

**Федеральное государственное учреждение науки  
Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера  
Сибирского отделения Российской академии наук**

*На правах рукописи*

**Макаров Александр Николаевич**

**ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ЭПИТЕПЛОВЫХ  
НЕЙТРОНОВ УСКОРИТЕЛЬНОГО ИСТОЧНИКА  
ВРЕМЯПРОЛЕТНЫМ МЕТОДОМ**

01.04.01 Приборы и методы экспериментальной физики

**Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук  
Таскаев Сергей Юрьевич

**Новосибирск - 2015**

## Содержание

<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>4</b>
<b>ГЛАВА 1. ВЫБОР МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ .....</b>	<b>9</b>
<b>§ 1.1. ОБЗОР МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ.....</b>	<b>9</b>
1.1.1. Механический монохроматор .....	10
1.1.2. Механический селектор .....	11
1.1.3. Импульсный ускоритель .....	14
1.1.4. Кристаллический монохроматор .....	17
1.1.5. Магнитная нейтронография .....	19
1.1.6. Измерение энергии образующихся ядер отдачи.....	19
1.1.7. Детекторы на основе ядерных реакций .....	21
1.1.8. Полупроводниковые детекторы .....	26
1.1.9. Активационные фольги .....	27
1.1.10. Сферы Боннера.....	30
1.1.11. Пузырьковые детекторы .....	31
<b>§ 1.2. АНАЛИЗ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ     НА УСКОРИТЕЛЬНОМ ИСТОЧНИКЕ ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ .....</b>	<b>32</b>
<b>ГЛАВА 2. ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ .....</b>	<b>34</b>
<b>§ 2.1. УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ .....</b>	<b>34</b>
<b>§ 2.2. СХЕМА И ОСОБЕННОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО МЕТОДА НА     УСКОРИТЕЛЕ .....</b>	<b>42</b>
<b>§ 2.3. СОСТАВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ВРЕМЯПРОЛЕТНОГО СПЕКТРОМЕТРА .....</b>	<b>44</b>

2.3.1. Нейтронный детектор.....	44
2.3.2. Блок измерения времени пролета.....	51
2.3.3. Блок генерации высоковольтных импульсов.....	54
2.3.4. Электрическая изоляция нейтроногенерирующей мишени.....	57
<b>§ 2.4. РАСЧЕТЫ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ.....</b>	<b>59</b>
2.4.1. Расчет спектра нейтронов.....	59
2.4.2. Оценка энергетического разрешения диагностики.....	63
2.4.3. Оценка времени набора статистики.....	63
2.4.4. Калибровка энергии протонного пучка по порогу генерации нейтронов.....	65
2.4.5. Регистрация нейтронов и измерение скорости счета при подаче статического напряжения на мишень.....	67
<b>ГЛАВА 3. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ.....</b>	<b>69</b>
<b>§ 3.1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....</b>	<b>69</b>
<b>§ 3.2. ПОДАВЛЕНИЕ ШУМОВ.....</b>	<b>72</b>
3.2.1. Подавление электромагнитных наводок.....	72
3.2.2. Подавление шумовых нейтронов.....	73
3.2.3. Подавление шумовых $\gamma$ -квантов.....	81
3.2.4. Стабилизация энергии протонного пучка.....	84
3.2.5. Контроль положения протонного пучка.....	86
<b>§ 3.3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.....</b>	<b>89</b>
3.3.1. Сравнение полученного спектра с расчетом.....	90
3.3.2. Оценка погрешностей.....	93
3.3.3. Способы улучшения представленного метода.....	96
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>98</b>
<b>ЛИТЕРАТУРА.....</b>	<b>100</b>

## Введение

В настоящее время в качестве одной из перспективных методик лечения злокачественных опухолей рассматривается бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) [1]. БНЗТ представляет собой одну из форм бинарной радиотерапии, использующей селективное накопление нерадиоактивных ядер бор-10 в опухолевых клетках и их высокую способность поглощать тепловой нейтрон. Поглощение нейтрона ядром  $^{10}\text{B}$  приводит к экзотермической ядерной реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Продукты реакции имеют малые длины пробега (несколько микрон, порядка размера клетки) в биологической ткани, поэтому большая часть энергии ядерной реакции выделяется в той клетке, которая содержала бор-10. Таким образом, селективное накопление и последующее облучение нейтронами должны приводить к разрушению клеток опухоли с относительно малыми повреждениями окружающих нормальных клеток.

