Рисунок 2.7 – Зависимость чувствительности ионизационной камеры от энергии нейтронов

Поэтому для полей на основе генерирующих источников нейтронного излучения был изготовлен набор ионизационных камер с толщинами стенок в диапазоне от 4,7 до 12,9 мм, которые подбираются исходя из средних энергий полей нейтронов, применяемых на практике.

2.4 Исследование влияющих факторов и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы на основе комплекта полостных ионизационных камер

2.4.1 Неопределенность измерения массы газа в эффективном объеме ионизационной камеры

В ходе работы был проведен анализ составляющих уравнения (2.1), тогда неопределенность измерений массы газа в эффективном объеме u_m будет определяться следующим образом

$$u_m = \sqrt{u_P^2 + u_V^2 + u_M^2 + u_T^2 + u_R^2}, \quad (2.7)$$

где u_P – неопределенность измерений давления газа;

u_V – неопределенность измерений эффективного объема ионизационной камеры;

u_M – неопределенность оценки молярной массы газа;

u_T – неопределенность измерений температуры;

u_R – неопределенность измерений универсальной газовой постоянной, не превышает $1,42 \cdot 10^{-4} \%$, можно пренебречь.

Неопределенность измерений давления определяется по формуле

$$u_P = \sqrt{u_{AP}^2 + \frac{\delta_P^2}{3}}, \quad (2.8)$$

где u_{AP} – стандартная неопределенность по типу А измерения давления, не превышает $0,005 \%$, можно пренебречь;

δ_P – доверительные границы относительной погрешности измерения давления.

Для наполнения ионизационных камер газами используется разработанный и изготовленный стенд прецизионного заполнения камер газами. В данном стенде для измерения давления при заполнении камер установлены преобразователи давления модели ИЗМЕРКОН-ДА 33 с верхним пределом измерений избыточного давления 2,0 кПа. Доверительные границы относительной погрешности не превышают 0,025 % от верхнего предела измерений. Ионизационные камеры заполняются газом с давлением, превышающим атмосферное давление на (0,2-0,4) кПа, чтобы исключить попадание воздуха внутрь заполняемого объема. Тогда неопределенность измерений давления газа в ионизационной камере, рассчитанная по формуле (2.8), не превышает 0,04 %.

Эффективный объем ионизационных камер $V_{\text{эфф}}$ определялся на стадии изготовления с помощью жидкостного и весового метода по формуле

$$V_{\text{эфф}} = \frac{m_{\text{воды}} - m_{\text{корпуса}} - m_{\text{электрода}} - m_{\text{изолятора}} - m_{\text{держателя}}}{\rho_{\text{воды}}}, \quad (2.9)$$

где $m_{\text{воды}}$ – масса очищенной воды;

$m_{\text{корпуса}}$ – масса корпуса, ограничивающего эффективный объем;

$m_{\text{электрода}}$ – масса центрального электрода;

$m_{\text{изолятора}}$ – масса диэлектрической шайбы;

$m_{\text{держателя}}$ – масса держателя корпуса;

$\rho_{\text{воды}}$ – плотность очищенной воды.

Неопределенность измерений эффективного объема ионизационных камер $u_{V_{\text{эфф}}}$ определяется следующим образом

$$u_{V_{\text{эфф}}} = \sqrt{2 \cdot u_{A_m}^2 + \frac{\delta m_{\text{в}}^2}{3} + \frac{\delta m_{\text{с/в}}^2}{3} + u_{\rho}^2}, \quad (2.10)$$

где u_{A_m} – стандартная неопределенность по типу А измерения массы, не превышает 0,05 %, можно пренебречь;

$\delta_{m_{\text{в}}}, \delta_{m_{\text{б/в}}}$ – доверительные границы относительной погрешности измерения массы деталей ионизационных камер с водой и без воды, соответственно;

u_{ρ} – неопределенность измерений плотности очищенной воды при изготовлении.

На подготовительной стадии измерений осуществлялось совместное взвешивание деталей ионизационных камер: корпуса, центрального электрода, диэлектрической шайбы, а также держателя. Измерения проводились для каждой ионизационной камеры из набора. Далее внутренняя полость, отвечающая за эффективный объем ионизационной камеры, заполнялась очищенной водой и осуществлялось второе взвешивание. Для измерений использовалась очищенная вода, получаемая на установке из состава Государственного первичного эталона показателя рН активности ионов водорода в водных растворах ГЭТ 54-2019. Измерения проводились в термостабилизированном помещении на весах лабораторных электронных MS2203S-00-DE марки Cubis, размещенных на специальном вибростоле. Таким образом, неопределенность измерений эффективного объема ионизационных камер $u_{V_{\text{эфф}}}$, рассчитанная по формуле (2.10), не превышает 0,22 %.

Неопределенность оценки молярной массы газа u_M осуществлялась по паспортным данным состава газа. Доля содержания основной компоненты газа для закупленных высокоочищенных газов составляет не менее 99,998 %, а для ранее используемых технических газов доля основной компоненты достигала не более 99,5 %. Таким образом неопределенность оценки молярной массы газа u_M не превышает 0,02 %.

Дополнительным параметром, который вносит существенный вклад в изменение массы газа в эффективном объеме является коэффициент температурного расширения материалов внешнего и внутреннего корпусов. Совокупный эффект при изменении температуры в пределах 10 градусов приводит к измерению массы газа в эффективном объеме от 0,07 % до 0,74 % в зависимости от размеров и материалов камер. Для учета данного эффекта

в конструкцию ионизационной камеры был встроен датчик температуры. А для минимизации поправочного коэффициента учитываются усредненные показания температуры с датчика до и после проведения измерений единицы МПД нейтронного излучения с последующей нормировкой на показания датчика при наполнении ионизационной камеры. Доверительные границы относительной погрешности датчика температуры не превышают 0,5 % от верхнего предела измерений, равного 70 °С. Тогда неопределенность измерений температуры газа в ионизационной камере не превышает 0,09 %.

Таким образом, разработка стенда прецизионного наполнения камер газами, установка датчика температуры во внешние корпуса ионизационных камер и использование высокочистых газов способствовало уменьшению неопределенности измерений массы газа в эффективном объеме ионизационных камер $u_{m_{эфф}}$, рассчитанной по формуле (2.7), с 1,3 % до 0,26 %. Разработанная система наполнения камер газами позволила существенно улучшить метрологические характеристики измерительного комплекса для воспроизведения единиц ПД и МПД нейтронного излучения, а автоматизация процесса заполнения камеры газом позволила свести к минимуму погрешность, связанную с несовершенством ранее используемой технологии.

2.4.2 Неопределенность оценки поправки на искажение потока нейтронов стенкой внешнего корпуса

Оценка влияния стенки внешнего корпуса ионизационной камеры на значение единицы МПД нейтронного излучения в зависимости от энергии нейтронов осуществлялась методом Монте-Карло на основе библиотеки ядерных реакций ENDF/B-VIII.0 с использованием рекомендованного программного обеспечения [36]. Во входном файле прописывались геометрические размеры модели ионизационной камеры, материалы и их плотности. Отличие входных файлов заключалось в отсутствии стенки внешнего корпуса. Моделирование было

проведено как для опорных полей нейтронов, так и для отдельных групп моноэнергетических нейтронов в диапазоне энергий от 0,05 до 14 МэВ. В качестве поправочного коэффициента $k_{\text{кор}}$, учитывающего влияние стенки внешнего корпуса ионизационной камеры, выступает отношение значений полной выделившейся энергии от вторичных заряженных частиц в эффективном объеме ионизационной камеры со стенкой и без нее.

Значения рассчитанного поправочного коэффициента, учитывающего влияние стенки внешнего корпуса, составляет 0,996.

2.4.3 Неопределенность оценки поправки на гомогенность материала стенки ионизационной камеры и заполняемого газа

Оценка влияния отличия материала внутренней стенки ионизационной камеры от материала заполняемого газа на значение единицы МПД нейтронного излучения от энергии нейтронов осуществлялась методом Монте-Карло на основе библиотеки ядерных реакций ENDF/B-VIII.0 с использованием рекомендованного программного обеспечения [36]. Во входном файле прописывались геометрические размеры модели ионизационной камеры, материалы и их плотности.

На основе результатов моделирования получается, что:

- для ионизационной камеры, у которой внутренняя стенка камеры изготовлена из полиэтилена и заполняемый газ идентичен, значение поправочного коэффициента $k_{\text{гом}}$ равно единицы;
- для ионизационной камеры, у которой внутренняя стенка камеры изготовлена из углерода, а в качестве газа используется наиболее близкий по молярной массе газ – диоксид углерода – значение поправочного коэффициента $k_{\text{гом}}$, учитывающего отличие материалов внутренней стенки камеры и газа, равно 1,004;
- для ионизационных камер, у которой внутренняя стенка камеры изготовлена из алюминия, а в качестве газа используется наиболее близкий

по молярной массе газ – аргон – значение поправочного коэффициента $k_{\text{гом}}$, учитывающего отличие материалов внутренней стенки камеры и газа, равно 0,992.

Результаты исследований метрологических характеристик в виде бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения с применением разработанного аппаратурно-методического комплекса на основе комплекта ионизационных камер представлены в таблице 2.4.

Таблица 2.4 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения

Источник неопределенности	ГЭТ 117-2023	
	$u_A, \%$	$u_B, \%$
Неопределенность измерений массы газа (m_g)		0,26
Неопределенность измерений силы тока (I)	0,50	0,16
Неопределенность оценки средней энергии образования пар ионов ($\bar{W}$)		0,58
Неопределенность оценки отношения массовых тормозных способностей $((S/\rho)_{\text{ст}}/(S/\rho)_g)$		0,58
Неопределенность оценки отношения микроскопических сечений взаимодействия нейтронов в веществе и в материале стенки камеры на плотность $((\sigma/\rho)_B/(\sigma/\rho)_{\text{ст}})$		0,58
Неопределенность оценки поправки на искажение потока нейтронов в стенке камеры ($k_{\text{ст}}$)		0,29
Неопределенность оценки поправки на искажение потока нейтронов стенкой внешнего корпуса ($k_{\text{кор}}$)		0,29
Неопределенность оценки поправки на однородность материала стенки камеры и газа ($k_{\text{гом}}$)		0,29
Неопределенность измерений вклада в дозу от гамма-излучения (k_γ)		0,44
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений $u_c, \%$	1,35	
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2, \%$	2,70	

2.5 Выводы к Главе 2

При разработке аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения единицы МПД нейтронного излучения:

- проведен анализ составляющих бюджета неопределенности измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения;
- разработан и изготовлен стенд прецизионного наполнения камер газами на основе силового метода с использованием прямого преобразователя;
- проведены анализ и оценка выполнения условий теории полости в приближении Брэгга-Грея;
- проведены исследования и оценка толщины стенки, ограничивающей эффективный объем ионизационной камеры, в зависимости от материалов камер и энергетического спектра нейтронов;
- разработан и изготовлен набор ионизационных камер;
- разработано программное средство «AD-Neutron», которое обеспечивает автоматизацию процесса сбора и обработки экспериментальных данных;
- составлен бюджет неопределенности измерений единицы МПД нейтронного излучения.

Разработанный аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения единицы МПД нейтронного излучения позволил:

- повысить эффективность работ при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения;
- учитывать изменение массы газа в эффективном объеме при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения за счет введения поправки на эффект температурного расширения конструкционных материалов ионизационных камер;
- увеличить верхнее значение границы диапазона воспроизведения единицы МПД нейтронного излучения с $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹;
- уменьшить относительную расширенную неопределенность измерений единицы МПД нейтронного излучения при $k = 2$ во всем диапазоне воспроизведения с 4,4 % до 2,7 %.

Глава 3. Разработка и исследование методов и средств передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения средствам измерений, применяемым на ядерно-физических установках в нейтронной лучевой терапии

3.1 Анализ полей нейтронов, создаваемых ядерно-физическими установками, применяемыми в нейтронной лучевой терапии

За последние годы существенно вырос интерес к проведению нейтронной лучевой терапии с использованием ЯФУ (циклотроны, нейтронные генераторы, ускорители) с энергиями от 0,05 до 20 МэВ и активно развивается их строительство и ввод в эксплуатацию (рисунок 3.1). Для целей лучевой терапии используются различные виды ионизирующих излучений: фотонное (гамма и рентгеновское), протонное, электронное, нейтронное. Выбор конкретного вида ионизирующего излучения зависит от глубины залегания поврежденных клеток и типа ткани, в которой они находятся. В случае, когда поврежденные клетки проявляют радиорезистентность к традиционным видам лучевой терапии (фотонная, протонная) или возникает ремиссия, применяется нейтронная лучевая терапия, а именно нейтронная терапия на быстрых нейтронах. Анализ медицинской статистики [44] показывает, что, в приблизительно 20 % случаев пациенту необходима нейтронная лучевая терапия, из них две трети связаны с рецидивами после первичного лечения фотонной лучевой терапией.

В медицинских учреждениях на сегодняшний момент применяются ЯФУ различного типа, генерирующие потоки нейтронов за счет ускорения частиц и последующего бомбардирования этими частицами мишени для выбивания нейтронов. Парк ЯФУ, применяемых для целей нейтронной лучевой терапии в России, представлен в таблице 3.1.

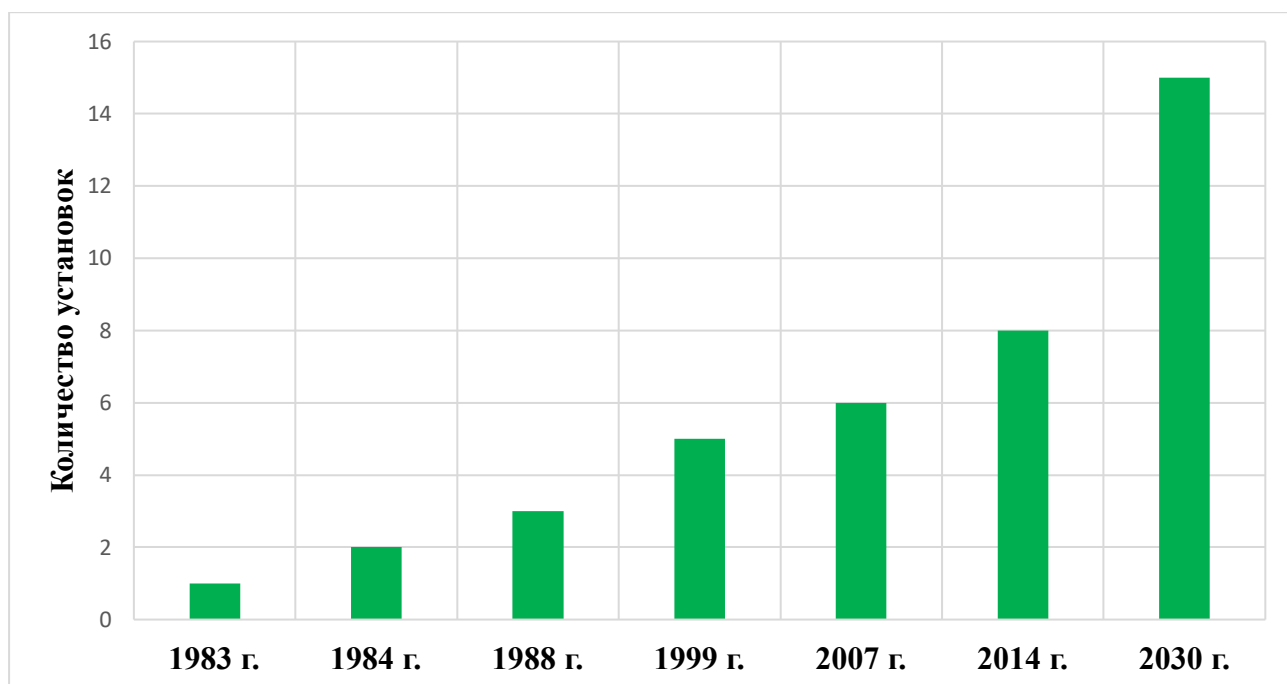


Рисунок 3.1 – Динамика развития ядерно-физических установок для нейтронной лучевой терапии

Таблица 3.1 – Ядерно-физические установки, применяемые в нейтронной лучевой терапии

Местоположение	г. Томск	г. Снежинск	г. Обнинск
Тип установки	Циклотрон У-120	НГ-12И (14 МэВ)	ПНГ типа НГ-14 (НГ-24)
Средняя энергия спектра, МэВ	6,3	10,5	14,1
Мощность поглощенной дозы, Гр/с	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Геометрические размеры коллиматора, мм	квадрат со стороной 60 и 150	диаметр от 30 до 100	диаметр от 30 до 150
Расстояние до пациента, см	110	105	от 50 до 100
Фоновое гамма-излучение, %	от 10 до 15	от 4 до 8	от 5 до 10

По результатам анализа метрологических и технических характеристик ЯФУ, применяемых в нейтронной лучевой терапии, представленных в работах [45, 46], а также медицинских правил и рекомендаций по проведению облучения пациентов [10, 44] выявлены основные ограничения:

- конструкционные: размеры ионизационных камер от 56 до 112 мм, размеры коллимированного поля на ЯФУ от 30 до 200 мм, ресурс мишеней и стабильность работы трубок ЯФУ;

- физические: необходимость проведения серии измерений для выявления доли гамма-излучения, неоднородность поля излучения на расстояниях менее 30 см, увеличение вклада гамма-излучения за счет активации мишенного блока.

Реализованные в аппаратуре из состава ГЭТ 117-2023 методы воспроизведения и передачи единицы МПД нейтронного излучения обеспечивают воспроизведение и передачу единицы МПД нейтронного излучения на ЯФУ в открытой и в коллимированной геометрии, где соблюдается условие однородности поля. А также требуют длительных последовательных измерений каждой ионизационной камерой из состава эталона. Для ЯФУ, применяемых в нейтронной лучевой терапии, подобные условия измерений неприемлемы. Во-первых, в некоторых случаях, размеры камеры значительно превышают размеры выходного окна коллиматора, что нарушает условия применения данного метода воспроизведения в части неоднородности поля нейтронного излучения и требует введения дополнительных поправок. Во-вторых, при работе на ЯФУ, наблюдается нестабильность выхода ускоряющих частиц от пучка к пучку, что делает невозможным проведения двух измерений в одинаковых условиях.

Данные ограничения накладывают существенные требования к методам и средствам передачи единицы МПД нейтронного излучения в смешанных гамма-нейтронных полях и делают реализованные в эталоне методы и средства передачи МПД нейтронного излучения неприменимыми для передачи единицы МПД нейтронного излучения во все типоразмеры коллимированных полей с ограничениями, указанными выше.

Наличие коллиматора в ЯФУ помимо фокусировки потока нейтронов, также выполняет роль теневой защиты для здоровых тканей пациента. В качестве материала коллиматора используется вольфрам или железо, данные материалы имеют способность активироваться под действием нейтронного излучения,

что в свою очередь, приводит к увеличению доли составляющей гамма-излучения в ходе проведения измерений. Нейтроны, проходя через коллиматор, замедляются, теряя часть своей энергии при взаимодействии с веществом, которая преобразуется во вторичные заряженные частицы и гамма-кванты. Рассеянные в ходе облучения нейтроны оказывают негативное влияние на здоровые ткани вокруг новообразований. В ходе рассеяния средняя энергия спектра нейтронов в коллимированном пучке становится меньше 14 МэВ, что является критичным, так как для частиц разного типа и энергии тормозная способность и относительная биологическая эффективность имеет сильную зависимость от их энергии. Кроме того, нейтроны с энергией меньше 14 МэВ поглощаются по пути к раковой опухоли и тем самым наносят существенный вред здоровым тканям пациента.

Поглощенную дозу в поле ЯФУ, применяемых при лечении онкологических заболеваний, можно представить в виде уравнения

$$D = D_6 + D_{n,n'} + D_{n,n'\gamma} + D_\gamma + D_T, \quad (3.1)$$

где D_6 – вклад нейтронов из мишени;

$D_{n,n'}$ – вклад рассеянных нейтронов;

$D_{n,n'\gamma}$ – вклад мгновенных гамма-квантов с мишени и среды, $D_{n,n'\gamma} \cong D_{n,n'}$;

D_γ – вклад активационных гамма-квантов;

D_T – вклад тепловых нейтронов.

Доля активационных гамма-квантов, вносящих вклад во время облучения, достаточно мала (менее 1 %) и учитывается во время измерения дозы от гамма-излучения, а вкладом активации долгоживущих составляющих при расчете поглощенной дозы во время облучения, можно пренебречь. Учёт вклада от тормозных гамма-квантов, средняя энергия которых ≈ 100 кэВ, весьма затруднителен, так как функциональная связь их выхода с выходом нейтронов сложная, поэтому предпочтительным является отсечение тормозных гамма-квантов фильтром из свинца толщиной от 2,0 до 2,5 мм. При этом поток нейтронов

из мишени ослабляется на 2 %, впрочем, данное ослабление автоматически учитывается при калибровке ЯФУ с помощью пластин из свинца такой же толщины как у фильтров. Учитывая вышесказанное, можно записать уравнение (2.1) в следующем виде

$$D = D_{\gamma} + D_{\gamma} + D_{\text{рас}}, \quad (3.2)$$

где $D_{\text{рас}} = D_{n,n'} + D_{n,n'\gamma}$ – вклад рассеянного нейтронного и гамма-излучений.

В связи с тем, что терапевтический эффект оценивается по дозе нейтроны прямого излучения D_{γ} , возникает необходимость разделять компоненты смешанного гамма-нейтронного поля, для чего требуется наличие не менее трех измерительных каналов. Данное требование вызвано, в том числе, техническими ограничениями существующих ЯФУ, приводящими к флуктуациям частиц в пучке и увеличению неопределенности измерений единицы МПД нейтронного излучения при одновременных измерениях.

3.2 Разработка измерительного комплекса на основе многоканального блока регистрации

По результатам проведенного компонентного анализа полей нейтронов, реализованных в центрах лучевой терапии, численными методами, выявлены три составляющие, которые вносят наибольший вклад в ПД. Зависимость вклада доли рассеянного излучения в ПД от глубины залегания опухоли представлена на рисунке 3.2: вклад от быстрых нейтронов в прямом пучке, вклад от гамма-излучения, образующегося от мишени и коллиматора, вклад от рассеянных нейтронов, образующихся в теле пациента.

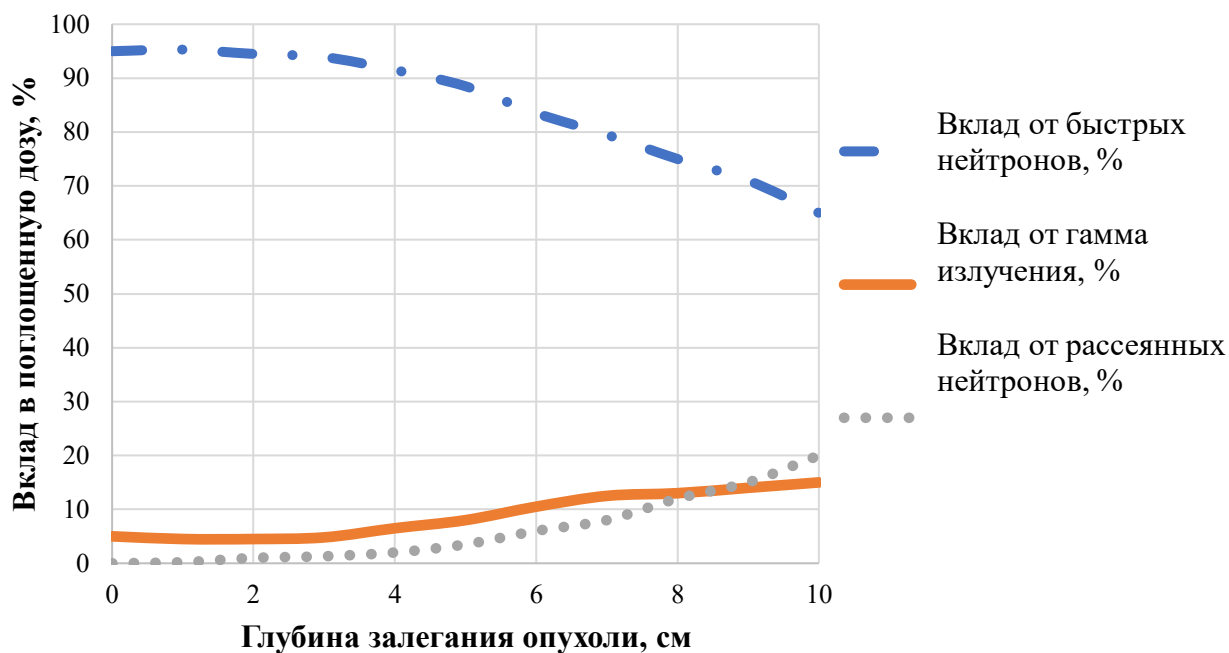


Рисунок 3.2 – Зависимость вклада доли рассеянного излучения в поглощенную дозу от глубины залегания опухоли

Анализ литературных данных [47-52] методов и средств измерений единицы МПД нейтронного излучения в смешанных полях гамма-нейтронного излучения с возможностью разделения гамма-нейтронных компонент показал, что наиболее подходящим методом регистрации является сцинтилляционный метод.

Основными требованиями к разрабатываемому средству измерений при передаче единицы МПД нейтронного излучения средствам измерений, применяемым на ЯФУ в нейтронной лучевой терапии, являются:

- детекторы должны находиться в однородном мононаправленном поле нейтронного излучения;
- наличие нескольких сцинтилляционных детекторов, работающих совместно, но при этом независимо друг от друга, для одновременных измерений ПД от нейтронов с энергией 14 МэВ, гамма-излучения и рассеянного нейтронного излучения;
- необходимость использования материалов, которые мало или вообще не активируются под действием высокоэнергетического нейтронного излучения,

но в тоже время обеспечивают надежную конструкцию блока регистрации, световой и влагозащищенность;

- конструкция блока регистрации должна предусматривать совместное использование трех различных типов сцинтилляционных детекторов цилиндрической формы с размерами: 1х1, 2х2, 3х3, 4х4, 8х8, 11х11 мм. Такая номенклатура типоразмеров необходима для подбора оптимального соотношения мертвого времени в зависимости от интенсивности полей и режимов работы ЯФУ, в которые осуществляется передача единицы МПД нейтронного излучения;

- необходимость обеспечения трех каналов независимого электропитания и усиления для возможности подстройки измерительного сигнала с каждого сцинтилляционного детектора;

- необходимость обеспечения трех независимых каналов сбора и оцифровки сигналов, поступающих с блока регистрации, для последующей математической обработки аппаратурных спектров.

На основе вышеизложенных требований, был сформирован состав измерительного комплекса, предназначенного для передачи единицы МПД нейтронного излучения средствам измерений, применяемым непосредственно в местах размещения ЯФУ в центрах нейтронной лучевой терапии.

Состав разработанного измерительного комплекса, основанного на применении сцинтилляционного метода регистрации ионизирующего излучения, представлен на рисунках 3.3 и 3.4. Принципиальная схема разработанного измерительного комплекса представлена на рисунке 3.5 и включает в себя блок регистрации, блок обработки сигнала, персональный компьютер для управления, сохранения и дальнейшей обработки измеренных результатов. Блок обработки сигнала состоит из блока питания с тремя независимыми каналами, блока усиления, позволяющего осуществлять подстройку измеренного сигнала и цифрового многоканального анализатора, предназначенного для сбора, обработки и накопления информации, необходимой для набора аппаратурного спектра.