Для отработки методики БНЗТ и внедрения ее в клиническую практику требуются источники эпитепловых нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц. На данный момент в мире существует около десятка проектов ускорительных источников для БНЗТ (из них большинство находится в разработке и ни один ещё не готов к клиническим испытаниям)[2]. В ИЯФ СО РАН разработан источник нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой мишенью для генерации

нейтронов с помощью реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  [3]. В постоянном режиме получен протонный пучок с энергией 2 МэВ и током 1,6 мА [4], осуществлена генерация нейтронов [5] и проведены *in vitro* исследования с использованием клеток опухолей человека [6].

Методика БНЗТ предъявляет определенные требования к величине и спектру потока нейтронов. А именно, требуется не только высокая плотность потока нейтронов –  $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , но и оптимальная для БНЗТ энергия нейтронов в диапазоне от 1 кэВ до 30 кэВ [1]. Присутствие быстрых нейтронов, медленных нейтронов и  $\gamma$ -квантов, приводящих к дополнительной нелокализованной дозе облучения, не желательно. Высокие требования к точности определения поглощенной дозы при проведении БНЗТ делают задачу определения энергетического спектра нейтронов чрезвычайно **актуальной**.

Существует несколько известных способов измерения спектра нейтронов [7]. Некоторые из них обеспечивают недостаточную точность (пузырьковые детекторы, активационные методы), другие требуют использования сложного и громоздкого оборудования [8]. Рассматривалась возможность применения метода сфер Боннера [9] для измерения спектра нейтронов на созданной установке. В качестве альтернативы нами предложено использовать времяпролетный метод, когда специальным образом генерируются короткие вспышки нейтронного излучения, которые затем регистрируются с помощью удаленного детектора. По времени запаздывания нейтронов определяется скорость и восстанавливается энергетический спектр. Для формирования необходимых коротких вспышек нейтронов нами впервые предложено использовать пороговый характер генерации нейтронов в реакции протонов с литиевой мишенью  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ , модулируя энергию протонов.

**Целью** работы является измерение спектра нейтронов, генерируемых на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов в ИЯФ СО РАН. Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработать модулятор для генерации вспышек нейтронов и выбрать адекватную геометрию измерений.
2. Разработать и испытать спектрометр для выбранного метода измерений.
3. Измерить энергетический спектр генерируемых нейтронов.
4. Провести анализ полученных результатов и сравнить их с расчетными данными.
5. Выработать предложения по улучшению предложенного метода измерения спектра нейтронов.

**Научная новизна** работы:

Предложена и впервые экспериментально осуществлена генерация коротких импульсов нейтронного излучения в пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  за счет быстрой модуляции энергии протонного пучка при подаче импульсов высокого напряжения на электрически изолированную мишень.

На основе нового способа генерации коротких импульсов нейтронного излучения разработан времяпролетный спектрометр. С помощью созданного спектрометра измерен спектр нейтронов на ускорителе-тандеме для БНЗТ.

Предложен и реализован способ определения соотношения сигнал/шум при проведении измерений спектра нейтронов. Предложенный способ позволяет в реальном режиме времени отслеживать изменение соотношения сигнал/шум в эксперименте и при необходимости корректировать положение и энергию протонного пучка на нейтроногенерирующей мишени. Способ зарегистрирован в качестве объекта интеллектуальной собственности «ноу-хау».

Основная **теоретическая значимость** диссертационной работы состоит в том, что в источнике нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой мишенью предложен и реализован новый метод измерения энергетического спектра нейтронов. **Практическая значимость** заключается в том, что благодаря применению этого метода с высокой точностью измерен спектр генерируемых нейтронов и экспериментально продемонстрировано его соответствие требованиям БНЗТ.

Предложенный новый принцип создания коротких импульсов излучения может быть использован в пороговых реакциях на ускорителях как для реализации времяпролетного метода измерения спектров частиц, так и для других приложений. Результаты работы могут быть использованы также при расчете поглощенной дозы в *in vitro* экспериментах с использованием клеток опухолей человека и в *in vivo* экспериментах с лабораторными животными.

**Личный вклад** автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. При определяющем участии автора разработан и изготовлен генератор импульсов высокого напряжения, собран и откалиброван детектор нейтронов. Автором лично определены и решены специфические проблемы измерения спектра нейтронов предложенным способом. Автором лично получены и проанализированы экспериментальные результаты и восстановлен энергетический спектр нейтронов, генерируемых на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов.

Работы, составляющие материал диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИЯФ СО РАН. Материалы диссертации были представлены автором на международных конференциях: 3-й Международной конференции по текущим проблемам ядерной физики и атомной энергии (Киев, Украина, 2010), XIV и XVI Международных

конгрессах по нейтронозахватной терапии (Буэнос-Айрес, Аргентина, 2010; Хельсинки, Финляндия, 2014), 6-ой и 7-ой Школе молодых исследователей в области нейтронозахватной терапии (Синьчжу, Тайвань, 2011; Гранада, Испания, 2013).

На проведение исследований по теме диссертации была получена поддержка со стороны Министерства образования и науки РФ в рамках программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» в 2010-2011 гг. (Госконтракт № П21 от 25 марта 2010 г.)

По теме диссертации опубликовано 10 работ, из них 4 – в рекомендованных ВАК рецензируемых научных журналах [10-13], 5 – в трудах международных научных конференций [14-18], а также 1 в виде «ноу-хау» [19].

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

Разработка нового метода измерения энергетического спектра нейтронов путем генерации вспышек нейтронного излучения в припороговом режиме на стационарном пучке заряженных частиц.

Разработка и испытания времяпролетной диагностики для измерения спектра эпитепловых нейтронов.

Измерение энергетического спектра нейтронов, генерируемых в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  при энергии протонов  $1915 \pm 5$  кэВ.

## **Глава 1**

### **Выбор метода измерения спектра нейтронов**

В Главе 1 представлен обзор существующих способов измерения спектра нейтронов (в том числе уделено особое внимание методам, используемым на реакторных и ускорительных источниках нейтронов для БНЗТ в мире) и произведен их сравнительный анализ применительно к задаче измерения спектра эпитепловых нейтронов на ускорителе-тандеме для БНЗТ.

#### **§ 1.1. Обзор методов измерения спектра нейтронов**

Для измерения спектра нейтронов в диапазоне от сотых долей эВ до десятков МэВ применяются различные приборы и методы, к которым относятся:

- механический монохроматор,
- механический селектор,
- импульсный ускоритель,
- кристаллический монохроматор,
- магнитная нейтронография,
- измерение энергии образующихся ядер отдачи,
- детекторы на основе ядерных реакций,

- полупроводниковые детекторы,
- активационные фольги,
- сферы Боннера,
- пузырьковые детекторы.

Рассмотрим кратко каждый метод и проанализируем пригодность их применения к решению поставленной задачи измерения и анализа спектра эпитепловых нейтронов. Здесь и далее учитываем, что исследуемые нейтроны не являются релятивистскими.

### 1.1.1. Механический монохроматор

Механический монохроматор представляет собой прибор для выделения нейтронов определенной энергии из непрерывного спектра методом механического прерывания пучка. Обычно он состоит из двух кадмиевых дисков, расположенных на расстоянии  $\delta \sim 50$  см друг от друга на общей оси [7]. В дисках прорезаны радиальные щели под углом  $\varphi$ . Схематическое устройство монохроматора представлено на Рис. 1.