Рисунок 3.3 – Блок обработки сигнала



Рисунок 3.4 – Блок регистрации со сменными колпачками с комплексом измерительной аппаратуры

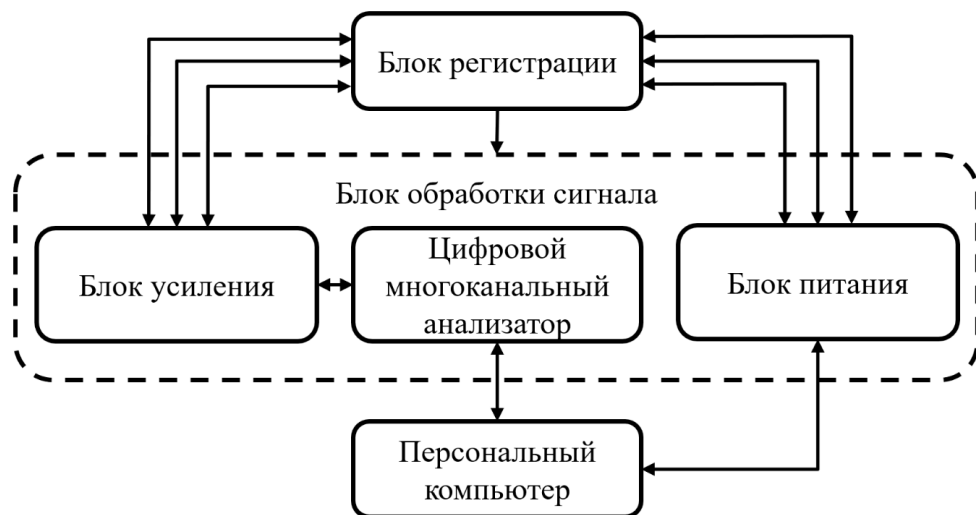
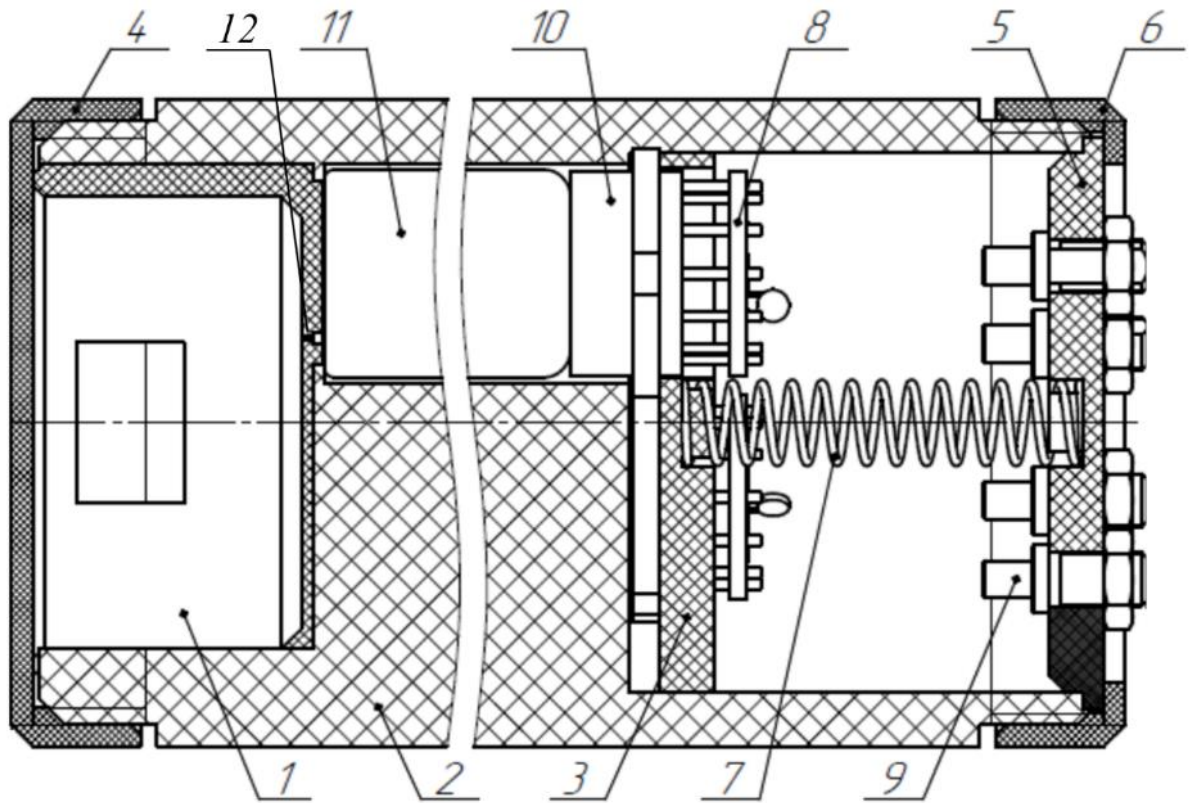


Рисунок 3.5 – Принципиальная схема измерительного комплекса

Разработанный измерительный комплекс позволяет проводить одновременные измерения значений трех составляющих: поглощенной дозы от нейтронов высокой энергии, поглощенной дозы от гамма-излучения и поглощенной дозы от тепловых нейтронов.

Конструкция разработанного блока регистрации представлена на рисунке 3.6. В состав блока регистрации входят: 1 – набор сменных колпачков, необходимых для позиционирования и фиксации сцинтилляционных детекторов, 2 – корпус блока детектирования, 3 – опорная площадка для фиксации делителей напряжения, 4 – верхняя крышка, 5 – пробка для размещения разъемов питания

и передачи измерительного сигнала, 6 – нижняя крышка, 7 – прижимная пружина, необходимая для фиксации ФЭУ в направляющих каналах, 8 – делители напряжения, 9 – разъемы питания и передачи измеренного сигнала, 10 – соединительная муфта, 11 – ФЭУ, 12 – набор сцинтилляционных детекторов.



1 – колпачок, 2 – корпус блока регистрации, 3 – площадка, 4 – крышка верхняя, 5 – пробка, 6 – крышка нижняя, 7 – пружина, 8 – делитель напряжения, 9 – разъем для подключения, 10 – соединительная муфта, 11 – ФЭУ, 12 – сцинтилляционный детектор.

Рисунок 3.6 – Конструкция блока регистрации

3.3 Разработка метода передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на ядерно-физические установки

Уравнение для расчета значений единицы МПД нейтронного излучения $\dot{D}_l$ на основе сцинтилляционного метода измерений и конструкции разработанного блока регистрации можно представить в виде формулы

$$\dot{D}_i = \left(\frac{N_i}{t_i} - \frac{N_{\text{фон}_i}}{t_{\text{фон}_i}} \right) \cdot F_i \cdot \prod k_{ij}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (3.3)$$

где N_i – измеренное значение скорости счета в поле излучения для i детектора;

$N_{\text{фон}_i}$ – измеренное значение скорости счета в отсутствии источника ионизирующего излучения для i детектора;

$t_i, t_{\text{фон}_i}$ – время измерения в поле источника и время измерения фона, соответственно;

F_i – коэффициент чувствительности в опорном поле для i детектора;

$i = 1, 2, 3$ – тип сцинтилляционного детектора в составе блока детектирования;

$\prod k_{ij} = k_{\text{кор}_i} \cdot k_{\text{ст}_i}$ – произведение поправочных коэффициентов;

где $k_{\text{кор}_i}$ – поправочный коэффициент, учитывающий искажение потока нейтронов в корпусе детектора;

$k_{\text{ст}_i}$ – поправочный коэффициент, учитывающий искажение потока нейтронов в корпусе блока детектирования.

Разработанный метод передачи единицы МПД нейтронного излучения на ЯФУ представлен на рисунке 3.7.

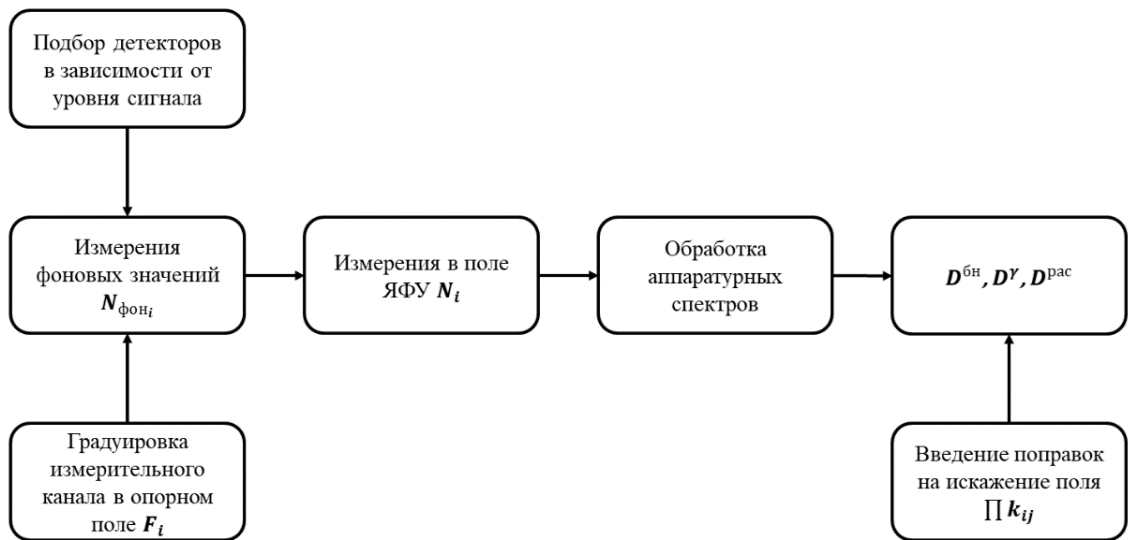


Рисунок 3.7 – Метод передачи МПД нейтронного излучения на ЯФУ

Единица МПД на каждый сцинтилляционный детектор из состава разработанного блока регистрации передается посредством градуировки в опорном поле. Для сцинтиллятора быстрых нейтронов – это нейтронное поле, создаваемое генератором нейтронов со средней энергией спектра 14 МэВ. Для сцинтиллятора гамма-излучения – это поле гамма-излучения, создаваемое закрытым радионуклидным источником на основе радионуклида ^{60}Co или ^{137}Cs . Для сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов – это поле нейтронного излучения, создаваемое закрытым радионуклидным источником на основе радионуклида $^{238}\text{Pu-Be}$ или ^{252}Cf и поле гамма-излучения, создаваемое закрытым радионуклидным источником на основе радионуклида ^{60}Co или ^{137}Cs , где значение единицы МПД тепловых нейтронов определяется разностью показаний сцинтилляционного детектора, чувствительного к гамма-нейтронному излучению и сцинтилляционного детектора, чувствительного только к тепловым нейтронам.

Разработанный метод и средства передачи единицы МПД нейтронного излучения на основе многоканального блока регистрации позволяют обеспечить передачу единицы МПД нейтронного излучения в смешанных гамма-нейтронных полях в диапазоне значений от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-3} \text{ Гр} \cdot \text{с}^{-1}$ средствам измерений, применяемых на ЯФУ в нейтронной лучевой терапии для лечения онкологических заболеваний.

3.4 Исследование и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного метода и средства передачи единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения

Основной метрологической характеристикой разработанного метода передачи единицы МПД нейтронного излучения с применением измерительного комплекса является стабильность, определяемая режимом работы ФЭУ из его состава. Для выявления стабильного режима работы ФЭУ были проведены исследования коэффициента усиления ФЭУ в зависимости от подаваемого напряжения питания в диапазоне от 850 до 1150 В. Результаты исследований представлены на рисунке 3.8. В диапазоне напряжений от 930 до 1050 В наблюдается стабильный режим усиления сигнала ФЭУ, среднее квадратическое отклонение коэффициента усиления не превышает 0,12 %.

Для определения стабильности работы измерительного комплекса проведены исследования за временной промежуток 1, 2, 12 и 24 часа. Результаты исследований представлены на рисунке 3.9. На рисунке 3.9 значения в точках 5 и 9 соответствуют суточной стабильности работы измерительного комплекса.

Значение неопределенности измерений коэффициента градуировки измерительного комплекса в опорном поле не превышает 0,15 %.

В результате исследований метрологических характеристик разработанного метода передачи единицы МПД нейтронного излучения определены все эффекты, влияющие на точность передачи единицы МПД нейтронного излучения, произведены исследования по оценке поправочных коэффициентов, влияющих на метрологические характеристики измерительного комплекса. Результаты исследований представлены в таблице 2.2. в виде бюджета неопределенности измерений.

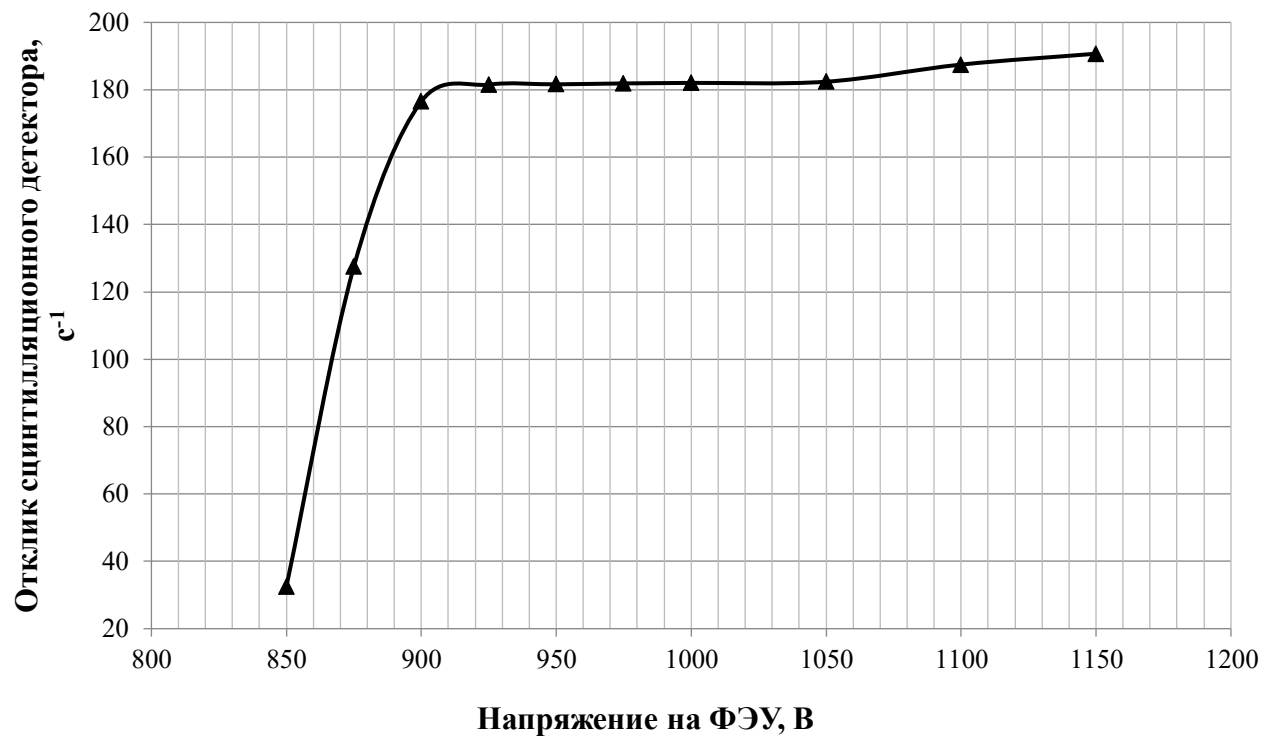


Рисунок 3.8 – Результаты исследований зависимости коэффициента усиления от напряжения питания ФЭУ

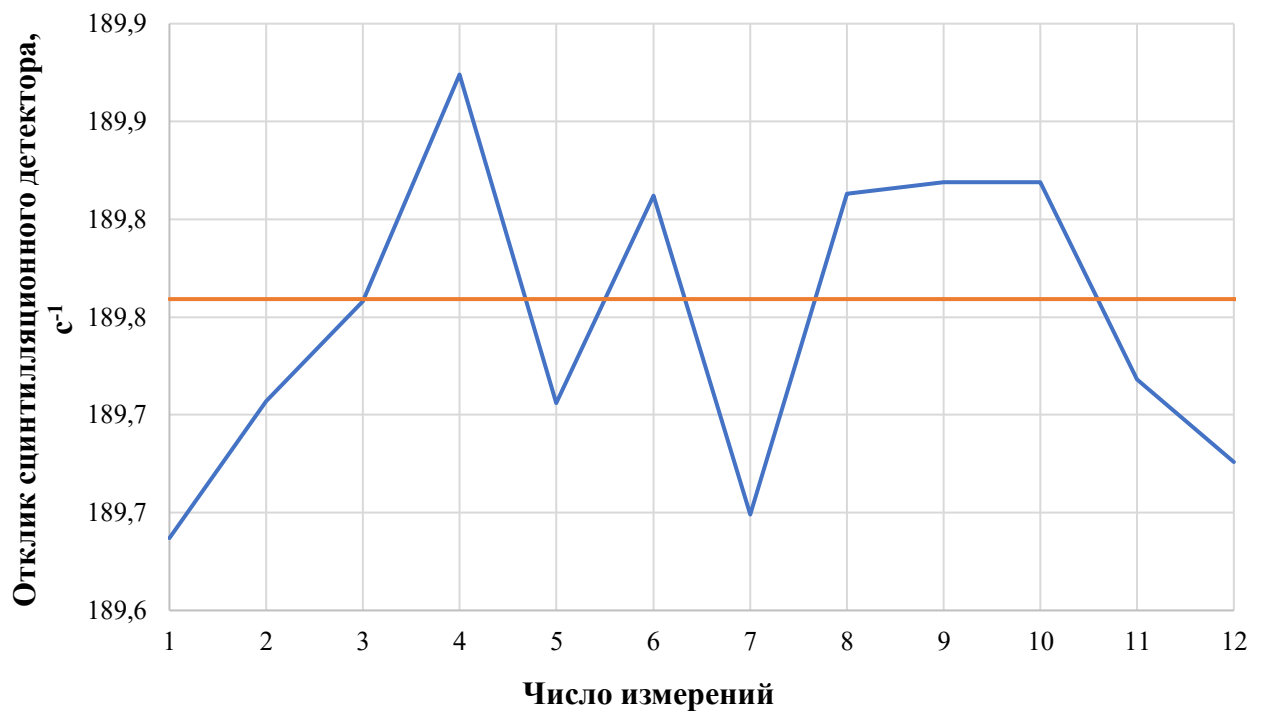


Рисунок 3.9 – Результаты исследований стабильности работы измерительного комплекса

Таблица 3.2 – Бюджет неопределенности измерений при передаче единицы МПД нейтронного излучения на ЯФУ

Источник неопределенности	Значения	
	$u_A, \%$	$u_B, \%$
Неопределенность измерений при воспроизведении единицы МПД нейтронного излучения на ГЭТ 117-2023 ($u_{ГЭТ}$)		1,35
Неопределенность измерений скорости счета (N_i)	0,05	
Неопределенность измерений коэффициента градуировки (F_i)		0,15
Стабильность		0,12
Неопределенность оценки поправочного коэффициента, учитывающего искажение потока нейтронов в корпусе детектора ($k_{кор}$)		0,10
Неопределенность оценки поправочного коэффициента, учитывающего искажение потока нейтронов в корпусе блока регистрации ($k_{ст}$)		0,10
Неопределенность оценки влияния наведенной активности от коллиматора и мишени ($C_{нав}$)		0,20
Неопределенность оценки учета вклада в дозу от рассеянных нейтронов ($D_{рас}$)		0,30
Неопределенность оценки учета вклада в дозу от гамма-излучения (D_γ)		0,30
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений $u_c, \%$	1,45	
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2, \%$	2,90	

3.5 Выводы к Главе 3

В ходе выполнения работ был разработан метод и средства измерений на основе многоканального блока регистрации с автоматизированной системой управления, измерения, сбора и обработки данных с применением набора сцинтилляционных детекторов. Данный комплекс обеспечивает передачу единицы МПД нейтронного излучения в смешанных гамма-нейтронных полях в диапазоне значений от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹ на ЯФУ, применяемые в нейтронной лучевой терапии, с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 2,9 % при $k = 2$.

Глава 4. Разработка аппаратурно-методического комплекса воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения на основе метода восстановления энергетического спектра нейтронов

Средства измерений единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения градуируются и калибруются с использованием закрытых радионуклидных источников нейтронов на основе радионуклидов ^{238}Pu – Be и ^{252}Cf . На практике, при измерении в условиях, отличных от условий градуировки, неопределенность измерений значительно возрастает. Причиной этого является отличие энергетического спектра нейтронов в месте измерения от энергетического спектра нейтронов, используемых при градуировке и калибровке. Данное отличие может возникнуть при использовании других источников нейтронного излучения, энергетические спектры которых могут значительно отличаться от спектра источников ^{238}Pu – Be и ^{252}Cf . Также, конструкционные материалы и особенности помещения могут вносить искажения в исходный спектр источника. Если между источником излучения и точкой измерения присутствуют преграды (стены, перегородки и др.), то при прохождении через них энергия нейтронов будет изменяться. Помимо этого, в точке измерения будет присутствовать рассеянная компонента, которая образуется при отражении нейтронов от стен, потолка, пола и других элементов конструкций.

Реализованный принцип воспроизведения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на базе измерительного комплекса из состава ГЭТ 117-2010 основан на измерении энергетического спектра нейтронов методом сфер Боннера с использованием сцинтилляционного детектора LiI и был подробно описан в разделе 1.2.4.

В связи с расширением области применения нейтронного излучения и появлением новых высокоэнергетических установок, необходимо осуществлять радиационный мониторинг и индивидуальный дозиметрический контроль, что соответствует отечественным нормам и требованиям [5, 6], а ввиду большого

разнообразия ЯФУ, расчет значений единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения необходимо осуществлять на основе определения энергетического спектра нейтронов непосредственно в местах, где проводятся измерения данных единиц величин поскольку установлено, что биологический эффект зависит от энергии нейтронов [53]. Поэтому, уравнения воспроизведения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения (1.12) и (1.13), связывающие энергетический спектр нейтронов с дозиметрическими величинами, можно представить в виде формул

$$\dot{H}^*(10) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} h_{\Phi}^*(10, E)(E) \Phi(E) dE, \quad (4.1)$$

$$\dot{H}_p(10) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} h_{p\Phi}(10, E)(E) \Phi(E) dE, \quad (4.2)$$

где $\dot{H}^*(10)$, $\dot{H}_p(10)$ – МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, соответственно;

$h_{\Phi}^*(10, E)$, $h_{p\Phi}(10, E)$ – коэффициенты перехода от дифференциальной плотности потока нейтронов к дозиметрическим величинам нейтронного излучения, соответственно [29];

$\Phi(E)$ – дифференциальная плотность потока нейтронов (энергетический спектр нейтронов);

E_{min} , E_{max} – нижнее и верхнее значения границ диапазона энергии нейтронов.

В уравнениях (4.1) и (4.2) неопределенность измерений при воспроизведении и передаче единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения зависит от неопределенности восстановления энергетического спектра нейтронов с учетом коэффициентов перехода. Коэффициенты перехода в данных формулах являются справочными данными и имеют энергетическую зависимость, которая представлена на рисунке 4.1. Поэтому, неопределенность метода воспроизведения зависит от правильности и полноты измерений энергетического спектра нейтронов.

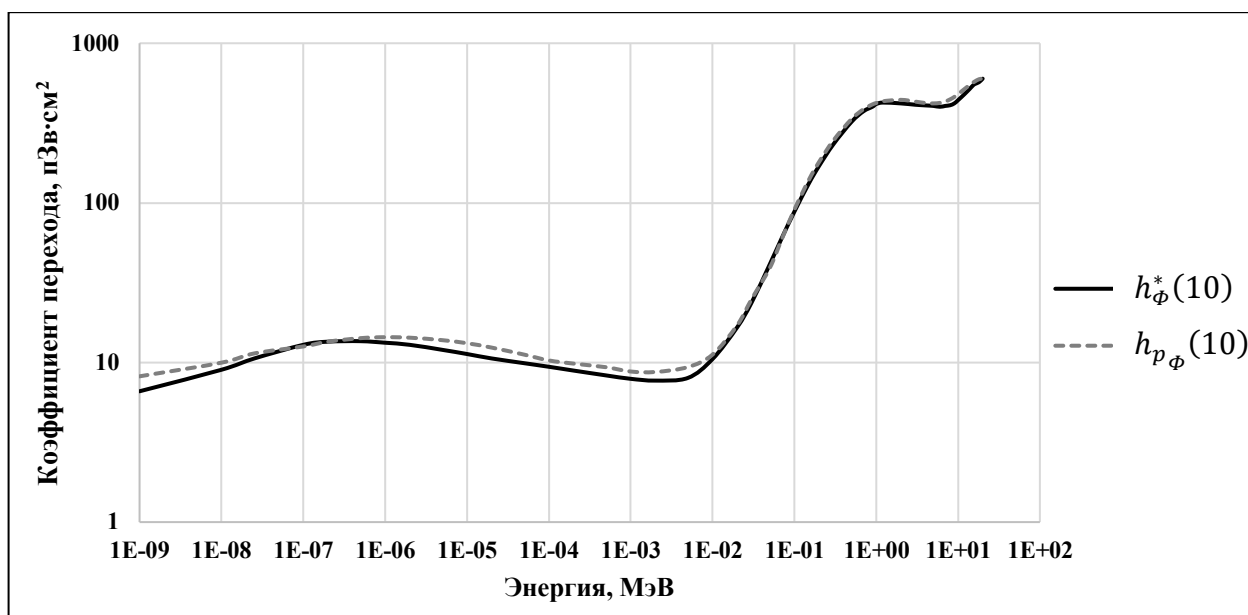


Рисунок 4.1 – Зависимость коэффициентов перехода от энергетического спектра нейтронов в дифференциальной форме, нормированных на полный флюенс нейтронов, к единицам МАЭД и МИЭД нейтронного излучения

4.1 Анализ методов спектрометрии нейтронов для целей дозиметрии нейтронного излучения

На сегодняшний день нейтронное излучение широко применяется в промышленности, науке, медицине, сельском хозяйстве, космической технике и т.д. Ввиду большого разнообразия полей нейтронов и их непрерывных спектров в широком диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ, такие нейтронные поля характеризуются средней энергией спектра нейтронов и типом источника или реакцией взаимодействия нейтронов с веществом. В зависимости от области применения нейтронного излучения, поля нейтронов можно разделить на:

- 1) поля в открытой геометрии на основе закрытых радионуклидных источников ионизирующего излучения (например, $^{238}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf);
- 2) коллимированные поля на основе закрытых радионуклидных источников ионизирующего излучения (например, $^{238}\text{Pu-Be}$, $^{298}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf , $^{241}\text{Am-B}$);
- 3) поля, применяемые в лучевой терапии, на основе генерирующих источников ионизирующего излучения (например, генераторы, ускорители, ядерно-физические установки) с использованием различных формирователей поля.

4) поля рассеянного излучения, которые образуются в смежных с измерительными залами помещениях, где расположены все вышеперечисленные типы нейтронных источников ионизирующего излучения.

Поля нейтронов с первого по третье, в соответствии с вышеописанной классификаций, являются опорными полями в области обеспечения единства измерений ионизирующих излучений и ядерных констант. Данные поля нейтронов применяются для решения широкого круга задач: проведение работ по поверке и калибровке средств измерений, проведение испытаний в целях утверждения типа средств измерений, проведение исследований энергетической зависимости чувствительности средств измерений, проведение научных исследований, а также для проведения ключевых сличений. Рассеянное излучение от нейтронов присутствует во всех описанных полях нейтронов, но в опорных полях его стараются минимизировать, таким образом, чтобы доля рассеянных нейтронов не превышала (5-10) % от прямого излучения, доходящего до объекта исследования.

Методы и способы уменьшения рассеянного излучения для опорных полей накладывают существенные ограничения при проектировании и строительстве помещений, в которых размещаются ЯФУ, что приводит к значительному удорожанию стоимости данных работ. В связи с вышесказанным, создание условий, обеспечивающих минимальное влияние рассеянного излучения, зачастую недоступно для пользователей ЯФУ, что приводит к необходимости учета нейтронного излучения методами спектрометрии нейтронов.

Основными методами спектрометрии нейтронов в области энергий от единиц до тысяч МэВ являются:

- времяпролетный метод;
- метод протонов отдачи;
- калориметрический метод;
- метод множественности вторичных нейтронов;
- амплитудный метод;
- пороговый (активационный) метод;

– метод сфер Боннера.

Времяпролетный метод спектрометрии нейтронного излучения основан на определении кинетической энергии нейтрона, пропорциональной скорости нейтронов при прохождении им фиксированного расстояния [54]. Времяпролетный метод позволяет измерять спектры нейтронов в широком диапазоне энергий от сотен кэВ до 5 ГэВ. Минимальное значение измеряемой энергии зависит от используемого детектора и установленного порога дискриминации. Недостатками метода являются: сильная зависимость разрешающей способности от энергии нейтронов, которая ухудшается с увеличением энергии; необходимость привязки системы отсчета к времени образования нейтронов; необходимость выполнения условий «идеальной» геометрии; размещение детектора нейтронов на большом расстоянии (пролетной базе) от источника нейтронов, что сильно уменьшает телесный угол регистрации нейтронов, ухудшает соотношение сигнал-шум и увеличивает время измерений. Примеры спектрометров, основанных на времяпролетном методе, являются LANL [55-57], ОИЯИ [58, 59], КЕК [60], Сакле [61], ИТЭФ [62].

Метод протонов отдачи применяется для регистрации протонов отдачи высокоэнергетических нейтронов, образующихся в реакции упругого (n, p) – рассеяния в водородосодержащем веществе. Данный метод основан на простой однозначной зависимости энергии протона отдачи E_p от энергии падающего нейтрона E_n под углом θ_{np} , согласно уравнению 4.3. При этом достигается высокое энергетическое разрешение, составляющее доли процентов.

$$E_n = \frac{E_p}{\cos^2 \theta_{np}} \quad (4.3)$$

Спектрометры, основанные на методе протонов отдачи, применяются в диапазоне энергий нейтронов от (1-2) до 100 МэВ, где требуется получение высокого энергетического разрешения и в то же время не представляется возможным реализовать времяпролетный метод.

Недостатки метода протонов отдачи: низкая эффективность и высокая стоимость, сравнительно большие размеры установки из-за наличия систем трековых и сцинтилляционных детекторов, а также использование магнитных полей. Примеры спектрометров, реализованных на методе протонов отдачи, являются установки, созданные в TRIUMF [63], LANL [64, 65], IUCF [66, 67], TSL [68-70] и Сакле [61].

Калориметрический метод – это один из основных методов современной спектрометрии нейтронов в области энергий от единиц до тысяч МэВ [71]. Суть метода заключается в количественном измерении теплового потока, который выделяется при радиоактивном распаде ядерных материалов. Он включает два класса взаимодействий: ядерные процессы и электромагнитные процессы, связанные с образованием вторичных частиц.

В связи с тем, что отклик детекторов, применяемых в калориметрическом методе, формируется вторичными частицами путем ионизации или генерации света в активных элементах калориметра, длина и поперечное сечение калориметра должны быть больше размеров области, где выделяется основная энергия ливня. Обычно выбираемая длина калориметра превышает четыре длины ядерного взаимодействия. Нейтронные калориметры применяются при энергиях нейтронов выше 5 ГэВ, где эффективность регистрации нейтронов близка к 100 %, а среднее число вторичных частиц в ливне и, соответственно, средняя амплитуда сигнала возрастает по мере увеличения энергии нейтрона. Недостатки калориметрического метода: низкое разрешение при энергиях нейтронов ниже 5 ГэВ, которое не превышает десятки процентов. Примеры применения калориметров для регистрации нейтронов очень высоких энергий приведены в работах [72-76].

Метод множественности вторичных нейтронов основан на множественной генерации вторичных нейтронов в тяжелых средах нейтронами высоких энергий. Наиболее изучен процесс образования нейтронов в свинцовых мишенях в силу уникальных ядерно-физических свойств свинца, являющегося одним из лучших материалов для источников нейтронов расщепления [77-81]. Данный метод может быть использован для спектрометрии нейтронов в области энергий выше

нескольких сотен МэВ и обеспечивает сравнительно высокое энергетическое разрешение при энергиях первичных нейтронов выше 10 ГэВ. К преимуществам можно отнести простоту конструкции детекторов и возможность использовать данный метод совместно с методом сфер Боннера для изучения высокоэнергетической компоненты нейтронных полей.

Метод множественности требует калибровки детектора по эффективности регистрации нейтронов и коэффициенту отбора совпадений. Для калибровки используют стандартные образцы, аттестованные по изотопному составу и массе плутония.

Метод множественности нейтронов широко применяется для контроля плутония при изготовлении и переработке ядерного топлива, при учёте и контроле ядерных материалов и в деятельности по контролю за нераспространением ядерного оружия.

Метод амплитудных измерений основан на восстановлении энергетического спектра нейтронов из измеренного распределения амплитуд импульсов, регистрируемых детектором. Отклик детектора зависит как от энергии падающих нейтронов, так и от типа детектора: материала, размера и физических процессов формирования сигнала [82-88]. Важной проблемой практического применения детекторов в спектрометрии нейтронов амплитудным методом является дискриминация фона гамма-излучения, заряженных частиц и нейтронов. В процессе восстановления энергетического спектра нейтронов из измеренного амплитудного распределения используется матрица измеренных или рассчитанных откликов детектора для моноэнергетических нейтронов. Проведение прямых измерений на пучке моноэнергетических нейтронов в широком диапазоне энергий является достаточно сложной и не всегда реализуемой задачей.

Одним из преимуществ данного метода является возможно измерять непрерывный спектр быстрых нейтронов с энергией в диапазоне от 30 кэВ до 3 МэВ. Нейтроны с энергией ниже 30 кэВ не могут регистрироваться, поскольку генерируемые ими импульсы сравнимы по величине с шумом ФЭУ [54].

Метод пороговых детекторов [89-96] основан на применении набора детекторов, в которых реакция невозможна, пока определенная энергия, называемая энергетическим порогом, не будет превышена. При использовании метода пороговых детекторов большое значение имеет выбор числа и типа детекторов с различной величиной энергетического порога. При этом желательно обеспечить сравнительно равномерное распределение величин порогов таких реакций в исследуемом энергетическом диапазоне. Однако, данная задача является трудновыполнимой в силу как ограниченного набора реакций, так и плохо изученных функций возбуждения для многих из этих реакций. К недостаткам метода пороговых детекторов можно отнести необходимость обеспечения большого флюенса нейтронов в измерениях. Данный метод получил широкое применение в исследованиях интенсивных нейтронных полей, создаваемых в ядерно-физических установках.

Метод сфер Боннера [97-102] основан на использовании детекторов, представляющих собой комбинацию замедлителя сферической формы и детектора, размещенного в центре замедлителя и имеющего высокую эффективность регистрации тепловых нейтронов. Набор таких детекторов различного диаметра позволяет проводить измерения в очень широком энергетическом диапазоне от сотых долей эВ (тепловых энергий) до многих ГэВ. При этом, для сфер разного диаметра максимум чувствительности находится в разных областях энергий нейтронов. К плюсам метода относится простота выполнения измерений и высокая эффективность регистрации нейтронов детекторами при слабой чувствительности к гамма-квантам, что важно для проведения исследований в смешанных гамма-нейтронных полях. При этом сферическая форма детекторов обеспечивает изотропных отклик.

Диапазоны энергий, в которых применяются перечисленные методы спектрометрии нейтронов представлены на рисунке 4.2.

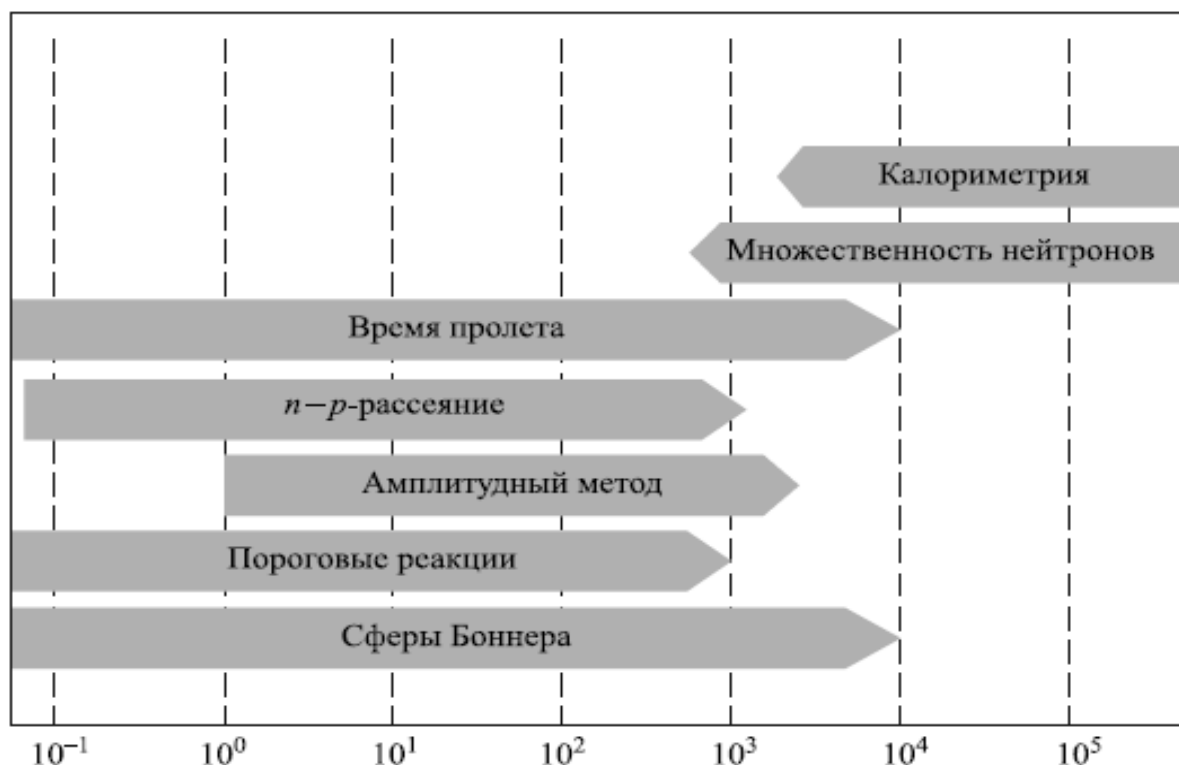


Рисунок 4.2 – Диапазоны энергий методов спектрометрии нейтронов

В ходе проведенного анализа методов спектрометрии нейтронного излучения для применения в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ можно сделать следующие выводы:

1) метод множественности нейтронов и калориметрический метод применимы для спектрометрии высокоэнергетического нейтронного излучения от 1 ГэВ, но их использование в требуемом диапазоне невозможно ввиду ухудшения разрешения восстановленных энергетических спектров нейтронов, а также из особенностей реакций образования нейтронов на ЯФУ (ускорители, циклотроны);

2) технические реализации времяпролетного метода являются стационарными из-за необходимости создания выносного вакуумного пучкового тракта для улучшения фоновых условий, что приводит к минимизации дополнительных поправок. Данный метод требует наличие помещений большого размера для формирования пролетной базы;

3) метод пороговых детекторов предполагает наличие ограниченного набора детекторов для регистрации нейтронов в диапазоне плотностей потока от 10^8 до $10^{10} \frac{\text{н}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$, требует большого количества времени набора сигнала, что делает невозможным его применение в рамках решаемой задачи.

На основе перечисленных преимуществ и недостатков описанных методов спектрометрии нейтронов, наиболее подходящим методом измерения энергетического спектра нейтронов для целей дозиметрии нейтронного излучения в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ является совокупность (комплексирование) методов протонов отдачи, амплитудного метода и метода сфер Боннера.

В результате, в случае применения комплексированного метода в целях спектрометрии и дозиметрии нейтронного излучения, необходимо решить следующие основные задачи:

- 1) сформировать набор детекторов и шаровых замедлителей, обеспечивающий регистрацию нейтронов от разных типов реакций;
- 2) произвести расчет значений функций чувствительности детектора с набором шаровых замедлителей;
- 3) провести анализ и обработку аппаратурных спектров для выделения нейтронной компоненты загрузки детектора с набором шаровых замедлителей;
- 4) решить некорректную задачу восстановления энергетического спектра нейтронов путем решения интегрального уравнения Фредгольма 1 рода численными методами.

4.2 Анализ необходимого и достаточного количества детекторов нейтронов

Исходя из разнообразия используемых на практике нейтронных полей, нейтроны подвергаются множеству взаимодействий в организме человека, вследствие чего образуются различные типы вторичных частиц. На рисунке 4.3 показан относительный вклад вторичных заряженных частиц в дозу во всем фантоме в зависимости от энергии падающего нейтрона. Для нейтронов

с энергией до 10 кэВ вторичными частицами являются фотоны, их вклад в дозу порядка 10 %, тогда как 90 % вклада в дозу приходится на фотоны с энергией 2,2 МэВ, испускаемые во время захвата нейтронов водородом. Поскольку фотоны отдают свою энергию через электроны и позитроны, вклад фотонов в дозу обозначается на рисунке 4.3 как «Заряженные частицы». Остальная часть дозы (10 %) обусловлена реакцией $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$. Протоны и ядра отдачи ^{14}C отдают свою энергию и обозначаются на рисунке 4.3 как «Протон» и «Ядра отдачи» соответственно. Фотоны вносят 90 % вклада в дозу от облучения тепловыми и эпитепмальными нейтронами.

При энергиях нейтронов выше 10 кэВ вклад в дозу от фотонов резко снижается и составляет менее 20 % при энергии 1 МэВ. При энергиях нейтронов выше 1 кэВ, энергия, теряемая протонами отдачи при упругом рассеянии на водороде, становится значительной, в то время как при энергиях выше нескольких МэВ образование заряженных частиц в результате ядерных реакций становится все более выраженным механизмом выделения энергии падающих нейтронов.

Восстановление энергетического спектра нейтронов при воспроизведении единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на основе только детектора тепловых нейтронов, сводящего в состав ГЭТ 117-2010, ведет к существенной потере части информации, связанной с процессами образования протонов и ядер отдачи. Вклад данных процессов становится превалирующим начиная с энергии 0,1 МэВ. Также начиная с энергии 0,1 МэВ коэффициент перехода от единичного флюенса имеет существенную зависимость от энергии нейтрона, как показано на рисунке 4.1.

Поэтому для учёта вклада процессов с образованием протонов и ядер отдачи в состав измерителя мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ИМЭД, входящего в состав ГЭТ 117-2010, введены блоки регистрации нейтронного излучения на основе: сцинтилляционного детектора и пропорционального водородного счетчика. Общий вид разработанных и изготовленных блоков регистрации представлен на рисунках 4.4 и 4.5.

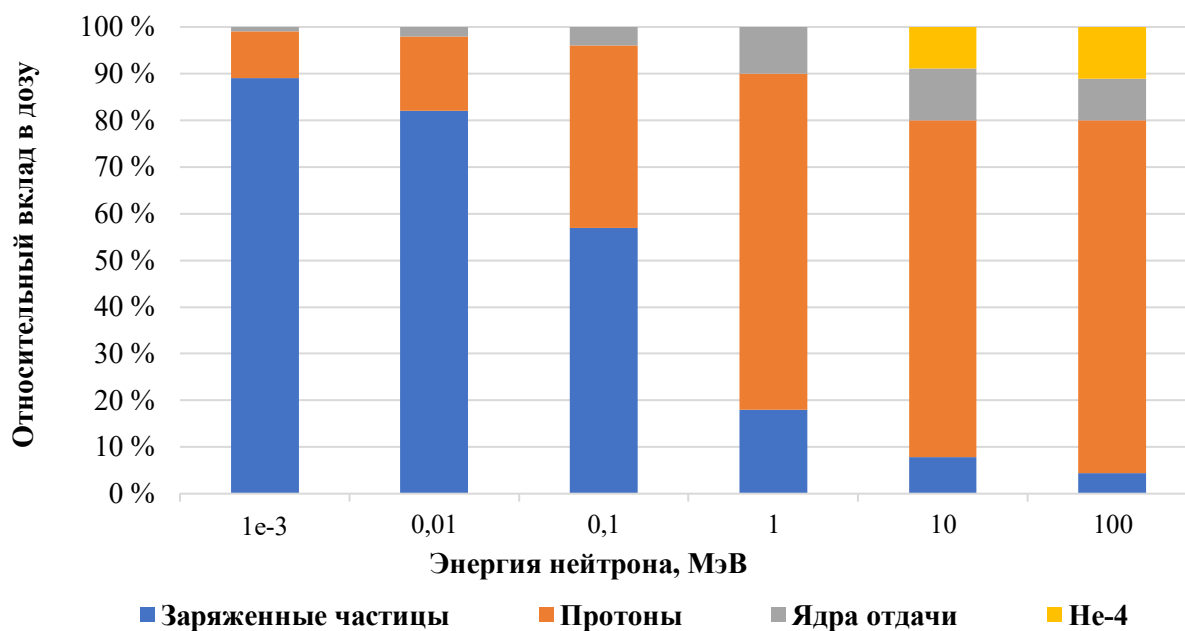
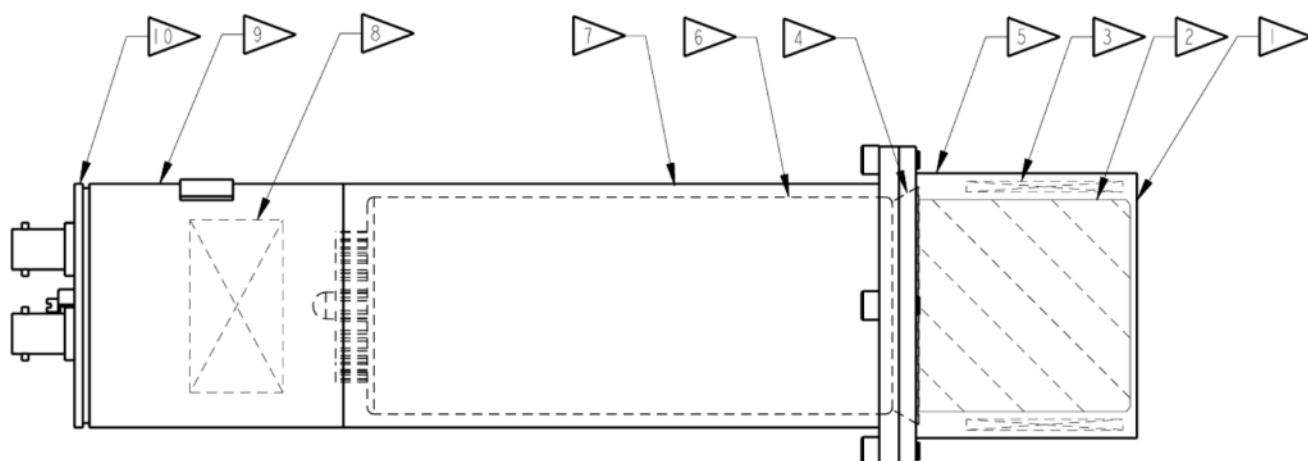


Рисунок 4.3 – Типы реакций при взаимодействии нейтрона с веществом

С развитием технологий в области регистрации нейтронного излучения появились новые виды сцинтилляторов, которые обладают преимуществами перед сцинтиллятором $\text{LiI}(\text{Eu})$ из состава ГЭТ 117-2010. Одним из таких детекторов является сцинтилляционный детектор на основе литиевого стекла LiO_2 , обогащенный изотопом ^6Li . Такой тип сцинтиллятора более чувствителен к тепловым нейтронам, при этом чувствительность к гамма-излучению ниже, чем у сцинтиллятора на основе $\text{LiI}(\text{Eu})$ [103].

Для расширения измерительных возможностей и повышения чувствительности измерителя мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ИМЭД дополнительно введены в состав ГЭТ 117-2010: пропорциональный счетчик на основе VF_3 , сцинтилляционные блоки на основе LiO_2 , $\text{ZnS}(\text{Ag})/\text{LiF}$. Общий вид разработанных и изготовленных блоков регистрации и детекторов нейтронов представлен на рисунках 4.6 – 4.9.



1 – входное окно, 2 – жидкий сцинтилляционный детектор, 3 – крышка корпуса, 4 – оптическое окно, 5 – конусообразный световод, 6 – ФЭУ, 7 – корпус блока регистрации, 8 – делитель напряжения, 9 – корпус встроенного блока питания, 10 – торцевая крышка с разъемами

Рисунок 4.4 – Блок регистрации на основе сцинтилляционного детектора

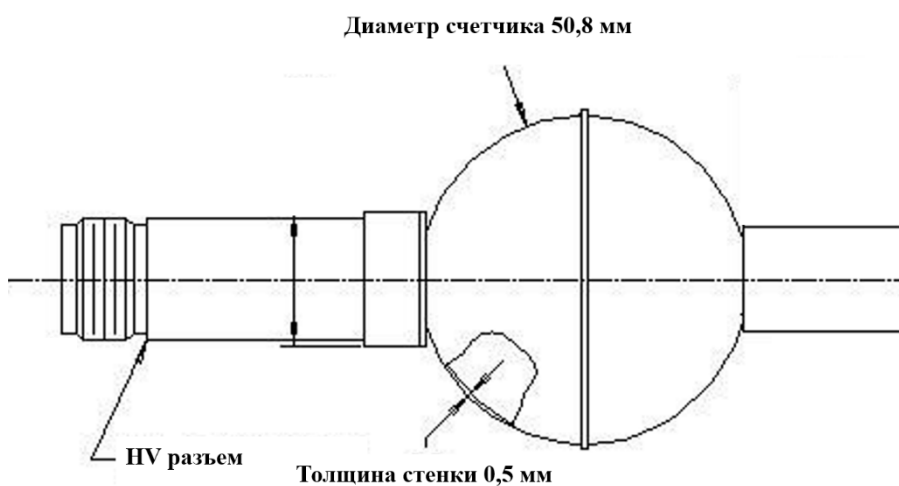


Рисунок 4.5 – Блок регистрации на основе пропорционального водородного счетчика



Рисунок 4.6 – Блок регистрации на основе пропорционального счетчика BF_3

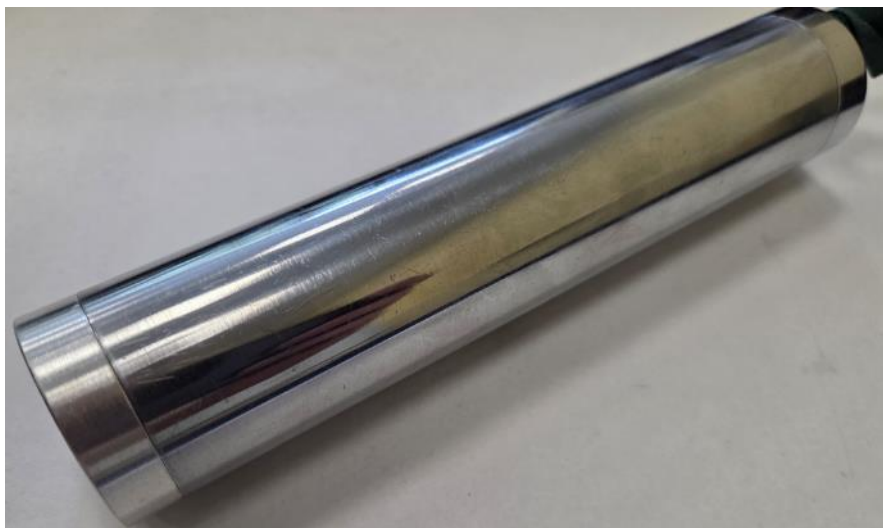


Рисунок 4.7 – Блок регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiO_2



Рисунок 4.8 – Набор сцинтилляционных детекторов



Рисунок 4.9 – Блок регистрации на основе сцинтилляционного детектора $\text{ZnS}(\text{Ag})/\text{LiF}$

В соответствии с выбранным методом спектрометрии нейтронов был проведен анализ материалов для изготовления шаровых замедлителей. Наилучшим материалом для шаровых замедлителей нейтронов является полиэтилен. Основные достоинства этого материала заключаются в следующем:

- отсутствие примесей (не более 0,05 %), что исключает необходимость введения поправок на протекания реакций от сопутствующих частиц и гамма-квантов;
- высокая замедляющая способность, позволяющая уменьшить геометрические размеры измерителя;
- высокий коэффициент замедления, что существенно с точки зрения получения максимальной чувствительности детектора.

В таблице 4.1 приведён ряд параметров, существенных при выборе материала замедлителя для изготовления шаровых замедлителей.

Таблица 4.1 – Характеристики материалов, существенных при изготовлении шаровых замедлителей

Материал	Плотность вещества, $\text{кг}\cdot\text{м}^3$	Замедляющая способность	Коэффициент замедления	Молярная масса, $\text{г}\cdot\text{моль}^{-1}$
Полиэтилен	955	3,26	122	14
Вода	998	1,35	71	18
Тяжелая вода	1104	0,179	5670	20
Графит	2230	0,064	192	12
Бериллий	1848	0,155	143	9

Из данных в таблице 4.1 следует, что коэффициент замедления нейтронов при одной и той же толщине оболочки у полиэтилена в 2 раза выше, чем у воды. Соответственно, чувствительность детектора, помещенного в оболочку из полиэтилена, будет выше. Оболочки из бериллия являются токсичными, а также обладают низкой радиационной стойкостью. Такие материалы

как вода и тяжелая вода не подходят из-за ограничений, связанных с необходимостью наличия емкостей, что приводит к увеличению числа используемых материалов и усложнению процесса восстановления спектра.

Таким образом, для всех блоков регистрации, вошедших в состав разработанного аппаратурно-методического комплекса единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на основе методов восстановления энергетического спектра нейтронов в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ, были изготовлены шаровые замедлители из высокомолекулярного полиэтилена высокого давления марки РЕ-1000 диаметрами 70, 120, 150, 200, 240, 300 и 400 мм. Общий вид изготовленных шаровых замедлителей представлен на рисунке 4.10.



Рисунок 4.10 – Набор шаровых замедлителей

Результаты работы позволяют охватить все протекающие реакции взаимодействия нейтрона с веществом в вышеуказанном диапазоне энергий.

4.3 Расчет значений функции чувствительности

Исходя из уравнений (4.1) и (4.2), чтобы использовать детектор с замедлителями в качестве спектрометра, необходимо определить значения функции чувствительности каждого детектора с каждым шаровым замедлителем. Существует два способа определения значений функции чувствительности. Экспериментальный, путем облучения детектора с замедлителем моноэнергетическим нейтронным излучением, и расчет численными методами, путем моделирования событий методом Монте-Карло.

Использование моноэнергетического источника для определения значений функции чувствительности детектора – дорогостоящий и сложный процесс. Также, необходимо отметить, что таких источников мало, поэтому расчет может быть проведен только для нескольких энергетических точек [104]. В данной работе определение значений функции чувствительности детекторов с шаровыми замедлителями производилось численными методами.

Расчет значений функции чувствительности детекторов выполнялся в 2 этапа:

- подготовка входных файлов;
- выполнение расчета.

Расчет значений функций чувствительности производился для сцинтилляционных детекторов $\text{LiI}(\text{Eu})$, LiO_2 , $\text{ZnS}(\text{Ag})/\text{LiF}$, $\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$ и пропорциональных счетчиков BF_3 , H_2 .

При подготовке входных файлов описывалась геометрия детекторов со всеми типоразмерами шаровых замедлителей. На рисунке 4.11 показана структурная схема геометрии расчета. При использовании спектрометра в полях открытой и коллимированной геометрии подавляющая часть нейтронов имеет одинаковое направление падения на спектрометр, что соответствует облучению в плоском мононаправленном поле. При моделировании источник нейтронов задавался в виде диска, диаметр которого соответствует диаметру сферы, а направление нейтронов перпендикулярно оси спектрометра.

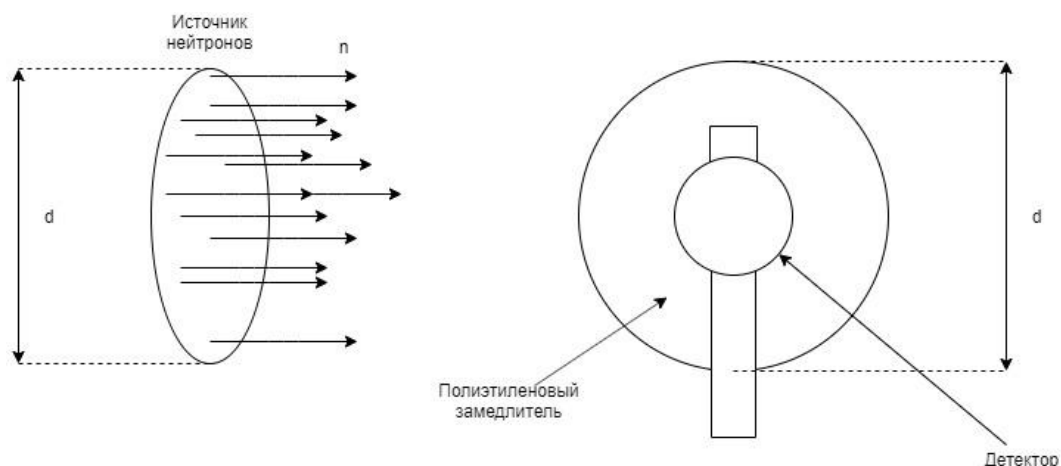


Рисунок 4.11 – Структурная схема геометрии расчета

Для получения значений функции чувствительности детектора необходимо учитывать [105]:

- плотность материала конструктивных элементов блока детектирования и шаровых замедлителей;
- геометрические параметры спектрометра (размер и форму блока детектирования, который состоит из детектора, фотоэлектронного умножителя с делителем напряжения и корпуса);
- тип взаимодействия нейтрона с веществом;
- метод обработки сигнала.

Для расчетов использовались библиотеки ядерных данных и констант ENDF/B-VIII.0. Значения функций чувствительности при этом определяются как число ядерных реакций на единицу флюенса нейтронов на основе оценки длины свободного пробега в объеме детектора, нормированного на одну исходную частицу. На основе физических принципов регистрации нейтронов, формулу значений функций чувствительности можно представить следующим образом [106]

$$R_i(E) = S_i N V \int_0^E \sigma(n, a) \Phi_E(E) dE, \quad (4.4)$$

где S_i – площадь источника, соответствующего сфере диаметром d_i ;

N – атомная концентрация ядер детектора;

V – объем детектора;

$\Phi_E(E)$ – дифференциальный полный флюенс нейтронов с энергией E в объеме детектора, определяемого картой $f4$, где расчет интеграла производится с использованием F_m карты;

$\sigma(n, a)$ – микроскопическое сечение реакции, по которой рассчитываются значения функции чувствительности.

Для расчета значений функции чувствительности всех комбинаций детекторов с шаровыми замедлителями необходимо было обработать около 12000 входных файла. Для автоматизации и ускорения процесса разработано программное средство «ResFunction», которое в автоматическом режиме на основе первичного входного файла создает набор входных файлов для различных энергетических групп, затем запускает программу моделирования для каждого файла, и обрабатывает выходные файлы, формируя значения функции чувствительности в табулированном виде.

В результате удалось сократить время с момента подготовки входных файлов до получения значений функции чувствительности с двух месяца до одной недели. При моделировании моноэнергетических нейтронов, число событий составило 10^8 , что позволило уменьшить стандартную неопределенность по типу А до 1 % и ниже.

Графики значений функций чувствительности на примере блоков регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiI(Eu), LiO₂ и борного сферического пропорционального счетчика с различными диаметрами замедлителей представлены на рисунках 4.12 – 4.14.

Для подтверждения правильности выполнения моделирования значений функций чувствительности проведены расчеты для сцинтилляционного детектора LiI(Eu), полученные результаты сравнивались с результатами, полученными в других международных лабораториях с использованием рекомендованного программного обеспечения для выполнения моделирования численными методами, применяемыми в первичных эталонах других стран (рисунок 4.15) [107, 108].

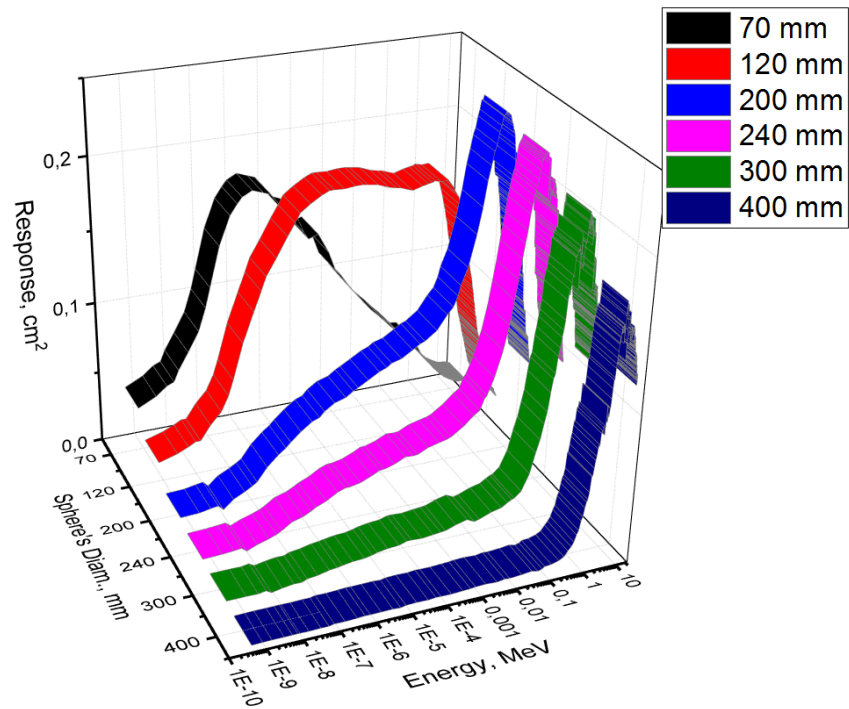


Рисунок 4.12 – Значения функций чувствительности блока регистрации на основе
сцинтилляционного детектора LiO_2

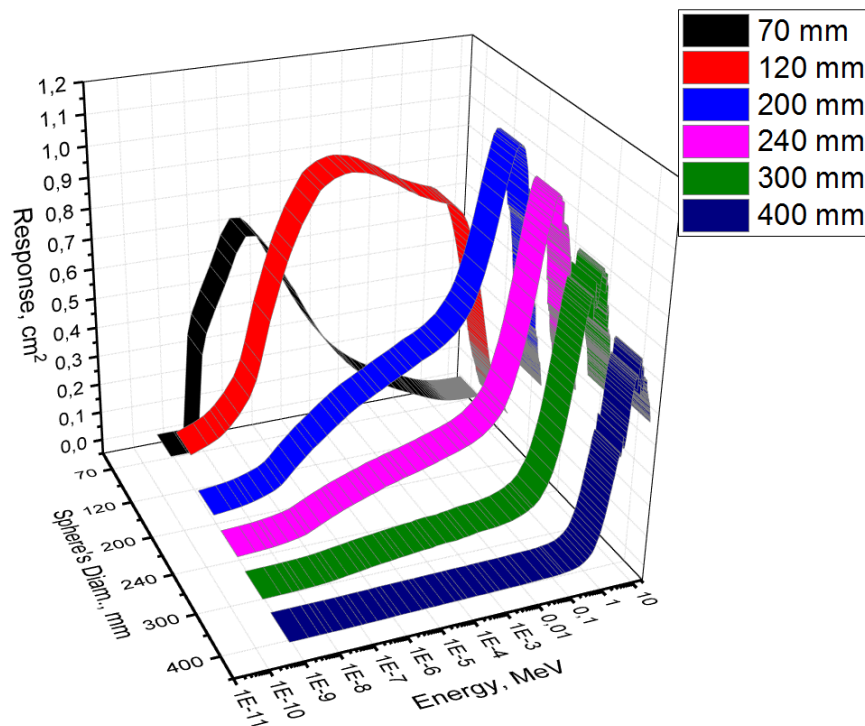


Рисунок 4.13 – Значения функций чувствительности блока регистрации на основе
пропорционального счетчика BF_3

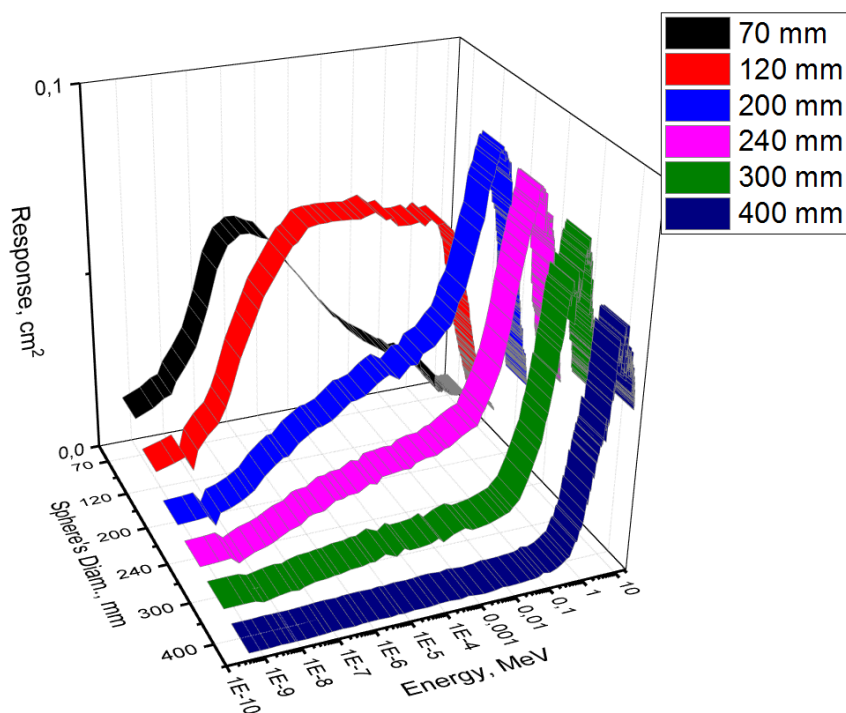


Рисунок 4.14 – Значения функций чувствительности блока регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiI(Eu)

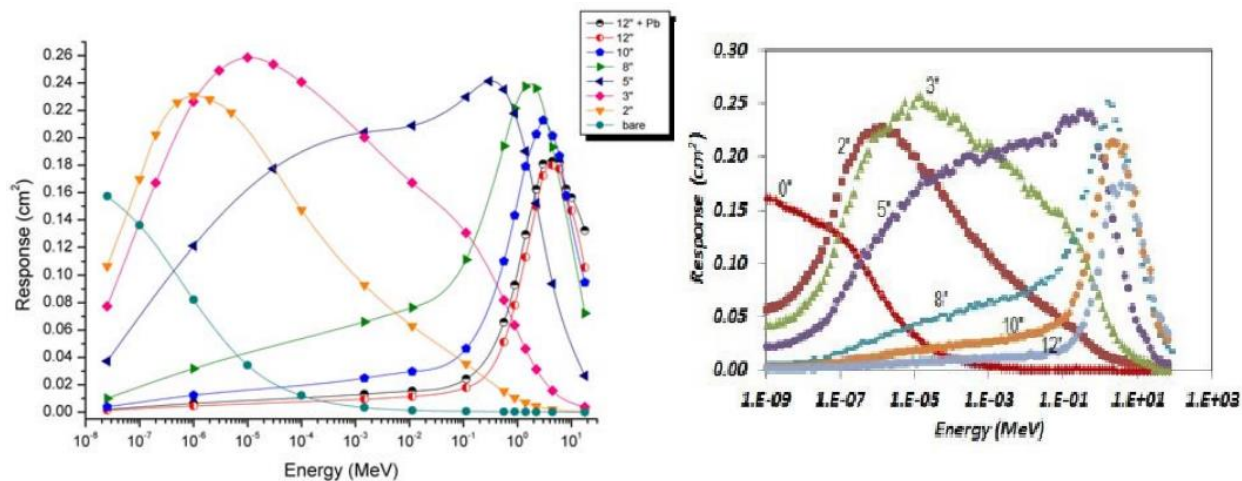


Рисунок 4.15 – Значения функций чувствительности блоков регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiI(Eu), представленных в работах [107, 108]

Критерием правильности выполнения моделирования значений функций чувствительности является сохранение характера распределения значений функций чувствительности от графика к графику, что подтверждается на рисунках 4.12 – 4.14.

Численные значения функций чувствительности отличается, что вызвано различиями геометрии блоков детектирования, геометрическими параметрами и материалами детекторов и шаровых замедлителей.

4.4 Обработка экспериментальных данных

Для получения аппаратурного спектра проведены измерения в условиях открытой и коллимированной геометрии с источниками нейтронов на основе радионуклидов ^{252}Cf , $^{238}\text{Pu-Be}$, $^{239}\text{Pu-Be}$, а также с источником нейтронов на основе радионуклида ^{252}Cf , размещенного в шаре, заполненном тяжелой водой. Измерения производились последовательно с использованием блока регистрации на основе пропорциональных счетчиков BF_3 , H_2 и сцинтилляционных детекторов $\text{LiI}(\text{Eu})$, LiO_2 , $\text{ZnS}(\text{Ag})/\text{LiF}$, $\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$ – без шарового замедлителя и с шаровыми замедлителями диаметрами 70, 120, 150, 200, 240, 300 и 400 мм. Расстояния между блоками регистрации и источниками нейтронов выбирались в диапазоне значений от 60 до 100 см, в зависимости от мощности источников и геометрии измерения.

Принципиальные схемы подключения измерительного оборудования из состава разработанного аппаратурно-методического комплекса воспроизведения и передачи единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения в зависимости от типа используемого блока регистрации представлены на рисунках 4.16 и 4.17.

При проведении измерений использовалось следующее оборудование:

- питание детекторов и обработка сигналов происходила с использованием двухканального цифрового анализатора Caen DT5780;
- предусилитель Caen A422;
- блок напряжения низкого БНН-01, производства АО «НПЦ «Аспект», для питания предусилителя;
- персональный компьютер, для получения аппаратурного спектра;
- программное обеспечение «MC²Analyzer».

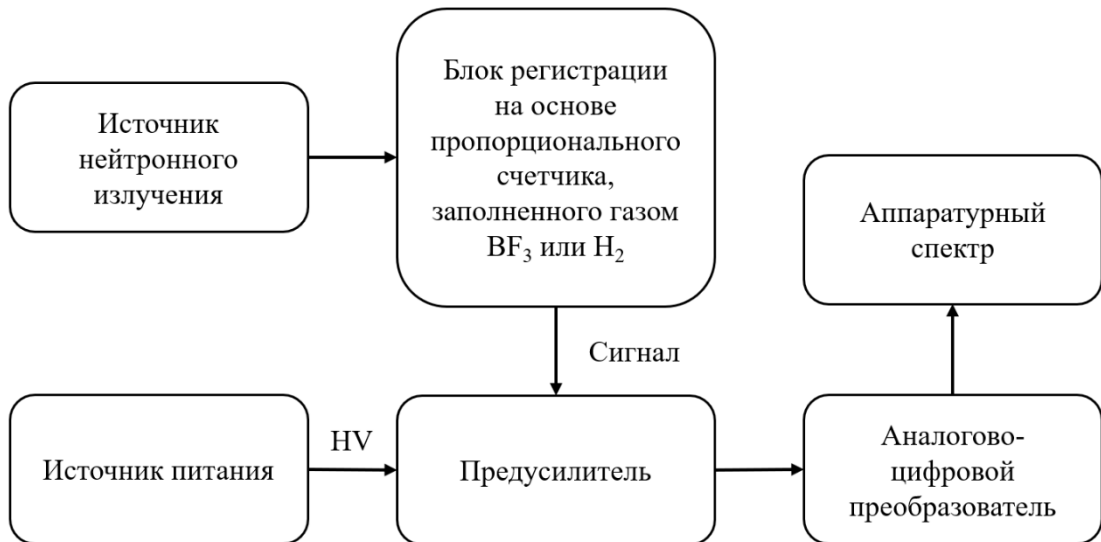


Рисунок 4.16 – Принципиальная схема подключения измерительного оборудования для блоков регистрации на основе ионизационного метода регистрации нейтронов

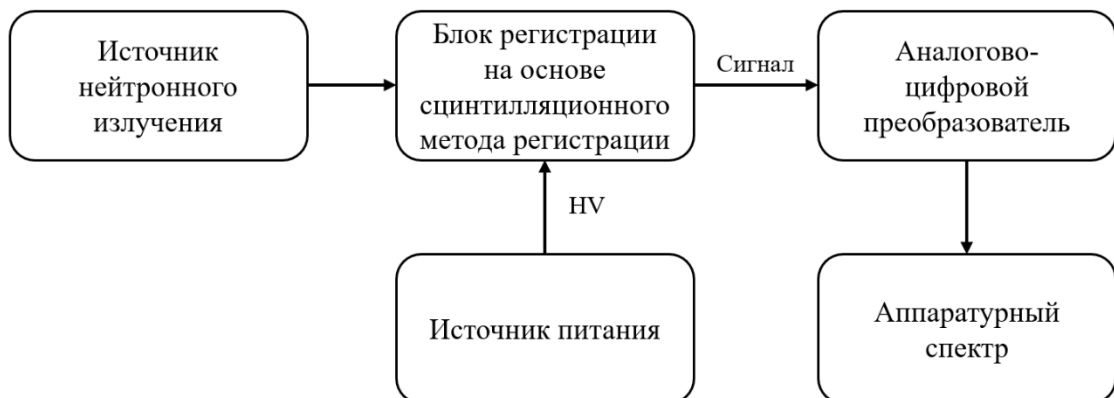


Рисунок 4.17 – Принципиальная схема подключения измерительного оборудования для блоков регистрации на основе сцинтилляционного метода регистрации нейтронов

Левая часть аппаратного спектра от блока регистрации на основе пропорционального счетчика BF_3 «размыта» (рисунок 4.18), что вызвано влиянием «стеночного эффекта», когда альфа-частица или частица ${}^7\text{Li}$ передает свою кинетическую энергию стенке детектора. Нижняя ступенька слева создается в результате удара альфа-частицы о стенку, при этом кинетическая энергия частицы ${}^7\text{Li}$ поглощается в объеме детектора. Вторая ступенька возникает из-за того, что ядро ${}^7\text{Li}$ ударяется о стенку, а альфа-частица отдает энергию молекулам газа.

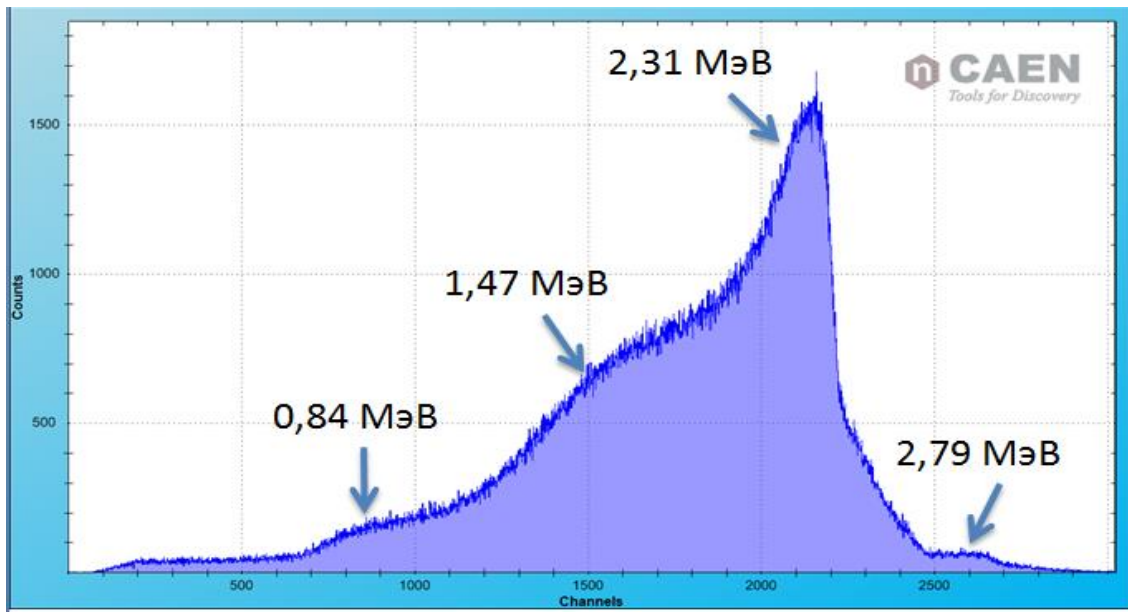


Рисунок 4.18 – Аппаратурный спектр блока регистрации на основе пропорционального счетчика BF_3 с полиэтиленовой сферой диаметром 120 мм от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии

Аппаратурный спектр от блока регистрации на основе сцинтилляционного детектора $\text{LiI}(\text{Eu})$, представленный на рисунке 4.19, имеет характерный пик, который образуется в результате захвата нейтрона ^6Li . Слева с уменьшением каналов возрастает вклад гамма-излучения, которое регистрируется при взаимодействии с йодом, входящим в состав сцинтиллятора. Пик в районе 1100 канала обусловлен увеличением вклада гамма-излучения и порогом дискредитации нижнего уровня.

Аппаратурный спектр от блока регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiO_2 , представленный на рисунке 4.20, имеет такой же характер, как и сцинтиллятор $\text{LiI}(\text{Eu})$, однако обладает меньшей чувствительностью к гамма-излучению, что позволяет точнее определять нейтронную компоненту. Подробные сравнения литиевых стекол со сцинтилляционным детектором описаны в работе [103].

По результатам обработки аппаратурных спектров получены значения скоростей счета, необходимых для восстановления энергетического спектра нейтронов. Результаты обработки для используемых блоков регистрации приведены в таблицах 4.2-4.5.

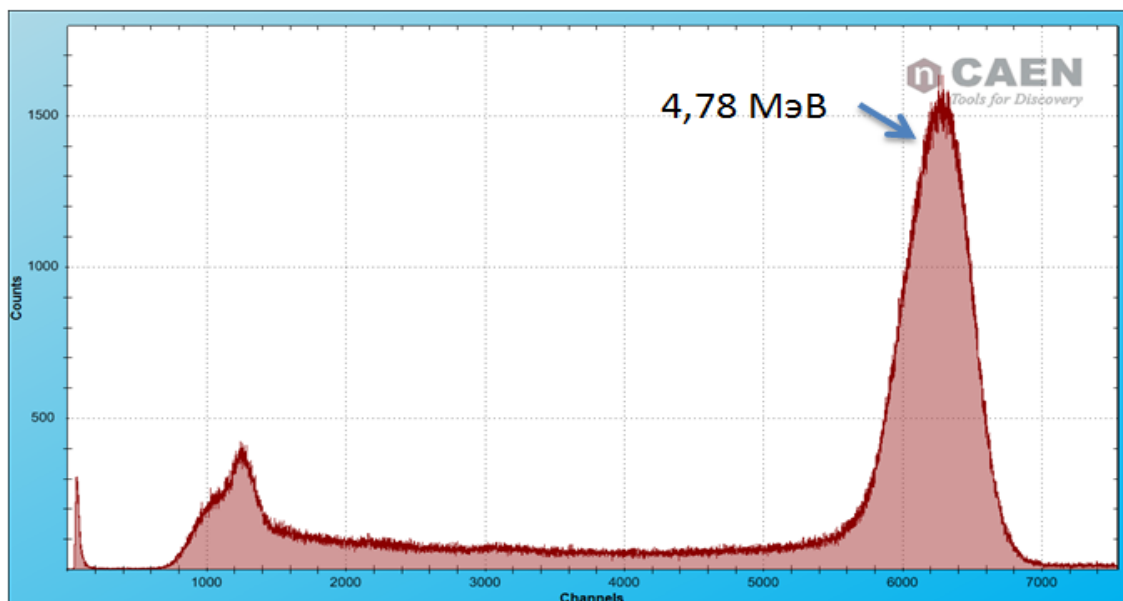


Рисунок 4.19 – Аппаратурный спектр блока регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiI(Eu) с полиэтиленовой сферой диаметром 200 мм от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии

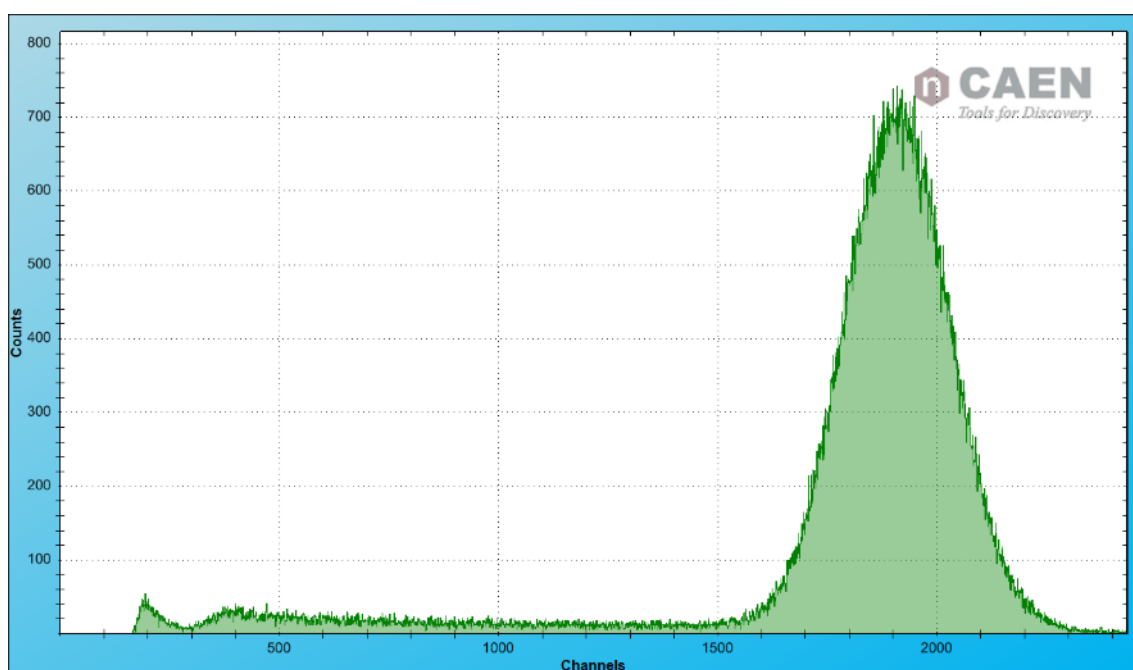


Рисунок 4.20 – Аппаратурный спектр блока регистрации на основе сцинтилляционного детектора LiO₂ с полиэтиленовой сферой диаметром 200 мм от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии

Таблица 4.2 – Экспериментальные значения скоростей счета блока регистрации на основе сцинтиллятора LiO_2 с шаровыми замедлителями от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА

Наименование параметров	Диаметр сферы, мм					
	70	120	200	240	300	400
Скорость счета, с^{-1}	6,20	20,9	36,0	35,8	28,9	18,1
Время измерения, с	60048	12817	5772	3980	11482	13014
Мертвое время, %	0,01	0,03	0,05	0,05	0,04	0,03

Таблица 4.3 – Экспериментальные значения скоростей счета блока регистрации на основе сцинтиллятора $\text{LiI}(\text{Eu})$ с шаровыми замедлителями от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА

Наименование параметров	Диаметр сферы, мм					
	70	120	200	240	300	400
Скорость счета, с^{-1}	12,5	54,4	96,2	95,9	80,1	45,1
Время измерения, с	58581	6398	9711	11527	15807	11761
Мертвое время, %	0,23	0,23	0,24	0,21	0,21	0,18

Таблица 4.4 – Экспериментальные значения скоростей счета блока регистрации на основе пропорционального счетчика BF_3 с шаровыми замедлителями от закрытого радионуклидного источника ^{238}Pu -Ве источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА

Наименование параметров	Диаметр сферы, мм				
	120	200	240	300	400
Скорость счета, с^{-1}	200,6	424,7	423,9	348,2	202,4
Время измерения, с	6630	2264	3689	4862	7645
Мертвое время, %	0,16	0,32	0,32	0,29	0,16

Таблица 4.5 – Экспериментальные значения скоростей счета блока регистрации на основе пропорционального счетчика BF₃ с шаровыми замедлителями от закрытого радионуклидного источника ²⁵²Cf источника нейтронов на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА

Наименование параметров	Диаметр сферы, мм				
	120	200	240	300	400
Скорость счета, с ⁻¹	10,4	18,1	15,4	39,0	4,8
Время измерения, с	17828	57272	5710	0,288	70691
Мертвое время, %	0,24	0,13	0,08	0,06	0,12

4.5 Восстановление энергетического спектра нейтронов

Для восстановления энергетических спектров нейтронов на основе обработанных экспериментальных данных, приведенных в разделе 4.4, разработано программное средство, применяемое для восстановления энергетических спектров нейтронов с применением четырех итерационных методов. Основная задача восстановления сводится к численному решению системы уравнений Фредгольма 1-го рода [109]

$$\begin{cases} Z_{11} = \int_{1 \cdot 10^{-3}}^{20} R_{11}(E) \cdot \Phi(E) dE, \\ Z_{12} = \int_{1 \cdot 10^{-3}}^{20} R_{12}(E) \cdot \Phi(E) dE, \\ \dots \\ Z_{ij} = \int_{1 \cdot 10^{-3}}^{20} R_{ij}(E) \cdot \Phi(E) dE, \end{cases} \quad (4.5)$$

где $i = 1, 2, \dots, 6$ – количество детекторов;

$j = 1, 2, \dots, 8$ – количество шаровых замедлителей;

Z_{ij} – значения скоростей счета i -го детектора с j -ым шаровым замедлителем;

$R_{ij}(E)$ – значения функций чувствительности для i -го детектора с шаровым замедлителем j -го диаметра;

$\Phi(E)$ – энергетический спектр нейтронов.

При численном решении системы уравнений, энергетический спектр нейтронов приводится в виде массива Φ_j в j -й энергетической группе в диапазоне энергий от E_j до E_{j+1} , а экспериментальные данные сводятся к следующему выражению

$$Z_i = \sum_{j=1}^n R_{ij} \Phi_j, \quad (4.6)$$

где R_{ij} – среднее значение $R_i(E)$ в j -й энергетической группе.

Тем самым, R_{ij} является прямоугольной матрицей размерности ($N \times M$), где N – число энергетических групп, а M – число детекторов. Решение методом наименьших квадратов обеспечивает недостаточное представление энергетического спектра нейтронов ввиду того, что M мало (порядка 10).

Решение системы уравнений может быть уточнено за счет применения итерационных методов с использованием априорного спектра. На основе восстановленного энергетического спектра нейтронов рассчитываются значения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения по формулам 4.1 и 4.2, соответственно.

На рисунке 4.21, представлена усовершенствованная структурная схема расчета единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на основе восстановления энергетического спектра нейтронов при использовании комплексированного метода на основе методов: протонов отдачи, амплитудного и сфер Боннера.

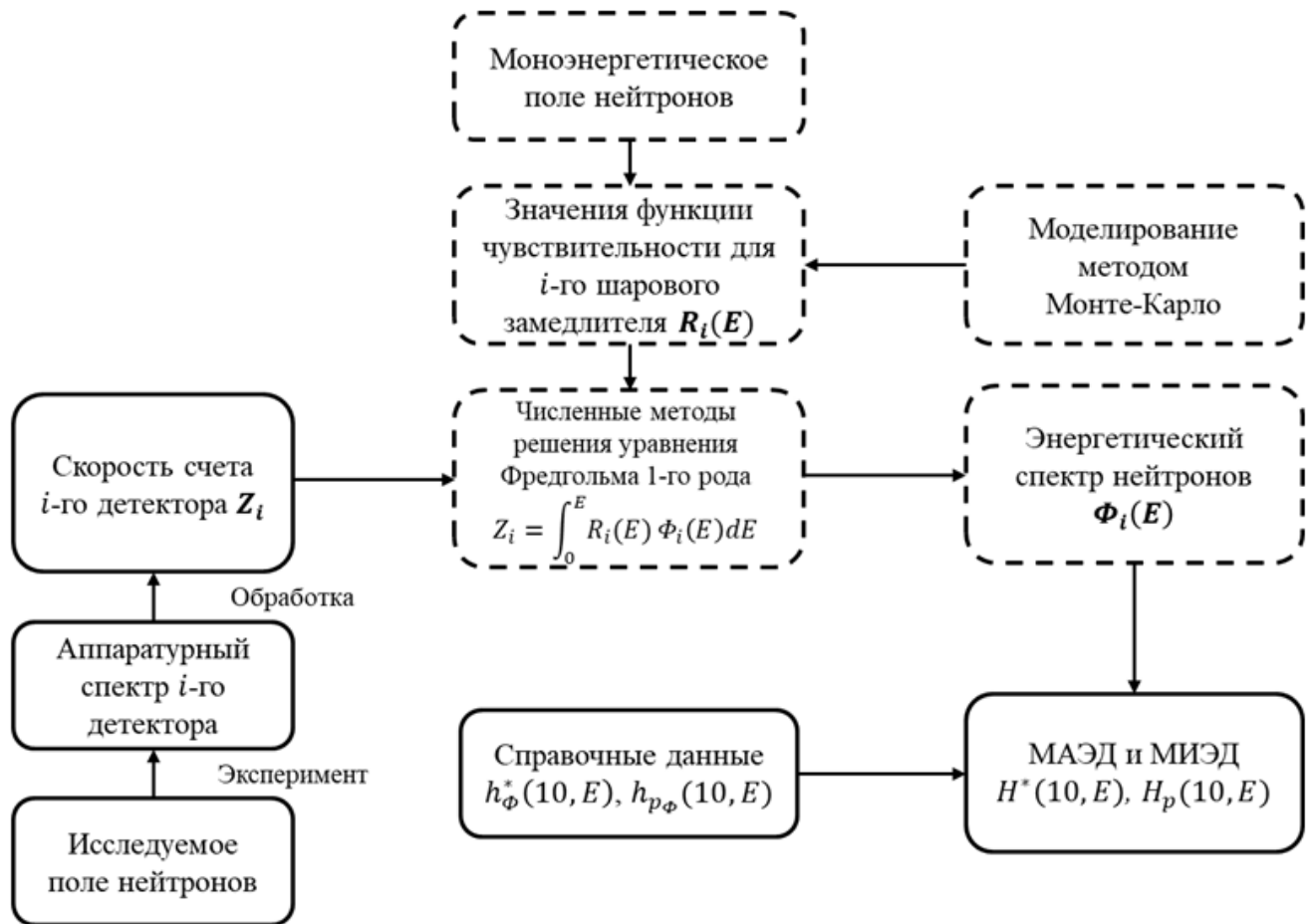


Рисунок 4.21 – Схема измерения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на основе восстановленного энергетического спектра нейтронов

Одна из первых работ по восстановлению энергетического спектра нейтронов была проведена в 1961 году [110]. В данной работе рассмотрены полигональный метод, метод разложения искомого спектра в ряд по ортонормированным функциям и полиномиальный метод. На сегодняшний день существует множество методов, позволяющих восстанавливать энергетические спектры нейтронов [111-115]. Методами, обладающими наилучшей разрешающей способностью и обеспечивающими наименьшие значения неопределенности измерений, являются Spunit, Gravel, метод максимального правдоподобия, ITER.

Spunit. Данный алгоритм был разработан L.W. Brackenbush [116], который основывается на принципах математической статистики и теории информации [117].

Плотность потока нейтронов в $(i+1)$ -й итерации определяется следующим образом

$$\varphi_k^{i+1} = \left[\frac{\varphi_k^i}{\sum_{j=1}^N \frac{R_{jk}}{C_j^0}} \right] \left[\sum_{j=1}^N \frac{R_{jk}}{C_j^i} \right], \quad (4.7)$$

где R_{jk} – функция отклика j -го детектора в k -й энергетической группе;

C_j^0 – скорость счета j -го детектора, полученная в эксперименте;

C_j^i – скорость счета j -го детектора, полученная от плотности потока нейтронов в i -й итерации.

Gravel. Данный метод является модификацией метода SAND-II [118]. Решение определяется специальным градиентным методом. Вычисления начинаются со стартового спектра $F_j^{(1)}$. Каждый последующий шаг вычисления связан с предыдущим решением и определяется следующим уравнением

$$F_j^{(k+1)} = F_j^k \exp \left(\frac{\sum_i W_{ij}^k \cdot \ln \left(\frac{N_i}{\sum_{j'} R_{ij'} F_{j'}^k} \right)}{\sum_i W_{ij}^k} \right), \quad (4.8)$$

где N_i – скорость счета i -го детектора;

R_i^j – матрица отклика, i -я компонента отвечает за номер детектора, j -я отвечает за энергетический интервал;

W_{ij}^k – весовой фактор, равный

$$W_{ij}^k = \frac{R_{ij} \cdot F_j^k}{\sum_{j'} R_{ij'} F_{j'}^k} \cdot \frac{N_i^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.9)$$

где σ_i – оценка среднеквадратического отклонения экспериментальных данных.

Для того, чтобы начать итерационный процесс восстановления необходимо задать начальный (априорный спектр). Решение всегда существует, однако итоговый спектр зависит от этого априорного спектра, и оценка неопределенности является нетривиальной задачей.

Метод максимального правдоподобия. В уравнениях (4.1) и (4.2) следует отметить то, что значения функций чувствительности детектора $R_i(E)$ и значения дифференциальной плотности потока $\Phi(E)$ имеют неотрицательные значения. Тогда уравнения 4.1 и 4.2 можно свести к стохастическому интегральному уравнению

$$\int_0^{\infty} a_i(E) \times \Psi(E) dE = \xi_i, \quad i = 1, 2, \dots, m \quad (4.10)$$

$$\xi_i = \frac{N_{oi}}{\sum_{i=1}^m N_{oi}}, \quad (4.11)$$

$$a_i(E) = R_i(E) / \sum_{i=1}^m R_i(E), \quad (4.12)$$

$$\Psi(E) = \varphi_o(E) \frac{\sum_{i=1}^m R_i(E)}{\sum_{i=1}^m N_{oi}}. \quad (4.13)$$

Суть метода максимального правдоподобия сводится к минимизации функционала информации

$$S = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \ln \left(\frac{\frac{1}{m}}{\int_0^{\infty} a_i^0(E) F_t^0(E) dE} \right) \quad (4.14)$$

относительно $F^0(E)$. При этом получается итерационный процесс нахождения спектра

$$F_t^0(E) = F_{t-1}^0(E) \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{a_i^0(E)}{\int_0^{\infty} a_i^0(E) F_{t-1}^0(E) dE}, \quad (4.15)$$

$$a_i^0(E) = \frac{R_i(E)/N_{0i}}{\sum_{i=1}^m R_i(E)}, \quad (4.16)$$

$$F^0(E) = f_0(E) \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \frac{R_i(E)}{N_{0i}}, \quad (4.17)$$

где $f_0(E)$ – плотность потока в энергетической группе;

N_{0i} – скорость счета i -го детектора.

По окончании итерационного процесса, искомую дифференциальную плотность потока $f_0(E)$ получают обратным преобразованием из $F^0(E)$.

ITER. Данный метод был предложен в работе М. Нейзера [119]. Для восстановления потока нейтронов было предложено следующее рекуррентное соотношение

$$f_j^{k+1} = f_j^k \left[\sum_{i=1}^m \frac{R_{ij}(A_j^k)^2}{\Delta N_i} \right] / \left(\sum_{i=1}^m \frac{R_{ij}A_i^k}{\Delta N_i} \right), \quad (4.18)$$

где f_j^{k+1} и f_j^k – плотности потоков нейтронов и j -й энергетической группе для $(k + 1)$ -й и k -й итерации соответственно;

R_{ij} – функция отклика i -го детектора в j -й энергетической группе;

$A_j^k = N_i / (\sum_{j=1}^N R_{ij} f_j^k)$ – отношение скорости счета i -го детектора

к интегралу, вычисленному в k -й итерации;

ΔN_i – неопределенность исходных скоростей счета детекторов;

N – число энергетических групп;

m – число детекторов.

Поскольку вышеописанные методы восстановления являются итерационными, возникает вопрос об окончании расчетов. Истинный спектр при подстановке его в уравнение (4.5) должен приводить к результатам, которые отличаются от полученных экспериментальных данных на величину

статистической погрешности. Для определения условия окончания итерационного процесса используется критерий согласия Пирсона

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\sum_j R_{ij} F_j - N_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.19)$$

где R_{ij} – функция отклика i -го детектора в j -й энергетической группе;

N_i – экспериментальная скорость счета i -го детектора;

σ_i – оценка неопределённости экспериментальной скорости счета i -го детектора.

Если разделить этот критерий на число детекторов, то получаем, что $\chi^2/n \approx 1$, что будет являться условием окончания процесса.

Для реализации приведенных выше итерационных алгоритмов разработано программное средство «BSpectr», позволяющее восстанавливать энергетический спектр нейтронов по результатам экспериментально измеренных и обработанных аппаратных спектров скоростей счета от детекторов. На рисунке 4.22 представлен главный экран программы «BSpectr». Для того, чтобы восстановить энергетический спектр нейтронов, требуется ввести значения скорости счета от детектора в соответствующее окно, ввести количество итераций и выбрать априорный спектр из предложенных. Остальные данные (значения функций чувствительности, значения априорного спектра, коэффициенты перехода от дифференциальной плотности потока нейтронов к дозиметрическим величинам нейтронного излучения, энергетическое разбиение) записаны в конфигурационный файл в корневой папке программы и подключаются автоматически при старте расчета.

По окончании вычислений, в боковое окно программы «BSpectr» выводятся значения рассчитанных значений единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения по восстановленному энергетическому спектру нейтронов. Значения нейтронного спектра, для каждого итерационного метода восстановления энергетического

спектра нейтронов, сохраняются в текстовый файл в корневой папке с программой, а также сохраняются с расширением «.xls».

На основе экспериментальных данных были восстановлены энергетические спектры нейтронов от закрытых радионуклидных источников на основе радионуклидов $^{238}\text{Pu-Be}$, ^{252}Cf в открытой и в коллимированной геометрии УКПН-1МДА. Восстановленные спектры представлены на рисунках 4.23-4.30.

Используя уравнения (4.1) и (4.2) для восстановленных энергетических спектров нейтронов, были рассчитаны значения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения $\dot{H}^*(10)$ и $\dot{H}_p(10)$, результаты которых приведены в таблице 4.6.

Рисунок 4.22 – Главный экран программы «BSpectr»

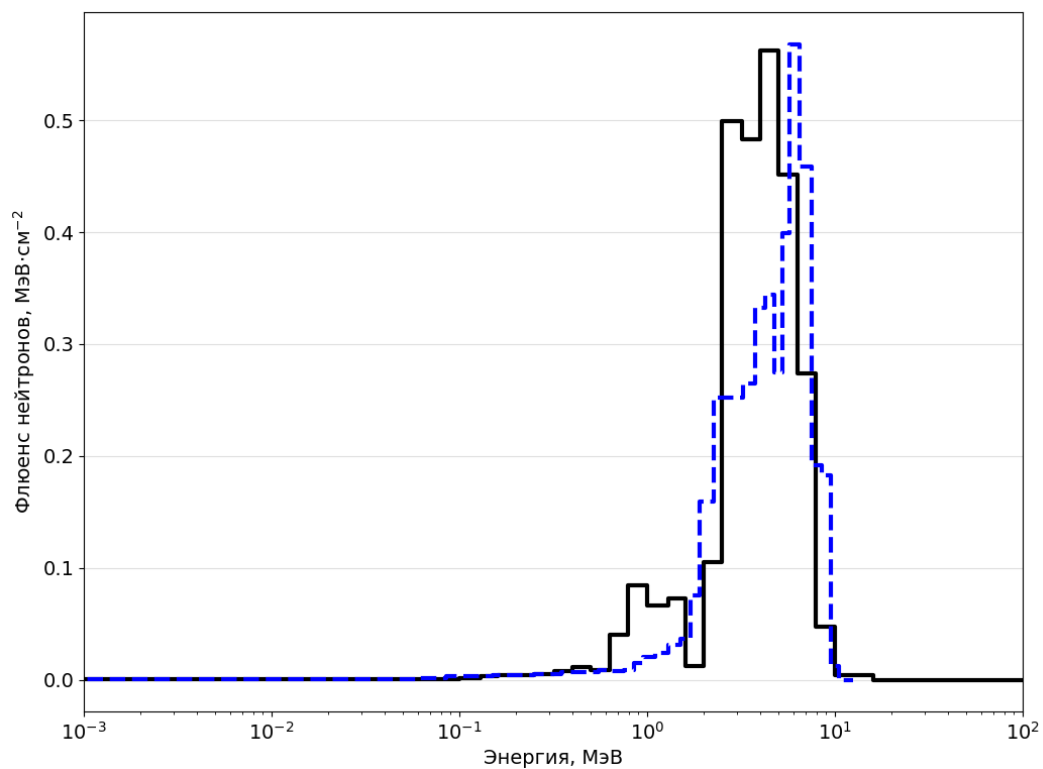


Рисунок 4.23 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ в открытой геометрии на расстоянии 1 м ГЭТ 117-2010 (синий), референсный спектр МАГАТЭ (черный) [10]

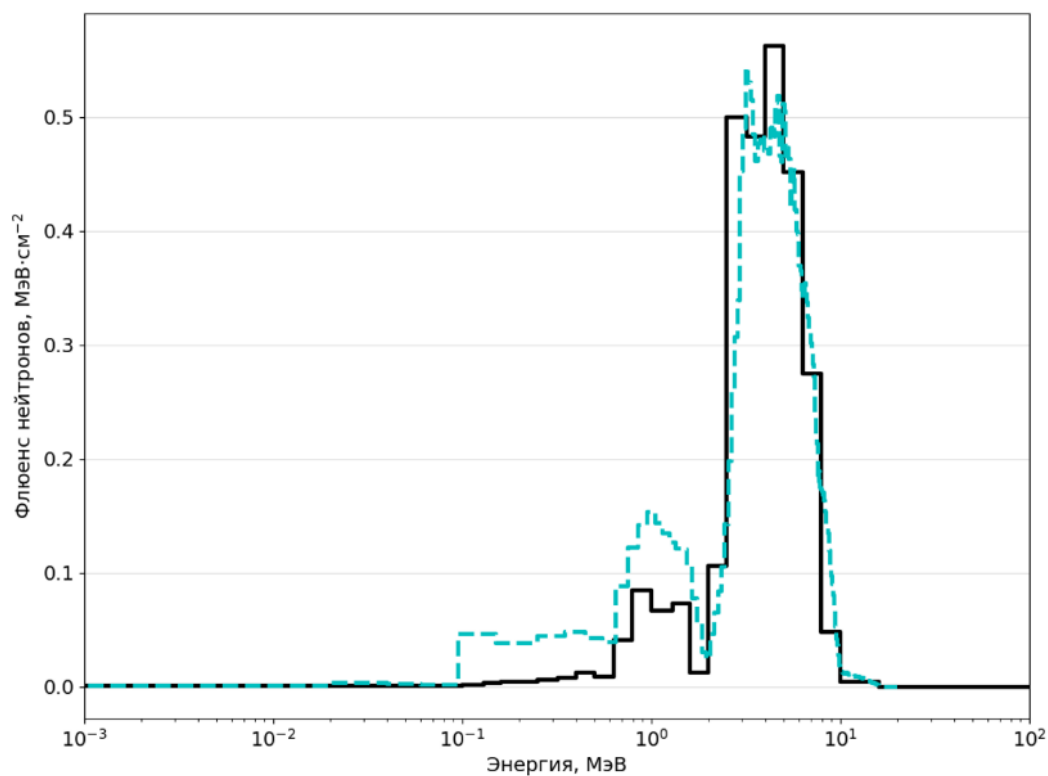


Рисунок 4.24 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ в открытой геометрии на расстоянии 1 м ГЭТ 117-2023 (голубой) и референсный спектр МАГАТЭ (черный) [10]

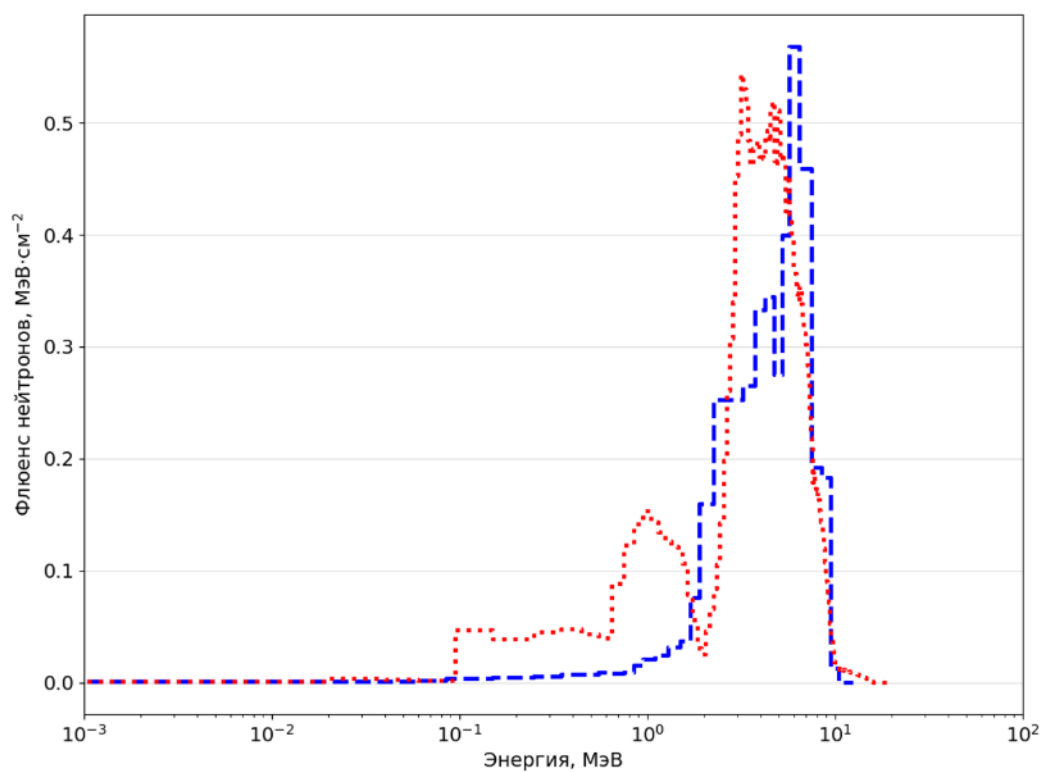


Рисунок 4.25 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ в открытой геометрии на расстоянии 1 м на оборудовании ГЭТ 117-2010 (синий), на оборудовании ГЭТ 117-2023 (красный)

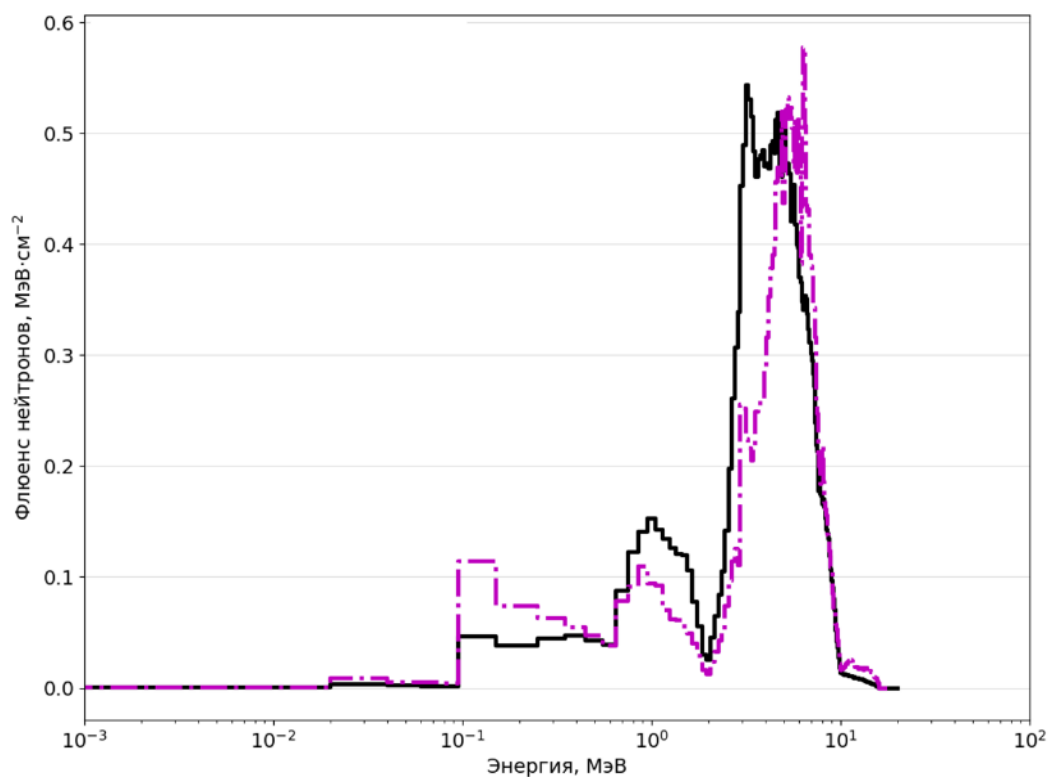
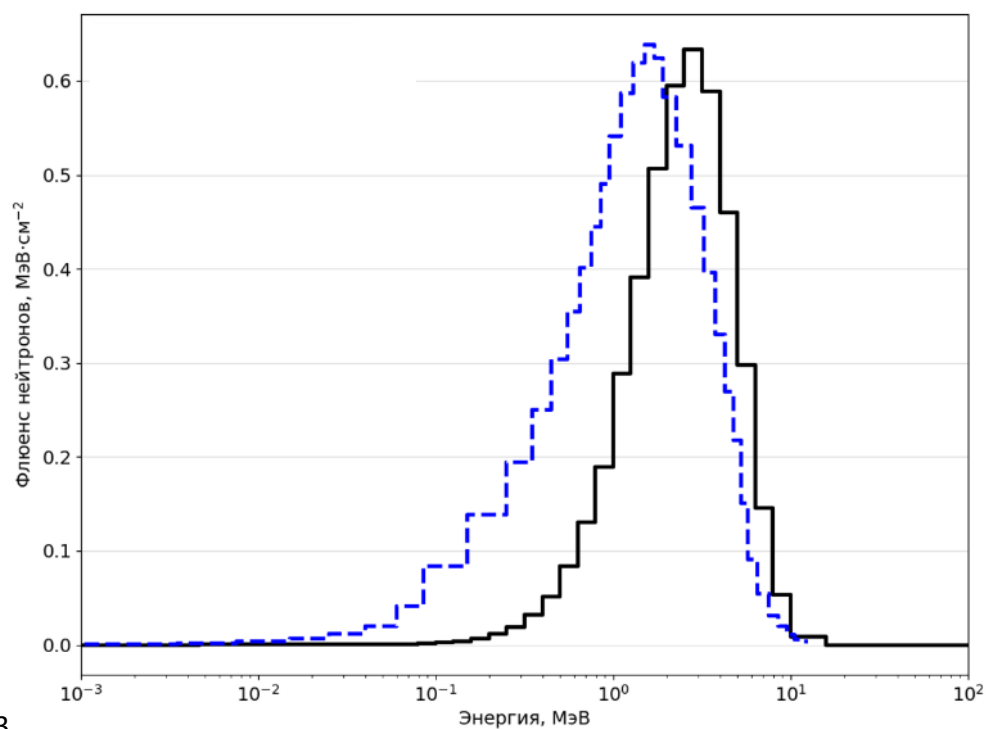


Рисунок 4.26 – Сравнение восстановленного спектра от закрытого радионуклидного источника $^{238}\text{Pu-Be}$ на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА (фиолетовый), в открытой геометрии (черный)



3

Рисунок 4.27 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника ^{252}Cf в открытой геометрии на расстоянии 1 м ГЭТ 117-2010 (синий), референсный спектр ISO (черный) [29]

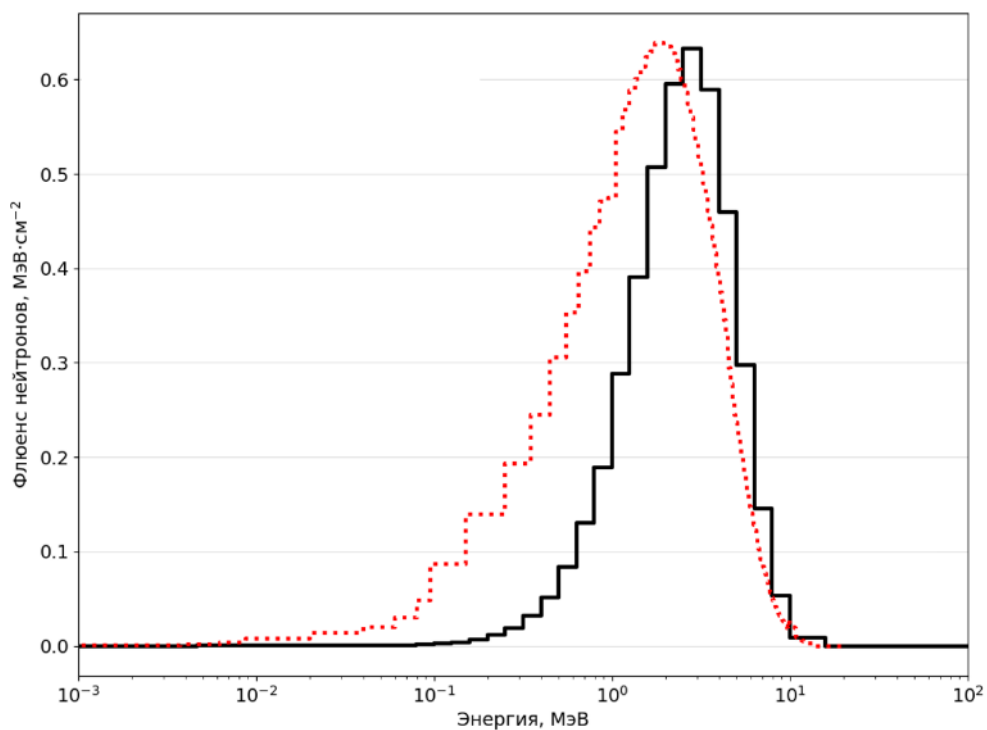


Рисунок 4.28 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника ^{252}Cf в открытой геометрии на расстоянии 1 м ГЭТ 117-2023 (красный), референсный спектр ISO (черный) [29]

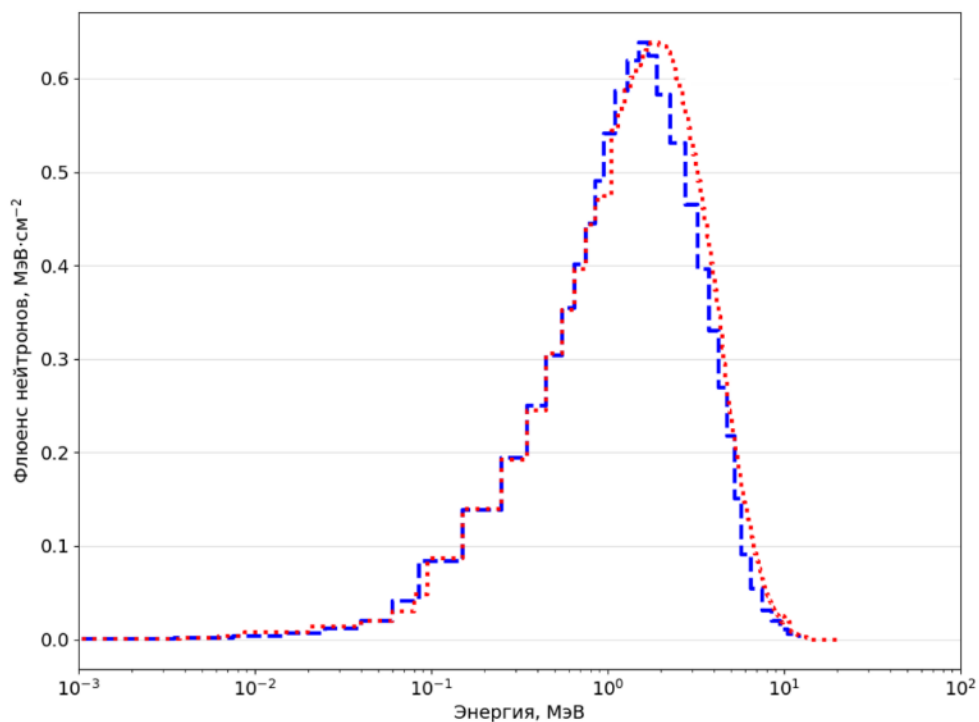


Рисунок 4.29 – Восстановленный спектр от закрытого радионуклидного источника ^{252}Cf в открытой геометрии на расстоянии 1 м на оборудовании ГЭТ 117-2010 (синий), на оборудовании ГЭТ 117-2023 (красный)

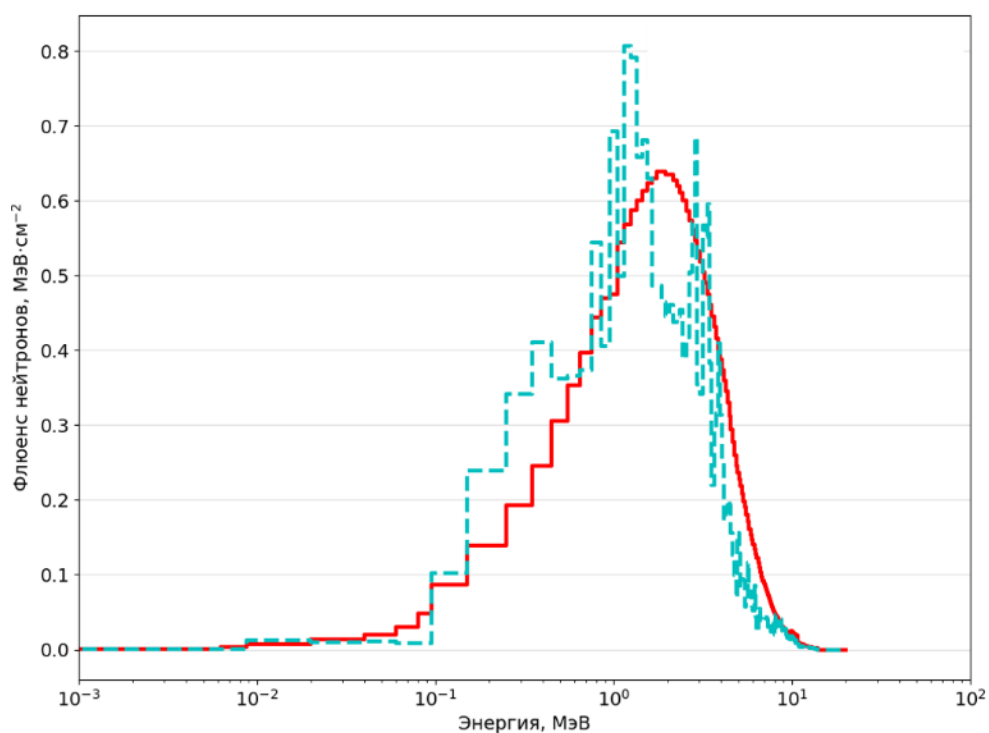


Рисунок 4.30 – Сравнение восстановленного спектра от закрытого радионуклидного источника ^{252}Cf на расстоянии 1 м в коллимированной геометрии УКПН-1МДА (голубой), в открытой геометрии (красный)

Таблица 4.6 – Сравнение результатов воспроизведения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения на ГЭТ 117-2010 и ГЭТ 117-2023

Величина	Тип источника	ГЭТ 117-2010	ГЭТ 117-2023	Уточнение действительного значения, %
МАЭД, мкЗв·ч ⁻¹	²⁵² Cf	344	347	0,9
МИЭД, мкЗв·ч ⁻¹	²⁵² Cf	356	360	1,1
МАЭД, мкЗв·ч ⁻¹	²³⁸ Pu-Be	711	696	2,1
МИЭД, мкЗв·ч ⁻¹	²³⁸ Pu-Be	726	702	3,5

Подтверждение сходимости результатов восстановления энергетических спектров нейтронного излучения, экспериментально установленных с помощью разработанного аппаратурно-методического комплекса с опорными полями, значения которых приведены в [10, 29], осуществлялось путем сравнения форм данных спектров. Коэффициент корреляции форм спектров составил более 97 %.

Расширение набора детекторов, шаровых замедлителей и увеличения числа энергетических групп с 47 до 227, позволило уточнить действительные значения данных единиц величин на 0,9 % и 1,1 % для закрытого радионуклидного источника нейтронного излучения на основе радионуклида ²⁵²Cf и на 2,1 % и 3,5 % для закрытого радионуклидного источника нейтронного излучения на основе радионуклида ²³⁸Pu-Be, соответственно, на основе сравнения результатов воспроизведения единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, полученных на аппаратуре ГЭТ 117-2023 и ГЭТ 117-2010.

4.6 Исследование влияющих факторов и оценка бюджета неопределенности измерений разработанного аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения

4.6.1 Неопределенность оценки значений функций чувствительности детекторов

Исследование неопределенности оценки значений функций чувствительности является нетривиальной задачей. Сложность заключается в невозможности аналитического подхода, поскольку отсутствует прямая зависимость значений функций чувствительности от влияющих факторов, что приводит к необходимости проведения дополнительного анализа и расчетов.

Ввиду того, что восстановление энергетического спектра нейтронов сводится к решению некорректной задачи, а также существованию различных методов восстановления, возникает необходимость сравнения данных методов и использования их в совокупности для улучшения достоверности полученных результатов восстановления энергетического спектра нейтронов.

В ходе работы был проведен анализ формулы расчета значений функций чувствительности, ее компонентов, произведены расчеты значений функций чувствительности с вариацией основных параметров плотности полиэтилена и атомной концентрации материалов детекторов.

Если переписать формулу (4.4) следующим образом

$$R_i(E) = S_i NVK, \quad (4.20)$$

где подынтегральное выражение обозначено переменной K , неопределенность оценки значений функций чувствительности будет определяться следующим образом

$$u_R = \sqrt{u_A^2 + u_S^2 + u_N^2 + u_V^2 + u_K^2}, \quad (4.21)$$

где u_S – неопределенность измерений площади поперечного сечения сферы;
 u_N – неопределенность измерений атомной концентрации материала детектора;

u_V – неопределенность измерений объема детектора;

u_K – неопределенность оценки значения интеграла K .

Стандартная неопределенность измерений по типу А зависит от количества вариаций в методе Монте-Карло, что, в конечном итоге выражается в зависимости результата от времени расчета. Время расчета значений функции чувствительности выбиралось таким образом, чтобы стандартная неопределенность измерений по типу А не превышала 0,1 %.

Основная сложность возникает при оценке вклада u_K в формуле (4.4), поскольку он рассчитывается методом Монте-Карло. Сложность заключается в том, что в явном виде определить зависимость рассчитанного интеграла от параметров системы невозможно. Основными факторами, которые влияют на итоговый результат, являются плотность полиэтилена и атомная концентрация вещества детектора [120].

Неопределенность измерений площади поперечного сечения u_S зависит от неопределенности измерений радиуса полиэтиленовых сфер. Таким образом

$$S = \pi r^2, \quad (4.22)$$

$$dS = d(\pi r^2) = 2\pi r dr, \quad (4.23)$$

$$\frac{dS}{S} = \frac{2\pi r dr}{S} = \frac{2\pi r dr}{\pi r^2} = 2 \frac{dr}{r} = 2u_r, \quad (4.24)$$

где u_r – неопределенность измерения радиуса сфер.

Полиэтиленовые сферы изготавливали на токарных станках. Достигаемая точность при точении – от 13 квалитета и ниже. Согласно [120], наибольшие предельное отклонение диаметра соответствуют сфере радиусом 120 мм. Значение отклонения диаметра не превышает 0,54 мм, следовательно, отклонения радиуса

не превышают 0,27 мм. Тогда неопределенность измерения радиуса сферы $u_r = 0,26 \%$ и $u_s = 0,52 \%$, соответственно.

Неопределенность измерений атомной концентрации материала детектора u_N численно равна неопределенности измерений его плотности u_ρ . В случае литиевого сцинтиллятора и литиевых стекол, неопределенность измерений $u_N = u_\rho \leq 0,5 \%$. Плотность борного пропорционального счетчика прямо пропорциональна давлению газа, которое зависит от температуры, при которой он используется. Давление газа в счетчике составляет 200 мм.рт.ст. при температуре 298 К. Рабочая температура поддерживается в диапазоне от 21 °С до 25 °С. Связь давления с температурой выражается уравнением Менделеева-Клайперона

$$PV = nRT, \quad (4.25)$$

где P – давление газа (Па),

V – объем газа (м³),

T – температура газа (К),

R – газовая постоянная (Дж·кг⁻¹·моль⁻¹),

n – число молей газа.

В результате, неопределенность измерений $u_N = u_\rho = u_T \leq 1,21 \%$.

Вклад неопределенности измерений объема детектирующего вещества мал относительно других составляющих, поскольку в случае с сцинтиллятором LiI(Eu) и LiO₂, размеры были определены с помощью микрометра, при этом, размеры практически не зависят от изменения температуры, ввиду малого коэффициента расширения материалов, в свою очередь, для пропорциональных счетчиков неопределенность измерений объема u_V не превышает 0,35 %.

В ходе работы, неопределенность оценки значений функций чувствительности при изменении плотности полиэтилена и атомной концентрации вещества, была рассчитана при различных значениях этих параметров.

Для литиевого стекла значения объемной концентрации атомов ${}^6\text{Li}$ варьировались относительно содержания всего Li в кристалле. В паспорте применяемого литиевого детектора производитель указал значение объемной концентрации атомов лития равным 95 %. Расчет производился при значениях 90 %, 93 %, 97 % и 100 %. Полученное отклонение значений функций чувствительности имеет наибольшие значения в области низких энергий, не превышая при этом 0,3 % (рисунок 4.31). Таким образом, можно считать, что изменение объемной концентрации атомов ${}^6\text{Li}$ практически не вносит изменений в интеграл K относительно плотности полиэтилена и носит скорее статистический характер, поскольку изменения колеблются относительно единицы как в большую сторону, так и в меньшую.

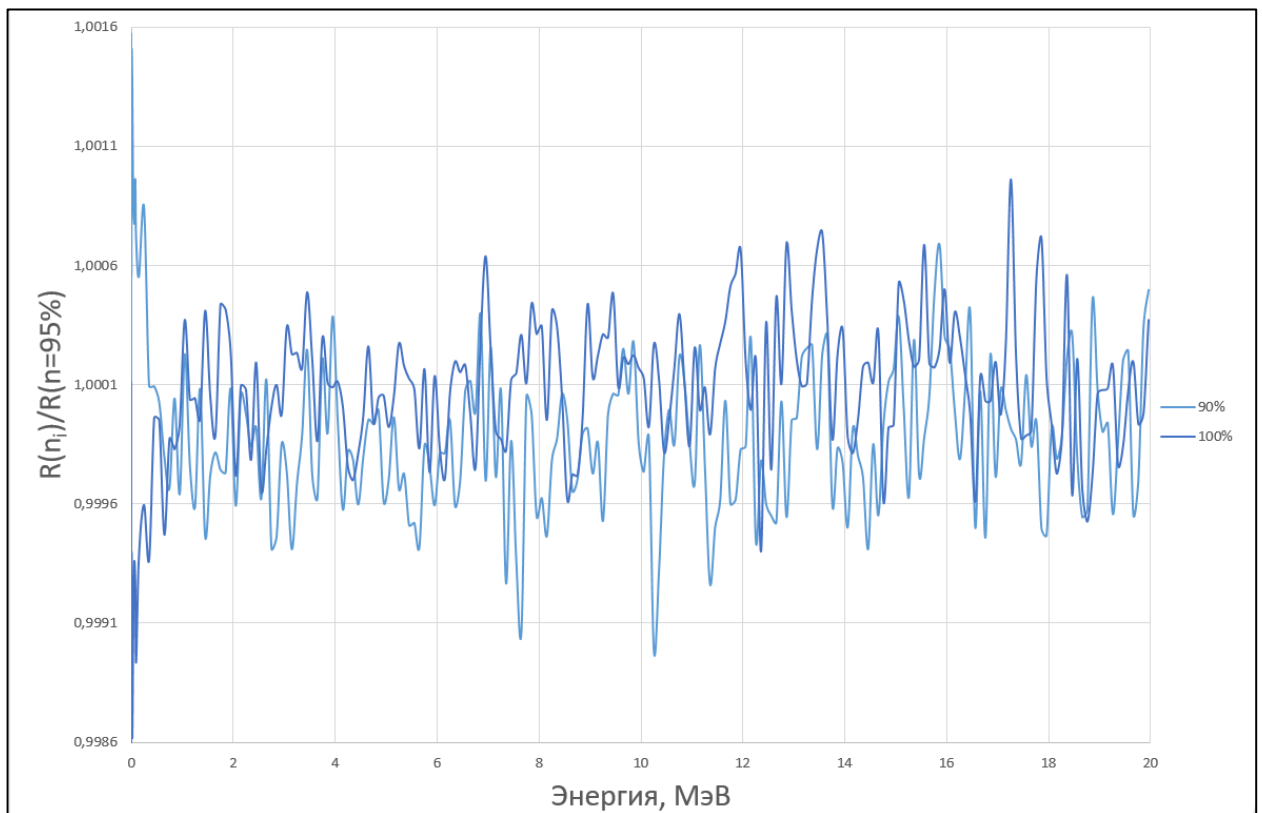


Рисунок 4.31 – Вклад изменения объемной концентрации атомов ${}^6\text{Li}$ на значения функций чувствительности

На рисунке 4.31 представлен график отношения значений функций чувствительности при объемной концентрации атомов n_i к значениям функций

чувствительности при объемной концентрации атомов $n = 95 \%$ от энергии нейтронов для случая $n = 90 \%$ и $n = 100 \%$.

При применении блока регистрации на основе пропорционального счетчика BF_3 объемная концентрация атомов прямо пропорциональна плотности газа. Поэтому, был произведен расчет с изменением плотности газа. Плотность варьировалась от минус 10 % до 10 % от исходного значения 200 мм.рт.ст. Отклонение значений функций чувствительности при вариации давления в диапазоне от минус 10 % до 10 % не превышает 0,7 % (рисунок 4.32).

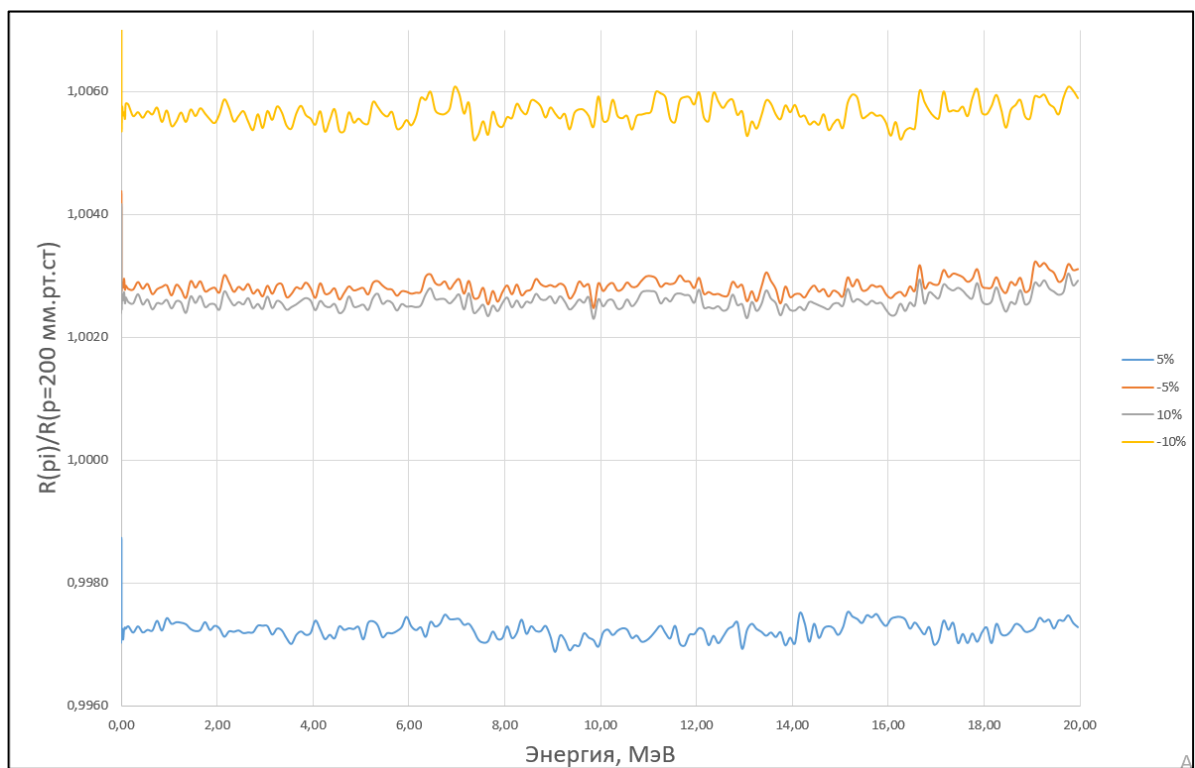


Рисунок 4.32 – Вклад изменения плотности газа BF_3 на значения функций чувствительности

В расчетах значений функций чувствительности плотность полиэтилена принималась равной $0,95 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. Далее, плотность была изменена на 0,93, 0,94, 0,96 и $0,97 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. Полученный результат имеет следующий эффект (рисунок 4.33): при увеличении плотности полиэтилена чувствительность уменьшается в области низких энергий и возрастает в области высоких энергий. При уменьшении плотности эффект обратный, увеличение чувствительности при низких энергиях и уменьшение при высоких энергиях. При этом точка «перехода» находится

в районе 1,75 МэВ. Для сферы диаметром 400 мм данный эффект не наблюдается. Характерен лишь спад отклонения значений функций чувствительности при увеличении энергии нейтронов. Наибольшее отклонение значений функций чувствительности наблюдается при самом большом диаметре сферы 400 мм, достигая 24 % (рисунок 4.34) в области низких энергий при значениях плотности полиэтилена равных 0,93 и 0,97 г·см⁻³.

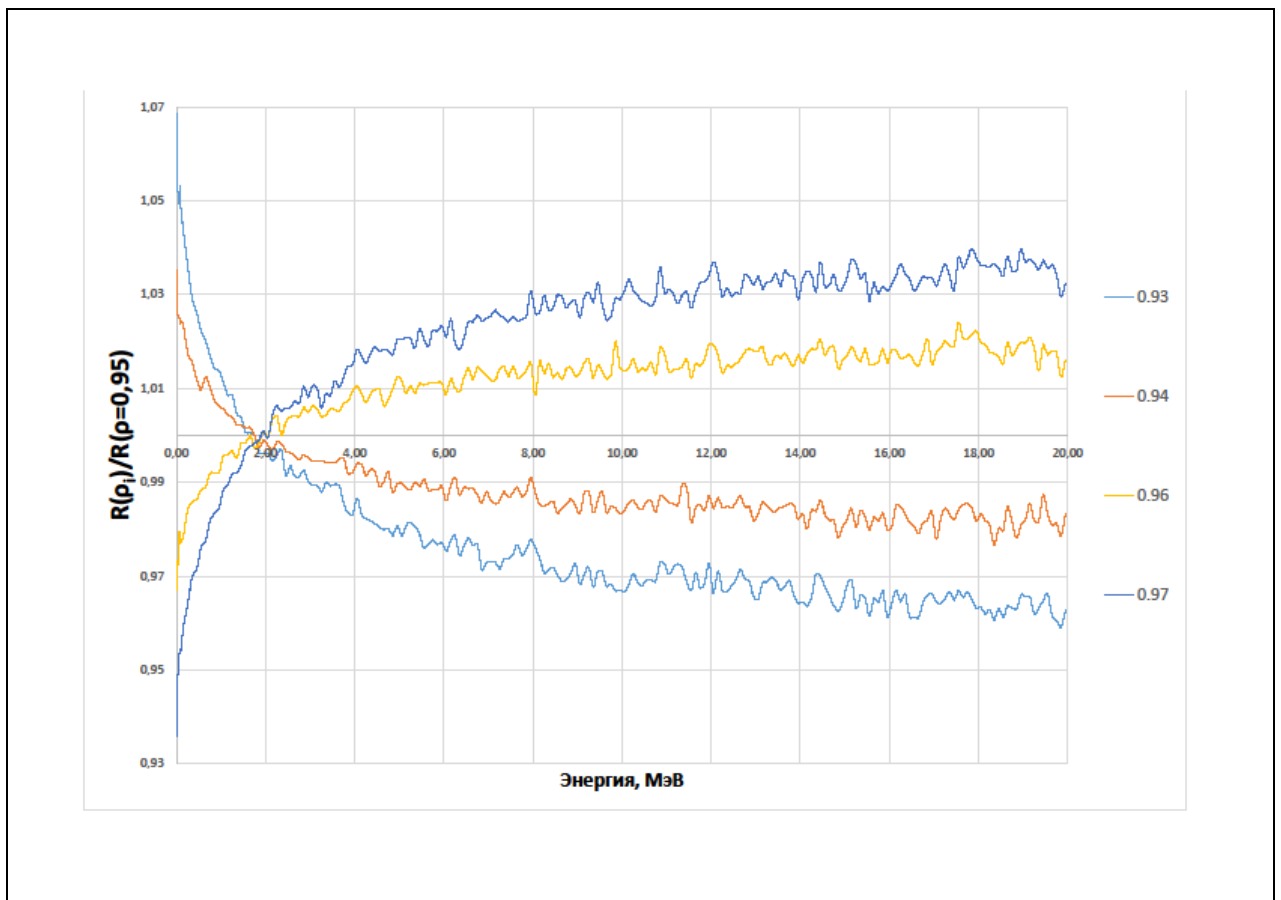


Рисунок 4.33 – Влияние изменения плотности полиэтилена на значения функций чувствительности для сферы 200 мм

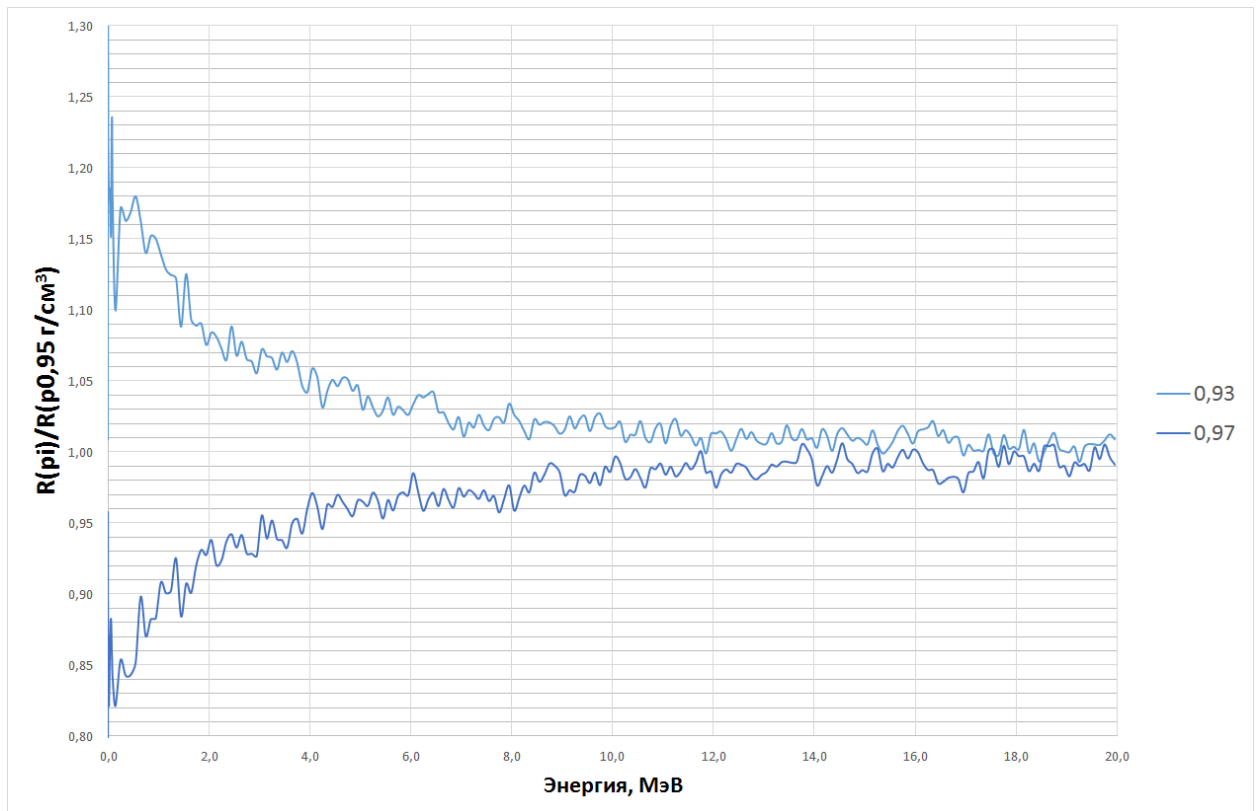


Рисунок 4.34 – Влияние изменения плотности полиэтилена на значения функций чувствительности для сферы 400 мм

В результате основной вклад в неопределенность оценки значений интеграла K в уравнении (4.20) вносит неопределенность измерений плотности полиэтилена. При неопределенности измерений плотности полиэтилена на уровне 0,3 %, неопределенность оценки интеграла K не превышает 2,1 %. Тогда неопределенность измерений значений функций чувствительности $R_i(E)$, рассчитанная по формуле (4.21), не превышает 2,5 %.

4.6.2 Неопределенность метода восстановления энергетического спектра нейтронов

Верхняя оценка неопределенности метода восстановления энергетического спектров нейтронов при воспроизведении единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения при восстановлении методом максимального правдоподобия, применяемым в ГЭТ 117-2010, определяется по формуле

$$u_M = \sqrt{u_R^2 + u_Z^2}, \quad (4.26)$$

где u_R – неопределенность расчета значений функций чувствительности детектора с i -ым шаровым замедлителем;

u_Z – неопределенность измерений скорости счета детектора с i -ым шаровым замедлителем.

Неопределенность измерений скорости счета u_Z не превышает 1,0 %. Тогда, неопределенность метода восстановления энергетического спектра нейтронов u_M в отдельно взятой энергетической группе не превышает 2,1 %.

При восстановлении энергетического спектров нейтронов разными итерационными методами, проведено сравнение отличий в восстановлении во всех энергетических группах. Сравнение отклонений было проведено относительно метода максимального правдоподобия. Наибольшие отклонения наблюдаются в низкоэнергетической области. При малых энергиях (до 500 кэВ) методы Gravel и Iter показывают меньшие значения. В диапазоне энергий от 500 кэВ до 4 МэВ отклонение данных методов в большую сторону. При этом отклонение не превышает 1,33 % для Iter и 0,70 % для Gravel. При энергиях выше 4 МэВ наблюдается отклонение данных методов в меньшую сторону, не превышая 1,74 % для Iter и 0,81 % для Gravel. Метод Spunit позволяет восстанавливать энергетический спектр нейтронов идентично методу максимального правдоподобия.

Комплексирование вышеуказанных методов восстановления энергетических спектров нейтронов обеспечивает их применимость ко всем существующим ЯФУ, в то время как неопределенность комплексированного метода восстановления энергетического спектра нейтронов u_M в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ не превышает 1,74 %.

Результаты исследований метрологических характеристик в виде бюджета неопределенности измерений при воспроизведении и передаче единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения с применением разработанного аппаратурно-методического комплекса представлены в таблице 4.7.

Таблица 4.7 – Бюджет неопределенности измерений при воспроизведении и передаче единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения

Источник неопределенности	ГЭТ 117-2023	
	$u_A, \%$	$u_B, \%$
Неопределенность оценки значений функции чувствительности детекторов (R)		2,49
Неопределенность измерений скорости счета (Z)	1,00	
Стабильность		0,64
Неопределенность метода восстановления энергетического спектра нейтронов (Φ)		1,74
Неопределенность оценки коэффициентов перехода от энергетического спектра нейтронов в дифференциальной форме, нормированному на полный флюенс к МАЭД и МИЭД ($h^*(10), h_p(10)$)		0,87
Неопределенность измерений расстояния при позиционировании (l)		0,35
Неопределенность измерения времени набора спектра импульсов (t)		0,29
Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений $u_c, \%$	3,4	
Относительная расширенная неопределенность измерений U при $k = 2, \%$	6,8	

Таким образом, разработанный аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения и передачи единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения, позволяет осуществлять расчет данных единиц величин на основе измерений энергетического спектра нейтронов в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ за счет расширенного набора детекторов, шаровых замедлителей и увеличения числа энергетических групп с 47 до 227 с относительной расширенной неопределенностью измерений, не превышающей $U = 6,8 \%$ при $k = 2$.

4.7 Выводы к Главе 4

При разработке аппаратурно-методического комплекса для воспроизведения и передачи единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения:

- проведен анализ расчета значений функций чувствительности методом Монте-Карло;
- разработано программное средство «ResFunction», автоматизирующее процесс расчета значений функций чувствительности детекторов;
- с использованием программного средства «ResFunction» рассчитаны значения функций чувствительности детекторов;
- проведено сравнение полученных значений функций чувствительности с результатами, полученными в других международных лабораториях;
- разработано программное средство «BSpectr» для восстановления энергетического спектра нейтронов с помощью итерационных методов;
- проведены измерения нейтронных полей от радионуклидных источников в открытой и коллимированной геометрии;
- на основе экспериментальных данных и рассчитанных значений функций чувствительности восстановлены энергетические спектры нейтронов итерационными методами;
- составлен бюджет неопределенности измерений единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения;
- проведено комплексирование итерационных методов восстановления энергетических спектров нейтронов.

Полученные результаты позволили повысить эффективность работ по расчету значений функций чувствительности детекторов и восстановлению энергетических спектров нейтронов.

Разработанный аппаратурно-методический комплекс воспроизведения и передачи единиц МАЭД и МИЭД нейтронного излучения позволил:

- учитывать вклад в дозу от протонов и ядер отдачи;

- расширить верхнее значение границы диапазона воспроизведения с 10 до 20 МэВ;
- обеспечить определение энергетического спектра нейтронного излучения в случаях, когда измерение доз осуществляется на предприятиях, эксплуатирующих ЯФУ или установки на основе радионуклидных источников, где на рабочих местах или в смежных помещениях значения единиц МАЭД и МИЭД значительно превосходят фоновые значения;
- снизить неопределенность измерений единиц МАЭД и МИЭД в полях нейтронного излучения, за счет введения поправочного коэффициента, учитывающего энергетическую зависимость чувствительности применяемого средства измерения, непосредственно в тех помещениях, где будут проводится эти измерения.

Заключение

В процессе проведенных исследований получены следующие основные результаты:

1. Разработан аппаратурно-методический комплекс на основе новой конструкции ионизационных камер, позволяющий расширить верхнее значение границы диапазона воспроизведения единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения с $1 \cdot 10^{-3}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр·с⁻¹, а также уменьшить относительную расширенную неопределенность измерений U при $k = 2$ во всем диапазоне с 4,4 % до 2,7 %.

2. Разработаны метод и средства измерений на основе многоканального блока регистрации, позволяющий осуществлять передачу единицы мощности поглощенной дозы нейтронного излучения на ядерно-физические установки в нейтронной лучевой терапии, с относительной расширенной неопределенностью U , не превышающей 2,9 % при $k = 2$.

3. Разработан аппаратурно-методический комплекс для воспроизведения и передачи единиц мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения, позволяющий осуществлять расчет данных единиц величин на основе измерений энергетического спектра нейтронов в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ за счет расширенного набора детекторов и увеличения числа энергетических групп с относительной расширенной неопределенностью измерений U , не превышающей 6,8 % при $k = 2$.

Таким образом, в диссертационной работе решена основная научная задача обоснования, разработки и исследования методов и средств воспроизведения и передачи единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в области дозиметрии нейтронного излучения.

Цель диссертационной работы, которая заключалась в обеспечении единства измерений и требуемой точности измерений единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного

излучения путем улучшения метрологических характеристик Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2010, достигнута.

Список сокращений и условных обозначений

ГЭТ 117-2010	– Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения
ГЭТ 117-2023	– Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов нейтронного излучения
МАГАТЭ	– Международного агентства по атомной энергии
МАЭД	– Мощности амбиентного эквивалента дозы
МИЭД	– Мощность индивидуального эквивалента дозы
МОНБ	– Международные основные нормы безопасности для защиты от ионизирующих излучений и безопасного обращения с источниками излучения
МПД	– Мощность поглощенной дозы
Нормы	– Нормы радиационной безопасности НРБ-99/2009
ПД	– Поглощенная доза
Правила	– Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности ОСПОРБ-99/2010
ФЭУ	– Фотоэлектронный умножитель
ЯФУ	– Ядерно-физическая установка

Список литературы

1. Радиационная защита и безопасность источников излучения: международные основные нормы безопасности. Общие требования безопасности. Серия норм безопасности МАГАТЭ № GSR часть 3, МАГАТЭ, Вена, 2015 г.
2. Федеральный закон Российской Федерации от 26 июня 2008 г. № 102-ФЗ «Об обеспечении единства измерений».
3. Федеральный закон Российской Федерации от 09 января 1996 г. № 3-ФЗ «О радиационной безопасности населения».
4. Федеральный закон Российской Федерации от 30 марта 1999 г. № 52-ФЗ «О санитарно-эпидемиологическом благополучии населения».
5. НРБ-99/2009 «Нормы радиационной безопасности».
6. ОСПОРБ 99/2010 «Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности».
7. РМГ 78-2005 Государственная система обеспечения единства измерений. Излучения ионизирующие и их измерения. Термины и определения. Рекомендации по межгосударственной стандартизации.
8. Гримов, А.А. Нейтронный спектрометр-дозиметр реального времени с вычислительным восстановлением энергетических спектров с помощью нейронных сетей: дис. ... канд. техн. наук – ФГБОУ ВО «ЮЗГУ», 2014.
9. Постановление Правительства Российской Федерации от 16 ноября 2020 г. № 1847 «Об утверждении перечня измерений, относящихся к сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений».
10. IAEA TRS-398 rev-1 Absorbed dose determination in external beam radiotherapy: an international code of practice for dosimetry based on standards of absorbed dose to water: Technical report. – Vienna: Int. Atomic Energy Agency, 2024.
11. Report of the Consultative Committee on Ionizing Radiations of the International Bureau of Weights and Measures «Report of the workshop to discuss the CCRI Strategic Plan 2020-2025 and the CIPM MRA» – Paris: BIPM, 2017.

12. Report of the Consultative Committee on Ionizing Radiations of the International Bureau of Weights and Measures «Strategy 2030+» – Paris: BIPM, 2023.
13. Постановление Правительства Российской Федерации от 16 марта 2020 г. № 287 «Об утверждении Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований и исследовательской инфраструктуры на период до 2030 года и дальнейшую перспективу».
14. Левин, В.Е. Регистрация ионизирующих излучений / В.Е. Левин, Л.П. Хамьянов. – 2-е изд. – М.: Атомиздат, 1973. – 256 с.
15. Крутиков В.Н. Контроль физических факторов производственной среды, опасных для человека / В.Н. Крутиков, Ю.И. Бригадзе, А.Б. Круглов. – М.: ИПК Издательство стандартов, 2002. – С. 302-304.
16. Жуковский, М.В. Метрология ионизирующего излучения / М.В. Жуковский. – Екатеринбург: Уральский государственный технический университет им. А.М. Горького, 2006. – 327 с.
17. ГОСТ 22751-77. Генераторы нейтронов. Метод измерения потока быстрых нейтронов : межгосударственный стандарт. – Москва : Издательство стандартов, 2001. – 14 с.
18. Experimental and theoretical study of the residual nuclide production in 40–2600 MeV proton-irradiated thin targets of ADS structure materials / Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, V. M. Zhivun [et al.] ; International Atomic Energy Agency. — Vienna : IAEA, 2011.
19. ICRU Clinical Neutron Dosimetry-Part: I: Determination of Absorbed Dose in a Patient Treated by External: Report № 45, 1989.
20. ICRP Publication 116. Conversion Coefficients for Radiological Protection Quantities for External Radiation Exposures, 2010.
21. International key comparison of neutron fluence measurements in mono-energetic neutron fields: CCRI(III)-K10 / D. J. Thomas, N. J. Roberts, A. Bennett [et al.] // Metrologia. – 2007. – T. 44, Tech. Suppl., 06005.
22. EUROMET.RI(III)-S2. Comparison of neutron fluence measurements for neutron energies of 15.5 MeV, 16 MeV, 17 MeV and 19 MeV : final report / G. Lövestam,

- R. Nolte, N. Roberts [et al.] ; Institute for Reference Materials and Measurements (IRMM), Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), National Physical Laboratory (NPL). – 2014. – 31 p.
23. Климанов, В.А. Дозиметрия ионизирующих излучений / В.А. Климанов, Е.А. Крамер-Агеев, В.В. Смирнов. – М.: Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 2015. – 740 с.
24. Брегадзе Ю.И., Масляев П.Ф. О погрешности раздельного определения поглощенной дозы нейтронов и гамма-излучения ионизационными камерами / Ю.И. Брегадзе, П.Ф. Масляев // Измерительная техника. – 1973. – № 8. – С. 70.
25. Брегадзе Ю.И. Методы и аппаратура для точных измерений параметров ионизирующих излучений / Ю.И. Брегадзе, П.Ф. Масляев // Труды ВНИИФТРИ. – 1978. – Вып. 36(66). – М.
26. Государственный первичный эталон единиц потока и плотности потока нейтронов: Доклад Федеральному агентству по техническому регулированию и метрологии / Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И. Менделеева. – Санкт-Петербург, 2023.
27. International key comparison of measurements of neutron source emission rate (1999–2005): CCRI(III)-K9.AmBe / N. J. Roberts, L. N. Jones, M. Králik [et al.] // Metrologia. – 2011. – Vol. 48, Tech. Suppl., 06018.
28. Laboratoire National Henri Becquerel, Atomic and nuclear Data. [Электронный ресурс]. Режим доступа http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Mn-56_tables.pdf.
29. ISO 8529-1:2021 Neutron reference radiation field – Part 1: Characteristics and methods of production. 2000. – P. 38.
30. ISO 8529-2:2000 Reference neutron radiations – Part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterizing the radiation field. 2000. – P. 38.
31. ISO 8529-3:2023 Neutron reference radiation fields – Part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of their response as a function of neutron energy and angle of incidence. 2023. – P. 18.

32. ICRU Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation: Report № 57, 1998.
33. ICRU Neutron Fluence, Neutron Spectra, and Kerma: Report № 13, 1969.
34. Крамер-Агеев Е.А. Активационные методы спектрометрии нейтронов / Е.А. Крамер-Агеев, В.С. Трошин, Е.Г. Тихонов. – М.: Атомиздат, 1976.
35. ICRU Key Data For Ionizing-Radiation Dosimetry: Measurement Standards And Applications: Report № 90, 2016.
36. International Atomic Energy Agency, Database of Evaluated Nuclear Data/ [Электронный ресурс]. Режим доступа <https://www-nds.iaea.org/exfor/endlf.htm>.
37. Масляев, П.Ф. Вопросы метрологического обеспечения измерений дозиметрических характеристик полей быстрых нейтронов: дис. ... канд. физ.-мат. наук / П.Ф. Масляев. – М., 1972.
38. Замалетдинова Э.Ю. Сравнительный анализ методов измерения давления / Э.Ю. Замалетдинова, А.И. Егорычев // Вестник Казанского технологического университета. – 2014. – Т. 17. – № 8. – С. 124–127.
39. Асланян Э.Г. и др. Физико-технические измерения во ВНИИФТРИ. Перспективы развития / Э.Г. Асланян, М.В. Балаханов, В.И. Добровольский, О.И. Коваленко, В.Н. Некрасов // Альманах современной метрологии. – 2019. – № 4 (20). – С. 11-30.
40. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений / Б.П. Голубев. – М.: Атомиздат, 1971.
41. Мардынский Ю.С. Нейтроны в онкологии. Прошлое, настоящее и будущее : обзор / Ю.С. Мардынский, И.А. Гулидов, С.А. Иванов, А.Д. Каприн // Радиация и риск. – 2024. – Т. 33 – № 1. – С. 40–54.
42. Таскаев, С. Ю. Ускорительный источник эпитепловых нейтронов : специальность 01.04.01 «Приборы и методы экспериментальной физики» : дис. ... д-ра физ.-мат. наук / С.Ю. Таскаев; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН. – Новосибирск, 2014. –295 с.
43. Мардынский Ю.С. Дистанционная нейтронная терапия: первый отечественный медицинский комплекс / Ю.С. Мардынский, И.А. Гулидов,

- К.Б. Гордон [и др.] // Вестник Российской академии наук. – 2024. – № 1. – Т. 94. – С. 80–86.
44. Здравоохранение в России. 2023: статистический сборник / Федеральная служба государственной статистики (Росстат). – М., 2023. – 179 с.
 45. Великая В.В. и др. Быстрые нейтроны 6,3 МэВ в комплексном лечении больных местными рецидивами рака молочной железы // Вопросы онкологии. – 2015. – Т. 61. – С. 583-585.
 46. Лисин В.А. Способы определения относительной биологической эффективности нейтронов в дистанционной нейтронной терапии // Сибирский онкологический журнал. – 2017. – Т. 5. – С. 36-41.
 47. Raaijmakers C.P.J. et al. The neutron sensitivity of dosimeters applied to boron neutron capture therapy // Int. J. Med. Phys. Res. Prac. – 1996. – Vol. 23. – P. 1581-1589.
 48. Buffler A. Neutron spectrometry with EJ299-33 plastic scintillator for $E_n=10-100$ MeV // Transactions on Nuclear Science. – 2015. – Vol. 62. – P. 1422-1428.
 49. Paepen J. Characterisation of plastic scintillators used as an active background shield for neutron detection / J. Paepen, F. Schulte, P. Mastinu et al. // JRC Technical report. – Belgium: European Atomic Energy Community, 2016.
 50. Klein H. Neutron spectrometry in mixed fields: NE213/BC501A liquid scintillation spectrometer // Nucl. Tech. Pub. – 2003. – Vol. 107. – P. 95-109.
 51. Verbinski V.V. et al. Calibration of an organic scintillator for neutron spectrometry // Nucl. Instrum. Methods. – 1968. – Vol. 65. – P. 8-25.
 52. Кащук, Ю.А. Сцинтилляционные спектрометры нейтронного и гамма-излучения для диагностики термоядерной плазмы: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Ю.А. Кащук. – М., 2007. – 198 с.
 53. Sigurbjornsson B. Neutron dosimetry in biology / B. Sigurbjornsson, H.H. Smith, A. Gustaffson // REPORT OF A PANEL ON IN-PILE DOSIMETRY HELD IN VIENNA. – 1964. – P. 102.
 54. Макаров, А.Н. Измерение спектра эпитепловых нейтронов ускорительного источника времяпролетным методом: дис. ... канд. физ.-мат. наук / А.Н. Макаров. – Новосибирск: ФГУП «ИЯФ СО РАН», 2015.

55. Stamer S. et al. Double differential cross sections for neutron emission induced by 256 MeV and 800 MeV protons // *Physical Review C*. – 1993. – Vol. 47. – P. 1647.
56. Meier M.M. et al. Differential neutron production cross sections and neutron yields from stopping-length targets for 113-MeV protons // *Nucl. Sci. Eng.* – 1989. – V. 102. – P. 310-321.
57. Amian W.B., Byrd R.C. et al. Differential neutron production cross sections for 597 MeV protons // *Nucl. Sci. Eng.* – 1993. – Vol. 115. – P. 1-12.
58. Юревич В.И., Яковлев Р.М., Ляпин В.Г. Изучение эмиссии нейтронов при взаимодействии ядер ^1H , ^2H , ^4He , ^{12}C с энергией 1–2 ГэВ с ядрами свинца // *Ядерная физика*. – 2006. – Т. 69, № 9. – С. 1531-1545.
59. Юревич В.И., Яковлев Р.М. Исследование эмиссии нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов и дейтронов со свинцовыми мишенями // *Письма в ЭЧАЯ*. – 2006. – Т. 3 – № 3. – С. 49-72.
60. Nakamoto T. et al. Experimental determination of the energy generated in nuclear cascades by a high energy beam // *Nucl. Sci. Technol.* – 1995. – V. 32 – № 9. – P. 827-834.
61. Leray S. et al. Double-differential cross sections for the production of neutrons from Pb, W, Zr, Cu, and Al targets irradiated with 0,8, 1,0 and 1,6 GeV protons // *Phys. Rev. C*. – 2002. – V. 65. – P. 044621.
62. Требуховский Ю.В., Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф. и др. Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер Pb, W, Zr, Cu, Al, бомбардируемых протонами с энергиями 0,8, 1,0 и 1,6 ГэВ // *Ядерная физика*. – 2005. – Т. 68 – № 1. – С. 4-16.
63. Helmer R. The TRIUMF charge exchange facility // *Can. J. Phys.* – 1987. – V. 65. – P. 588-594.
64. Ling A. et al. Superheating and supercooling of vortex matter in a Nb single crystal: Direct evidence for a phase transition at the peak effect from neutron diffraction // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V. 86. – P. 712-715.
65. Park B.K. et al. Measurement of the neutron multiplicity distribution in the reaction $^{12}\text{C}(\text{p},\text{xn})$ at 14,7 MeV // *Phys. Rev. C*. – 1992. – V. 45. – P. 1791-1797.

66. Spraker M. et al. A new neutron time-of-flight spectrometer at the Los Alamos Neutron Science Center // Nucl. Instr. Meth. A. – 1997. – V. 394. – P. 311-317.
67. Peterson T. Neutron-induced fission of ^{235}U and ^{239}Pu in the energy range 0,1–14 MeV // Physica Scripta. – 2000. – V. T87. – P. 22-25.
68. Rahm J. et al. Nucleon-nucleon interaction, few-body systems: np scattering measurements at 162 MeV and the πNN coupling constant // Phys. Rev. C. – 1998. – V. 57. – P. 1077-1083.
69. Conde H. et al. A new neutron time-of-flight spectrometer at the Los Alamos Neutron Science Center // Nucl. Instr. Meth. A. – 1990. – V. 292. – P. 121-127.
70. Klug J. et al. A new neutron time-of-flight spectrometer at the Los Alamos Neutron Science Center // Nucl. Instr. Meth. A. – 2002. – V. 489. – P. 282-288.
71. Брэкен Д.С. Основы калориметрического анализа и область его применения / Брэкен Д.С., Руди К.Р. // Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов. Дополнение 2007 г. – М.: ВНИИА, 2013. – С. 357-414.
72. Wigmans R. On the role of neutrons in hadron calorimetry // Scientica Acta. – 2008. – V. 2, № 1. – P. 18-36.
73. Brau J.E. et al. Calorimetry for collider physics // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2010. – V. 60. – P. 615-644.
74. Терехин В.А., Порецкий Л.Б. Калориметрическая дозиметрия нейтронов и γ -квантов спектра деления // Атомная энергия. – 1968. – Т. 25, вып. 2.
75. Livan M., Vercesi V., Wigmans R. Scintillating-fibre Calorimetry // CERN Yellow Report. – CERN, 1995. – № CERN 95-02.
76. Мухамедшин Р.А. Повышение эффективности регистрации нейтронов в ионизационно-нейтронном калориметре / Р.А. Мухамедшин, Т. Саито, Н.М. Соболевский // Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2005. – № 10.
77. Юревич В.И. Образование нейтронов при взаимодействии протонов с энергией 2 ГэВ с ядрами // ЭЧАЯ. – 2010. – Т. 41 – № 5. – С. 1451-1466.
78. Ensslin, N. Application Guide to Neutron Multiplicity Counting / N. Ensslin, W. Harker, M. Krick et al. – Los Alamos : Los Alamos National Laboratory, 1998.

79. Croft S., Rydon R., Smith L.E. Neutron Multiplicity Counting: A Review Based on the Generalized Feynman-Alpha Formula // Nucl. Instr. Meth. A. – 2019. – Vol. 921. – P. 1–15.
80. Letourneau A. et al. Neutron production in bombardments of thin and thick W, Hg, Pb targets by 0,4, 0,8, 1,2, 1,8 and 2,5 GeV protons // Nucl. Instr. Meth. B. – 2000. – V. 170. – P. 299-322.
81. Jahnke U. et al. The Berlin neutron ball: A neutron multiplicity meter and a reaction detector // Nucl. Instr. Meth. A. – 2003. – V. 508. – P. 295-314.
82. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 4th ed. — Wiley, 2010.
83. Прокуронов М.В., Шаболин А.Н. Цифровая идентификация нейтронов и гамма-квантов по форме импульса при высокой загрузке детектора и низкой энергии регистрируемого излучения // ПТЭ. – 2007. – № 3. – С. 1–15.
84. Verbeke J.M., Vujic J., Petti D. Neutron Spectrometry with Liquid Scintillators Using Pulse Shape and Pulse Height Discrimination // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2001. – Vol. 48, № 4. – P. 1345–1352.
85. Taniguchi S. et al. Response of a BaF₂ scintillation detector to quasi-monoenergetic fast neutrons in the range of 45 to 198 MeV // Nucl. Instr. Meth. A. – 2006. – V. 562. – P. 954-960.
86. Поташев С.И., Бурмистров Ю.М., Драчёв А.И. и др. Контроль максимальной энергии нейтронов путем анализа амплитудных спектров от 10В-детектора // Известия РАН. Серия физическая. — 2021. — Т. 85, № 10. — С. 1450–1457.
87. Satoh D. Development of a quasi-monoenergetic neutron field and measurements of the response function of an organic liquid scintillator for the neutron energy range from 66 to 206 MeV // Nucl. Sci. Technol. – 2002. – Suppl. 2. – P. 657-660.
88. Giaz A. Fast Neutron Spectrometry with ⁶Li-loaded Plastic Scintillators: Pulse Height Response and Efficiency // Nucl. Instr. Meth. A. – 2015. – Vol. 789. – P. 45–53.
89. Leon-Florian E. Particle Fluence Measurements by Activation Technique for Radiation Damage Studies // Report CERN/ECP 95-15. – CERN, 1995.

90. Routti J.T. General Purpose Unfolding Program LOUHI78 with Linear and Nonlinear Regulations // Computer Physics Communications. – 1980. – Vol. 21. – P. 119.
91. Cowell S. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology // Published by CEA, EDP Sciences, 2008. – P. 247.
92. Krivopustov M.I. et al. Investigation of neutron spectra and transmutation of ^{129}I , ^{237}Np and other nuclides with 1,5 GeV protons from the Dubna Nuclotron using the electronuclear setup «Energy plus Transmutation» // JINR Preprint. – Report № E1-2004-79. – Dubna, 2004.
93. Krasa A. et al. Neutron production in spallation reactions of 0,9 and 1,5 GeV protons on a thick lead target. Comparison between experimental data and Monte-Carlo simulations // JINR Communications. – Report № 1-2005-46. – Dubna, 2005.
94. Vorobjev I.B. et al. Applications of cellulose nitrate track detectors for the alpha-activity measurement in aqueous media // Nucl. Tracks Rad. Meas. – 1991. – Vol. 19 – № 1-4. – P. 541-544.
95. Yurevich V.I. Experimental setups and methods to obtain new nuclear data at intermediate and high energies // JINR Preprint. – Report № 1-92-189. – Dubna, 1992.
96. Goldhagen P. et al. Measurement of the flux and energy spectrum of cosmic-ray induced neutrons on the ground // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2004. – Vol. 51 – № 4. – P. 142-148.
97. Wiegel B. et al. The Siegen Automatic Measuring System for Nuclear Track Detectors: Status and New Developments // Nucl. Tracks Rad. Meas. – 1985. – Vol. 11, № 1-2. – P. 123-128.
98. Vylet V. Response matrix of an extended Bonner sphere system // Nucl. Instr. Meth. A. – 2002. – Vol. 476. – P. 26.
99. Alevra A.V., Thomas D.J. Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometers // Radiat. Prot. Dosim. – 2003. – Vol. 107, № 1-3. – P. 37.
100. Thomas D.J., Alevra A.V. Bonner sphere spectrometers – a critical review // Nucl. Instr. Meth. A. – 2002. – Vol. 476, № 1-2. – P. 12-26.

101. Schuhmacher H. et al. Quasi-monoenergetic neutron beams with energies from 25 to 70 MeV // Nucl. Instr. Meth. A. – 1999. – Vol. 421. – P. 284.
102. Федоров С.Г. Использование сцинтиллятора на основе литиевого стекла для регистрации нейтронного излучения // Измерительная техника. – 2018. – № 12. – С. 56-58. – ISSN: 0368-1025.
103. Cao Jing et al. Calculation of Response Function for Bonner Sphere Spectrometer Based on Geant4 // Plasma Science and Technology. – 2014. – Vol. 17 – №. 1.
104. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Универсальный спектрометр нейтронов // АНРИ. – 2017. – № 2 (89). – С. 12–18. – ISSN: 2075-1338.
105. Wiegel B. Calculation of the Response Function of Bonner Spheres with a Spherical ^3He Proportional Counter Using a Realistic Detector Model // PTB-N-21. – 1994. – P. 85. – ISSN: 0936-0492.
106. Cruzate J.A. Bonner sphere spectrometer // Autoridad Regulatoria Nuclear. – Buenos Aires, Argentina, 2011. – P. 101-112.
107. Tursinah R. Neutron response function of bonner sphere spectrometer with $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ detector // Ganendra. – 2017. – Vol. 20, No. 2. – P. 65-72. – ISSN: 1410-6957.
108. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Использование методов спектрометрии нейтронов при измерении дозиметрических величин // Измерительная техника. – 2015. – № 1. – С. 58-61. – ISSN: 0368-1025.
109. Moteff J. Status of threshold and resonance neutron detectors / J. Moteff, E.R. Beever // Selected topics of dosimetry. – Vienna: IAEA, 1961. – P. 83-404.
110. Крамер-Агеев Е.А. Экспериментальные методы нейтронных исследований / Е.А. Крамер-Агеев, В.Н. Лавренчик, В.Т. Самосадный, В.П. Протасов. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 272 с. – ISBN: 5-283-04010-0.
111. Бондарс Х.Я. Методы расчета спектров нейтронов по измеренным скоростям реакции в SAIPS // Известия Академии наук Латвийской ССР. Серия физических и технических наук. – 1980. – № 2. – С. 3-13.
112. Шкурпелов А.А., Демидов Л.И., Гаджиев Г.И., Фофанов В.С. Использование метода регуляризации для нахождения спектра нейтронов. // Метрология

нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Тр.1 Всесоюз. совещания. –М.: Стандарты, 1978. – Т.2. – С. 124-129.

113. Шкурпелов А.А. Использование метода регуляризации для нахождения спектра нейтронов / А.А. Шкурпелов, Л.И. Демидов, Г.И. Гаджиев, В.С. Фофанов // Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях: Труды I Всесоюзного совещания. – Москва: Стандарты, 1978. – Т. 2. – С. 124-129.

114. Kardan M.R. Neutron spectra unfolding in Bonner spheres spectrometry using neural networks // Radiat. Prot. Dosim. – 2003. – Vol. 104. – P. 27-30.

115. Brackenbush L.W. SPUNIT – A Computer Code for the Multisphere Unfolding // Pacific Northwest Laboratories Informal Documentation. – 1984.

116. Doroshenko J.J. New Methods for Measuring Neutron Spectra with Energy from 0,4 eV to 10 MeV by Track and Activation Detectors // Nuclear Technology. – 1977. – Vol. 33, Issue 3. – P. 296-304. – ISSN: 0029-5450.

117. Matzke M. Unfolding procedures // Radiat. Prot. Dosim. – 2003. – Vol. 107, Issue 1-3. – P. 155-174. – ISSN: 0144-8420.

118. Neizer M. et al. Many channel spectrum unfolding // Proceedings of 3rd ASTM Euretom Symposium: Reactor Dosimetry. Report EUR 6813 EN-FR. – 1980. – Vol. 2. – P. 743-750.

119. Mares V. Calculated neutron response of a Bonner sphere spectrometer with ^3He counter // NIMP. – 1991. – Vol. 307, Issues 2-3. – P. 398-412. – ISSN: 0168-9002.

120. ГОСТ 25347-82 Основные нормы взаимозаменяемости. Допуски и посадки: Сб. ГОСТов / ИПК Издательство стандартов. – Москва, 2004.

Публикации

1. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Использование методов спектрометрии нейтронов при измерении дозиметрических величин // Измерительная техника. – 2015. – № 1. – С. 58-61.

Версия: Maslyayev P.F., Fedorov S.G. Use of neutron spectroscopy techniques for measuring dosimetric quantities // Measurement Techniques – 2015. – Т. 58 – № 1. – С. 90-94.

2. Масляев П.Ф., Федоров С.Г. Универсальный спектрометр нейтронов // АНРИ. – 2017. – № 2(89). – С. 12-17.

3. Федоров С. Г. Использование сцинтиллятора на основе литиевого стекла для регистрации нейтронного излучения // Измерительная техника. – 2018. – № 12. – С. 56-58.

4. Fedorov S.G. Using a lithium glass scintillator to record neutron radiation // Measurement Techniques – 2019. – Т. 61 – № 12. – С. 1234-1237.

5. Федоров С.Г., Дьяченко В.М. BSpectr // Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019664008, 29.10.2019. Заявка № 2019662814 от 16.10.2019.

6. Федоров С.Г., Дьяченко В.М. RESFUNCTION // Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019664008, 16.10.2019. Заявка № 2019662815 от 16.10.2019.

7. Федоров С.Г., Берлянд А.В., Дьяченко В.М. Расчет значений мощности амбиентного индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения на основе метода определения спектра // Альманах современной метрологии. – 2021. – № 3(27). – С. 46-61.

8. Fedorov S.G., Berlyand A.V., Dyachenko V.M. Ensuring the unity of measurements of the neutron radiation rate absorbed dose in the field of clinical neutron radiation dosimetry // Journal of Physics: Conference Series. III International Conference on Metrological Support of Innovative Technologies (ICMSIT-III-2022). Krasnoyarsk, 2022. С. 22046.

9. Федоров С.Г. Исследование и анализ ядерно-физических установок и нейтронных полей для формирования требований к средствам передачи мощности поглощенной дозы нейтронного излучения // Альманах современной метрологии. – 2024. – № 4(40). – С. 161-169.

10. Федоров С.Г. Автоматизированная система наполнения полостных камер газами для воспроизведения единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения // Альманах современной метрологии. – 2024. – № 4(40). – С. 107-113.

11. Федоров С.Г., Берлянд А.В, Берлянд В.А., Дьяченко В.М., Коваленко О.И. Государственный первичный эталон единиц поглощённой дозы, мощности поглощённой дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения ГЭТ 117-2023 // Измерительная техник. – 2024. – № 73(10) – С. 4-12.

12. Федоров С.Г., Дьяченко В.М., Левский А.В. AD-NEUTRON // Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2024669261, 15.08.2024. Заявка № 2024668356 от 06.08.2024.

13. Fedorov S.G., Berlyand A.V., Berlyand V.A., Dyachenko V.M., Kovalenko O.I. GET 117-2023 State primary standard for absorbed dose, absorbed dose rate, ambient and personal dose equivalents, and ambient and personal dose equivalent rates from neutron radiation // Measurement Techniques. – 2025. – T.67. – № 10. – С. 725-733.

14. Федоров С.Г. Исследование метрологических характеристик разработанного аппаратно-методического комплекса, обеспечивающего передачу единицы мощности поглощенной дозы на установки, применяемые в нейтронной лучевой терапии // Альманах современной метрологии. – 2025. – № 2(42). – С. 91-97.

Приложение А

Акт государственных испытаний прошедшего совершенствование Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения (ГЭТ 117-2010)

АКТ государственных испытаний прошедшего совершенствование Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения (ГЭТ 117-2010)

Комиссия сформирована Приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 23 сентября 2022 г. № 2346 (далее – Комиссия) в следующем составе:

- | | |
|-----------------------------------|---|
| Титаренко
Юрий Ефимович | - д.ф.-м.н., профессор, начальник лаборатории фундаментальных ядерно-физических исследований НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва
(председатель комиссии) |
| Осока Захар Иванович | - начальник Управления метрологии, государственного контроля и надзора Росстандарта, г. Москва
(заместитель председателя комиссии) |
| Беленков Олег
Альбертович | - заместитель начальника отдела прикладной метрологии и государственной метрологической службы Управления метрологии, государственного контроля и надзора Росстандарта, г. Москва |
| Берлянд
Александр Владимирович | - к.т.н., начальник лаборатории ФГУП «ВНИИФТРИ», р.п. Менделеево Московской области |

Егоров Сергей Олегович	- заместитель начальника Управления метрологии, государственного контроля и надзора Росстандарта, г. Москва
Жилкин Вячеслав Михайлович	- начальник отдела метрологии АО «СНИИП», г. Москва
Зубарев Виктор Николаевич	- ведущий инженер кафедры теоретической и экспериментальной физики ядерных реакторов НИЯУ «МИФИ», г. Москва
Коваленко Олег Иванович	- и.о. начальника НИО-4 ФГУП «ВНИИФТРИ», р.п. Менделеево Московской области
Моисеев Николай Николаевич	- руководитель научно-исследовательской лаборатории госэталонов в области нейтронных измерений и спектрометрии ионизирующих излучений ФГУП «ВНИИМ им. Д.И.Менделеева», г. Санкт-Петербург
Павлов Кирилл Владимирович	- к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник лаборатории фундаментальных ядерно-физических исследований НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва
Петьков Игорь Вячеславович	- ведущий специалист отдела испытаний ООО НПП «Доза», г. Зеленоград

Сабуров Вячеслав Олегович	- руководитель эксплуатации комплекса протонной терапии «Прометеус», научный сотрудник лаборатории разработки и эксплуатации облучающей техники МРНЦ им. А.Ф. Цыба - филиал ФГБУ «НМИЦ радиологии» Минздрава России, г. Обнинск Калужской области
Солодских Петр Игоревич	- ведущий инженер-радиохимик АО «СНИИП», г. Москва
Успенский Александр Павлович	- начальник отдела ФГБУ «ГНМЦ» Минобороны России, г. Мытищи Московской области
Харламова Дарья Олеговна	- главный специалист-эксперт отдела бюджетного планирования, исполнения бюджета и бухгалтерского учета Финансово-экономического управления Росстандарта, г. Москва
Шарапов Сергей Владимирович	- начальник отдела измерений ионизирующих излучений Менделеевского филиала ФБУ «Ростест-Москва», р.п. Менделеево Московской области

В Федеральном государственном унитарном предприятии «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» 30 сентября 2022 г. Комиссия провела государственные испытания прошедшего совершенствование Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения (ГЭТ 117-2010).

В работе Комиссии не приняли участие: Жилкин В.М., Солодских П.И.

Комиссии были представлены:

прошедший совершенствование Государственный первичный эталон единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения (далее - первичный эталон);

техническое задание на совершенствование первичного эталона;

план мероприятий по внедрению первичного эталона;

паспорт первичного эталона;

правила содержания и применения первичного эталона;

проект государственной поверочной схемы, подготовленный в соответствии с требованиями приказа Минпромторга России от 11 февраля 2020 г. № 456;

результаты исследований первичного эталона, полученные в процессе его совершенствования;

протокол предварительных метрологических исследований первичного эталона;

конструкторская и эксплуатационная документация первичного эталона;

представление о назначении ученого-хранителя первичного эталона;

выписка из Протокола № 4 заседания Ученого совета ФГУП «ВНИИФТРИ» от 21 сентября 2022 г.;

доклад Федеральному агентству по техническому регулированию и метрологии;

проект приказа Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии об утверждении первичного эталона;

иллюстрационные материалы.

В результате проведения испытаний первичного эталона и рассмотрения представленных материалов Комиссией установлено:

1. Первичный эталон состоит из комплекса следующих технических средств, вспомогательных устройств и специальных инженерных сооружений:

Основное оборудование:

измеритель поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения с комплектом полостных ионизационных камер ИМПД-ИК;

измеритель поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения с цилиндрическим пропорциональным счетчиком ИМПД-ЦС;

измеритель эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ИМЭД;

аппаратурный комплекс обработки информации;

установка поверочная нейтронного излучения УКПН-1МДА;

установка ОВС-3;

набор формирователей спектра нейтронов.

Вспомогательное оборудование:

стенд прецизионного заполнения камер газами;

средства передачи (компараторы) (ионизационные камеры, блоки детектирования, блоки регистрации, пропорциональные счетчики);

система дистанционного наблюдения;

система дозиметрического контроля;

тканеэквивалентный фантом;

персональный компьютер.

Источники ионизирующего излучения:

набор закрытых радионуклидных источников нейтронного излучения на основе радионуклидов: $^{238}\text{Pu-Be}$, $^{239}\text{Pu-Be}$, Cf^{252} , Am-Be ;

устройство для хранения источников нейтронного излучения КН-1.

Специальные инженерные сооружения:

измерительный зал, в котором размещены источники ионизирующего излучения, с системой блокировок, предотвращающей возможность облучения персонала, стенами и окнами, обеспечивающими необходимый уровень ослабления ионизирующего излучения для безопасной работы персонала в смежных помещениях;

пультовая.

2. Метрологические характеристики первичного эталона:

диапазон значений мощности поглощенной дозы нейтронного излучения в диапазоне энергий от 0,05 до 14 МэВ, в котором воспроизводится единица, составляет: от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Гр/с;

диапазон значений поглощенной дозы нейтронного излучения в диапазоне энергий от 0,05 до 14 МэВ, в котором воспроизводится единица, составляет: от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^3$ Гр;

диапазон значений мощности эквивалента дозы (в том числе: мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы) нейтронного излучения в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ, в котором воспроизводится единица, составляет: от $5 \cdot 10^{-10}$ до $1 \cdot 10^{-5}$ Зв/с;

диапазон значений эквивалента дозы (в том числе: амбиентного эквивалента дозы, индивидуального эквивалента дозы) нейтронного излучения в диапазоне энергий от $1 \cdot 10^{-3}$ до 20 МэВ, в котором воспроизводится единица, составляет: от $1 \cdot 10^{-6}$ до $1 \cdot 10^3$ Зв.

3. Первичный эталон обеспечивает воспроизведение единиц с относительным средним квадратическим отклонением результата измерения S_0 :

для единиц поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения, не превышает 0,5 % при 10 независимых наблюдениях;

для единиц эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения, не превышает 1,0 % при 10 независимых наблюдениях.

Относительная неисключенная систематическая погрешность θ_0 :

не превышает 2,9 % (при доверительной вероятности $P = 0,99$) для единиц

поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения;

не превышает 7,9 % (при доверительной вероятности $P = 0,99$) для единиц эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения.

Относительная стандартная неопределенность измерений:

для поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения:

оцененная по типу А 0,5 %;

оцененная по типу В 1,2 %.

для эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения:

оцененная по типу А 1,0 %;

оцененная по типу В 3,2 %.

Относительная суммарная стандартная неопределенность измерений:

для поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения 1,35 %;

для эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения 3,4 %.

Относительная расширенная неопределенность измерений:

для поглощенной дозы и мощности поглощенной дозы нейтронного излучения 2,7 % при коэффициенте охвата $k = 2$;

для эквивалента дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения 6,8 % при коэффициенте охвата $k = 2$.

4. Вся аппаратура исследована и находится в рабочем состоянии.
5. Первичный эталон соответствует обязательным требованиям, установленным в техническом задании на его совершенствование.
6. Условия содержания и применения первичного эталона соответствуют требованиям, установленным правилами его содержания и применения.
7. Проект государственной поверочной схемы соответствует требованиям к содержанию и построению поверочных схем.

8. Научно-технический уровень первичного эталона соответствует современным достижениям развития отечественной и зарубежной науки и техники.
 9. По метрологическим и техническим характеристикам первичный эталон не уступает зарубежным аналогам.
 10. Точность воспроизведения и передачи значений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения подчиненным эталонам и средствам измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в соответствии с представленной государственной поверочной схемой отвечает требованиям экономики страны.
 11. Рекомендуемый межаттестационный интервал - 5 лет.
 12. План мероприятий по внедрению первичного эталона обеспечивает реализацию задач по дальнейшему развитию, исследованиям первичного эталона и совершенствованию системы передачи единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов доз, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов доз нейтронного излучения.
 13. Документы к первичному эталону подготовлены к рассмотрению Федеральным агентством по техническому регулированию и метрологии.
Государственный первичный эталон единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения ГЭТ 117 готов к представлению на утверждение в Федеральное агентство по техническому регулированию и метрологии.
 14. Зачесть результаты исследований первичного эталона в качестве результатов государственных испытаний.
-

15. Соответствие первичного эталона заданным обязательным требованиям, первичная аттестация первичного эталона осуществлена.

Комиссия рекомендует Федеральному агентству по техническому регулированию и метрологии утвердить Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения.

Председатель Комиссии

Заместитель председателя Комиссии

Члены Комиссии:

 Ю. Е. Титаренко З.И. Осока О.А. Беленков А.В. Берлянд С.О. Егоров В.Н. Зубарев О.И. Коваленко Н.Н. Моисеев К.В. Павлов И.В. Петьков В.О. Сабуров А.П. Успенский Д.А. Харламова С.В. Шарапов

Приложение Б

Приказ Федерального агентства по техническому регулированию
и метрологии от 21 марта 2023 г. № 602



МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТОРГОВЛИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ
(Росстандарт)

П Р И К А З

21 марта 2023 г.

№ 602

Москва

**Об утверждении Государственного первичного эталона
единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, AMBIENTного
и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей AMBIENTного
и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения**

В соответствии с подпунктом 5.4.18 пункта 5 Положения о Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии, утвержденного постановлением Правительства Российской Федерации от 17 июня 2004 г. № 294 «О Федеральном агентстве по техническому регулированию и метрологии», в связи с выполнением Федеральным государственным унитарным предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» работ по совершенствованию Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения (ГЭТ 117-2010) и разработке проекта государственной поверочной схемы для средств измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, AMBIENTного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей AMBIENTного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения в интересах предприятий, осуществляющих деятельность в области атомной энергии, эксплуатирующих ядерно-физические установки и источники ионизирующего излучения, а также принимая во внимание раздел I протокола научно-технической комиссии по метрологии и измерительной технике Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 16 февраля 2023 г. № 7-пр п р и к а з ы в а ю:

1. Утвердить:

Государственный первичный эталон единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, AMBIENTного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей AMBIENTного и индивидуального эквивалентов дозы

нейтронного излучения и присвоить ему регистрационный номер ГЭТ 117-2023 (далее – ГЭТ 117-2023);

ученым-хранителем ГЭТ 117-2023 Федорова Сергея Григорьевича, научного сотрудника лаборатории 410 НИО-4 ФГУП «ВНИИФТРИ».

2. Установить, что ГЭТ 117-2023 утверждается взамен ГЭТ 117-2010 «Государственный первичный эталон единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения».

3. Определить состав ГЭТ 117-2023, указанный в его паспорте.

4. Установить:

обязательные метрологические, технические требования (характеристики) ГЭТ 117-2023, указанные в его паспорте;

правила содержания и применения ГЭТ 117-2023;

межаттестационный интервал ГЭТ 117-2023, равный 5 годам;

место хранения, содержания и применения ГЭТ 117-2023 – ФГУП «ВНИИФТРИ».

5. ФГУП «ВНИИФТРИ» направить сведения об утверждении ГЭТ 117-2023 в ФГБУ «ВНИИМС» для их внесения в Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений.

6. Управлению метрологии, государственного контроля и надзора обеспечить размещение информации об утверждении ГЭТ 117-2023 на официальном сайте Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет».

7. Признать утратившим силу приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 29 марта 2011 г. № 1366 «Об утверждении Государственного первичного эталона единиц мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения».

8. Контроль за исполнением настоящего приказа оставляю за собой.

Руководитель

А.П.Шалаев

Подлинник электронного документа, подписанного ЭП,
хранится в системе электронного документооборота
Федеральное агентство по техническому регулированию и
метрологии.

СВЕДЕНИЯ О СЕРТИФИКАТЕ ЭП

Сертификат: 3581AA9F5E0B3C348ADD4D25C46AACF5
Кому выдан: Шалаев Антон Павлович
Действителен: с 14.12.2022 до 08.03.2024

Приложение В

Приказ Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 21 июля 2023 г. № 1490



МИНИСТЕРСТВО ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТОРГОВЛИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО
ПО ТЕХНИЧЕСКОМУ РЕГУЛИРОВАНИЮ И МЕТРОЛОГИИ
(Росстандарт)

П Р И К А З

21 июля 2023 г.

№ 1490

Москва

**Об утверждении государственной поверочной схемы для средств
измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного
и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного
и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения**

В соответствии с пунктом 6 главы II Положения об эталонах единиц величин, используемых в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений, утвержденным постановлением Правительства Российской Федерации от 23 сентября 2010 г. № 734 «Об эталонах единиц величин, используемых в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений», требованиями к содержанию и построению государственных поверочных схем и локальных поверочных схем, в том числе к их разработке, утверждению и изменению, утвержденными приказом Министерства промышленности и торговли Российской Федерации от 11 февраля 2020 г. № 456, Планом разработки, пересмотра и утверждения государственных поверочных схем на 2023 год, утвержденным приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 27 декабря 2022 г. № 3299 (с внесенными изменениями, утвержденными приказом Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии от 26 апреля 2023 г. № 915), п р и к а з ы в а ю:

1. Утвердить прилагаемую государственную поверочную схему для средств измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения (далее – ГПС).

2. Установить, что:

ГПС применяется для государственного первичного эталона единиц поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения (ГЭТ 117-2023),

прослеживаемых к нему эталонов и средств измерений поглощенной дозы, мощности поглощенной дозы, амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения и вводится в действие с 15 августа 2023 г.;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям ГОСТ Р 8.803-2012. Национальный стандарт Российской Федерации. «Государственная система обеспечения единства измерений. Государственная поверочная схема для средств измерений мощности поглощенной дозы и мощности эквивалента дозы нейтронного излучения» (далее – ГОСТ Р 8.803-2012) или локальным поверочным схемам, применяются до даты окончания срока действия свидетельства об аттестации, выданного до ввода в действие ГПС;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям ГОСТ Р 8.803-2012, соответствующий по своим метрологическим характеристикам указанному разряду ГПС, подлежат периодической аттестации на соответствие ГПС не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации, в документы на эталоны вносятся соответствующие изменения;

эталон, аттестованный на соответствие требованиям ГОСТ Р 8.803-2012, не соответствующий по своим метрологическим характеристикам указанному разряду ГПС, подлежат первичной аттестации не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации и утверждению в соответствии с ГПС;

эталон, аттестованный на соответствие локальным поверочным схемам, подлежат первичной аттестации не позднее срока окончания действия свидетельства об аттестации и утверждению в соответствии с ГПС;

информация о прекращении применения эталонов по ГОСТ Р 8.803-2012 или локальным поверочным схемам, или об изменении ГПС для эталонов, не требующих переутверждения, передается держателем эталона в Федеральный информационный фонд по обеспечению единства измерений (далее – Федеральный фонд) после даты окончания срока действия свидетельства об аттестации.

3. Федеральному государственному унитарному предприятию «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» направить сведения о ГПС в федеральное государственное бюджетное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы» для их внесения в Федеральный фонд.

4. Управлению метрологии, государственного контроля и надзора Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии обеспечить размещение информации об утверждении ГПС на официальном сайте Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет».

5. Техническому комитету по стандартизации «Эталон и поверочные схемы» (ТК 206) (федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт метрологии им. Д.И.Менделеева») совместно с федеральным государственным унитарным

предприятием «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» обеспечить исполнение в установленном порядке процедур по отмене национального стандарта Российской Федерации ГОСТ Р 8.803-2012 и направление соответствующего комплекта документов в Управление стандартизации Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии.

6. Контроль за исполнением настоящего приказа оставляю за собой.

Заместитель руководителя

Е.Р.Лазаренко

Подлинник электронного документа, подписанного ЭП,
хранится в системе электронного документооборота
Федеральное агентство по техническому регулированию и
метрологии.

СВЕДЕНИЯ О СЕРТИФИКАТЕ ЭП

Сертификат: 646070CB8580659469A85BF6D1B138C0
Кому выдан: Лазаренко Евгений Русланович
Действителен: с 20.12.2022 до 14.03.2024

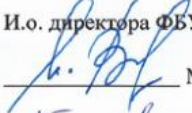
Приложение Г

Акты внедрения от организаций: ФБУ «Мурманский ЦСМ», ФБУ «Самарский ЦСМ», ФБУ «НИЦ ПМ - Ростест» Менделеевский филиал, ООО «НПП «Доза», ООО «ПримТехнополис», ФБУ «Новосибирский ЦСМ», Курский завод «Маяк» - филиал АО «ННПО имени М.В. Фрунзе».

г. Мурманск

Утверждаю

И.о. директора ФБУ «Мурманский ЦСМ»


М.В. Зиновьев

« 15 » августа 2025г.



Акт

о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Федорова Сергея Григорьевича

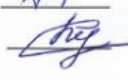
Комиссия в составе: председатель К.В. Озол, члены комиссии: С.В. Бобр, С.Ю. Булыкина составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в ФБУ «Мурманский ЦСМ» при проведении работ по первичной аттестации установки поверочной нейтронного излучения УКПН-1М в качестве рабочего эталона единиц мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договору от 28.02.2025 г. № 446/2025.

Председатель комиссии :

зам. директора по метрологии  К.В. Озол

Члены комиссии:

зам. директора по РБ, начальник ССП СИИИ  С.В. Бобр

ведущий инженер по метрологии ССП СИИИ  С.Ю. Булыкина

Утверждаю

Советник директора

ФБУ «Самарский ЦСМ»

В.А. Якунин

М.П.



Акт

о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Федорова Сергея Григорьевича

Комиссия в составе: председатель комиссии: главный метролог ФБУ «Самарский ЦСМ» О.К. Крайнов, члены комиссии: начальник Сызранского филиала ФБУ «Самарский ЦСМ» А.В. Тарасов, начальник лаборатории по поверке и калибровке радиометрических и дозиметрических средств измерений и радиационного контроля Сызранского филиала ФБУ «Самарский ЦСМ» С.В. Прокофьев, 21.07.2025 г. составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в Сызранском филиале ФБУ «Самарский ЦСМ» при проведении работ по первичной аттестации установки поверочной нейтронного излучения УКПН-1М в качестве рабочего эталона единиц мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договору от 26.02.2025 г. № 387/2025-45к/25.

Председатель комиссии

Члены комиссии

О.К. Крайнов

А.В. Тарасов

С.В. Прокофьев

21.07.2025 г.

Утверждаю

Директор ФБУ «НИЦ ПМ - Ростест»
Менделеевский филиал

_____ А.Б. Авдеев



о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Федорова Сергея Григорьевича

Комиссия в составе: председатель Марутин А.А., члены комиссии: Шарапов С.В., Морозов А.Э., Новорасов А.В. составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в Менделеевском филиале ФБУ «НИЦ ПМ - РОСТЕСТ» при проведении работ по первичной аттестации установки поверочной нейтронного излучения УКПН-2 в качестве государственного рабочего эталона единиц мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договору от 22.04.2025 г. № 451/2025.

Председатель комиссии

Члены комиссии

А.А. Марутин

С.В. Шарапов

А.Э. Морозов

А.В. Новорасов

Утверждаю

Генеральный директор
ООО НПП «Доза»

А.К. Нурлыбаев



Акт

о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Федорова Сергея Григорьевича

Комиссия в составе: председатель Д.В. Ярына, члены комиссии: А.Ю. Пермяков, С.Н. Зайцев, Н.С. Гузиенко составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в ООО НПП «Доза» при проведении работ по периодической поверке установки поверочной нейтронного излучения УКПН-2М-Д в качестве рабочего эталона единицы мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договору от 25.10.2024 г. № 2579/24.

Председатель комиссии,
начальник метрологической службы

Д.В. Ярына

Члены комиссии:

Ведущий специалист по метрологии

А.Ю. Пермяков

Заместитель начальника службы
по эксплуатации

С.Н. Зайцев

Заместитель начальника службы РБ

Н.С. Гузиенко



ООО «ПримТехнополис»

690017, РФ, Приморский край, город Владивосток, улица Окатовая, 62, офис 1
ОКПО – 39879959, ОГРН – 1022501292340, ИНН/КПП 2536033273/253701001
Телефон/факс + 7 (423) 228-10-15/228-10-16 E-mail: info@ptp25.ru, <http://www.primtechnopolis.ru>



УТВЕРЖДАЮ
Генеральный директор
ООО «ПримТехнополис»

И. А. Скогоров
2026 г.

Акт
№ 1102/26-01

г. Владивосток

от «11» февраля 2026 г.

о внедрении результатов диссертационной работы на соискание ученой степени кандидата технических наук

Федорова Сергея Григорьевича

на тему «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения»

комиссия в составе:

председатель – заместитель генерального директора – начальник службы радиационной безопасности Алданов Виталий Александрович

и членов комиссии:

- руководитель испытательной лаборатории к.-ф.м.-н. Пивцаев Алексей Александрович
- руководитель метрологической службы Рябоконт Павел Алефтинович
- инженер-метролог Березовский Андрей Николаевич
- инженер-метролог Губин Юрий Владимирович

составила настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в ООО «ПримТехнополис» при проведении работ по первичной аттестации установки поверочной нейтронной УПН-АРГБ-1М в качестве рабочего эталона единиц поглощенной дозы, амбиентного эквивалента дозы, индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения и их мощностей по договору от 03.09.2025 г. № 2154/2025.

Внедрение результатов диссертационной работы Федорова С. Г. позволило осуществить передачу дозиметрических единиц величин нейтронного излучения с учетом исследования энергетического спектра нейтронов, а также значительно сократить затраченное время на проведение измерений на выезде и последующую обработку результатов измерений.

Председатель комиссии:

Алданов В. А.

Члены комиссии:

Березовский А. Н.

Губин Ю. В.

Пивцаев А. А.

Рябоконт П. А.

УТВЕРЖДАЮ
 Директор ФБУ «Новосибирский ЦСМ»

 М.П. О.Ю. Морозова
 «05» марта 2026 г.



Акт

о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Федорова Сергея Григорьевича

Комиссия в составе: председатель Е.И. Селиванов, члены комиссии: Е.В. Ефремова, Д.В. Манин составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в ФБУ «Новосибирский ЦСМ» при проведении работ по первичной аттестации установки поверочной нейтронного излучения УКПН-1М в качестве рабочего эталона единиц мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы, мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договору от 13.03.2025 г. № 230/2025.

Внедрение результатов диссертационной работы Федорова С.Г. позволило улучшить метрологические характеристики аттестуемой установки, осуществить передачу дозиметрических единиц величин нейтронного излучения с учетом исследования энергетического спектра нейтронов, а также значительно сократить затраченное время на проведение измерений на выезде и последующую обработку результатов измерений

Председатель комиссии:

Заместитель директора по метрологии
ФБУ «Новосибирский ЦСМ»


Е.И. Селиванов

Члены комиссии:

Начальник лаборатории измерений
параметров ионизирующих излучений
ФБУ «Новосибирский ЦСМ»


Е.В. Ефремова

Ведущий инженер по метрологии
лаборатории измерений
параметров ионизирующих излучений
ФБУ «Новосибирский ЦСМ»


Д.В. Манин

УТВЕРЖДАЮ

Директор Курского завода «Маяк» – филиала
АО «ННПО имени М.В. Фрунзе»

Е.А. Конарев



Акт

о внедрении результатов диссертационной работы
на соискание ученой степени кандидата технических наук*Федорова Сергея Григорьевича*

на тему «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения»

Комиссия в составе: председатель О.Э. Репренцева, члены комиссии: В.В. Горлов, М.А. Амелина, 11.03.2026 г. составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка методов и средств повышения точности, расширения энергетических и измерительных диапазонов при воспроизведении и передаче единиц мощности поглощенной дозы, мощностей амбиентного и индивидуального эквивалентов дозы нейтронного излучения» представляют практический интерес и были использованы в АО «ННПО имени М.В. Фрунзе» при проведении работ по первичной аттестации установок для поверки и градуировки дозиметрических приборов ИЛ-1 и для поверки нейтронных дозиметров и радиометров УПНД-1 в качестве рабочего эталона единиц мощности поглощенной дозы, мощности амбиентного эквивалента дозы и мощности индивидуального эквивалента дозы нейтронного излучения по договорам от 20.03.2025 г. № 120/2025 и от 27.05.2025 г. № 649/2025 соответственно.

Внедрение результатов диссертационной работы Федорова С.Г. позволило улучшить метрологические характеристики аттестуемой установки, осуществить передачу дозиметрических единиц величин нейтронного излучения с учетом исследования энергетического спектра нейтронов, а также значительно сократить затраченное время на проведение измерений на выезде и последующую обработку результатов измерений.

Председатель комиссии:

Главный метролог Курского завода «Маяк» -
филиала АО «ННПО имени М.В. Фрунзе»

О.Э. Репренцева

Члены комиссии:

Руководитель метрологической службы

В.В. Горлов

Начальник участка № 4

М.А. Амелина

Приложение Д

Свидетельство о государственной регистрации программы на ЭВМ № 2024669261

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2024669261

AD-Neutron

Правообладатель: *Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (РУ)*

Авторы: *Федоров Сергей Григорьевич (РУ), Дьяченко Владимир Михайлович (РУ), Левский Алексей Владимирович (РУ)*



Заявка № 2024668356

Дата поступления 06 августа 2024 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 15 августа 2024 г.

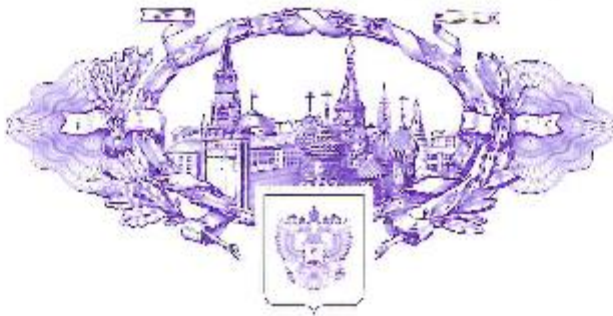
Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Ю.С. Зубов

Приложение Е

Свидетельство о государственной регистрации программы на ЭВМ № 2019663761

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО
о государственной регистрации программы для ЭВМ
№ 2019663761
ResFunction

Правообладатель: *Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ») (RU)*

Авторы: *Федоров Сергей Григорьевич (RU),
Дьяченко Владимир Михайлович (RU)*

Заявка № **2019662815**
Дата поступления **16 октября 2019 г.**
Дата государственной регистрации
в Реестре программ для ЭВМ **23 октября 2019 г.**

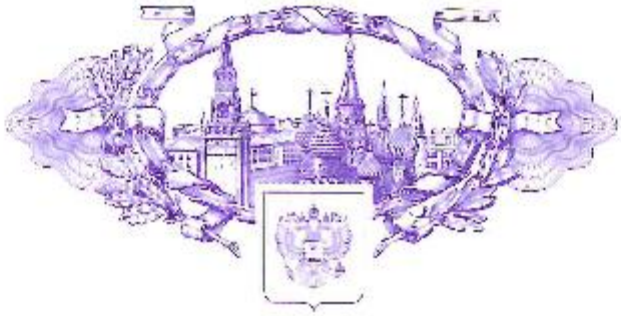


Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности
Г.П. Иванов **Г.П. Иванов**

Приложение Ж

Свидетельство о государственной регистрации программы на ЭВМ № 2019664008

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО
о государственной регистрации программы для ЭВМ
№ 2019664008

BSpectr

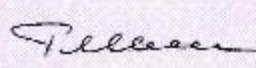
Правообладатель: *Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» (ФГУП «ВНИИФТРИ») (RU)*

Авторы: *Федоров Сергей Григорьевич (RU),
Дьяченко Владимир Михайлович (RU)*

Заявка № **2019662814**
Дата поступления **16 октября 2019 г.**
Дата государственной регистрации
в Реестре программ для ЭВМ **29 октября 2019 г.**



Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

 **И.И. Волков**

Приложение И

Патент на изобретение

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ
№ 2853692

**Блок регистрации нейтронного и гамма-излучений,
основанный на сцинтилляционном методе регистрации**

Патентообладатель: *Российская Федерация, от имени которой
выступает Федеральное агентство по техническому
регулированию и метрологии (РОССТАНДАРТ) (RU)*

Авторы: *Федоров Сергей Григорьевич (RU), Дьяченко
Владимир Михайлович (RU)*

Заявка № 2022120728

Приоритет изобретения 28 июля 2022 г.

Дата государственной регистрации

в Государственном реестре изобретений

Российской Федерации 25 декабря 2025 г.

Срок действия исключительного права

на изобретение истекает 28 июля 2042 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Ю.С. Зубов