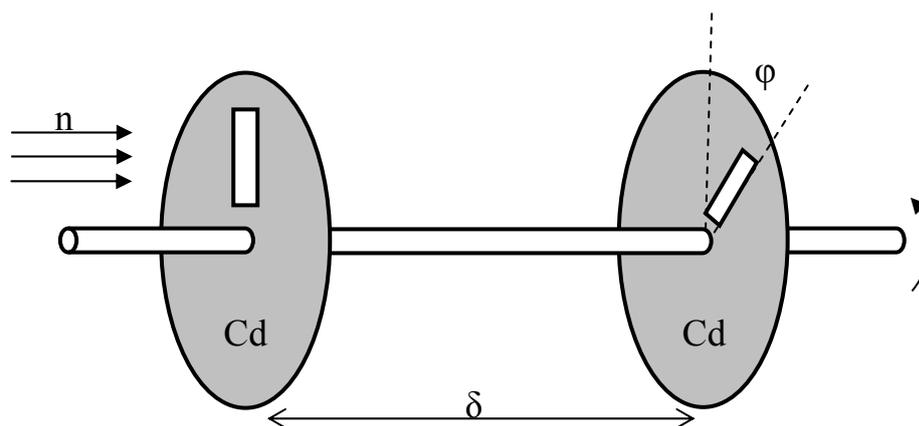


Рис. 1. Устройство механического монохроматора.

Если ось с дисками поместить в пучок нейтронов и привести в быстрое вращение, то через щель во втором диске пройдут только те нейтроны,

скорость которых удовлетворяет условию

$$v = 6 n \delta / \varphi, \quad (1)$$

где  $n$  – число оборотов оси в минуту,  $\delta$  – расстояние в см,  $\varphi$  – градусы. Нейтроны, не прошедшие через щель, застревают в кадмиевых дисках. Кадмий является хорошим поглотителем тепловых нейтронов. Пластина из кадмия толщиной 1 мм в 1000 раз уменьшает поток тепловых нейтронов. Поскольку нейтроны с энергиями более 0,3 эВ легко проходят сквозь кадмиевые диски, применимость метода механического монохроматора ограничена. Он может быть применен только в том случае, когда в измеряемом потоке нейтронов отсутствуют нейтроны с энергиями более 0,3 эВ.

Изменяя  $\varphi$  (или  $n$ ), можно выделять из пучка нейтроны со скоростями, лежащими в интервале  $v \div v + \Delta v$  (или с энергией  $E \div E + \Delta E$ ). Разрешающая способность прибора определяется интервалом  $\Delta v$  (или  $\Delta E$ ). Применяя вместо кадмиевых дисков стальной цилиндр с криволинейными щелями специально рассчитанной формы можно получить диапазон измеряемых энергий нейтронов от  $10^{-3}$  до 1 эВ.

### 1.1.2. Механический селектор

Более совершенный прибор представляет собой механический селектор, основанный на методе времени пролета. Нейтроны разной энергии (и, следовательно, с разной скоростью) вылетают из источника и попадают на селектор-прерыватель – вращающийся диск или цилиндр с щелью. Сквозь щель проходит импульс из смеси нейтронов с разными скоростями. После пролета определенного расстояния импульс растягивается: быстрые нейтроны приходят первыми, медленные отстают [20]. Таким образом, по времени запаздывания нейтронов можно определять их энергию.

Детальное устройство такого прибора показано на Рис. 2 [7]. На рисунке обозначено:  $\mathcal{C}$  – стальной цилиндр диаметром 4 см, полость которого заполнена чередующимися слоями из алюминия и кадмия толщиной соответственно 0,75 и 0,15 мм. При расположении слоев цилиндра параллельно пучку через цилиндр будет проходить до  $0,75/(0,75 + 0,15) = 5/6$  первоначального пучка тепловых нейтронов. При небольшом повороте цилиндра ( $\approx 3^\circ$ ) пучок, если он хорошо сколлимирован, будет полностью перекрываться. Таким образом, вращающийся цилиндр выполняет функции затвора.

При быстром вращении цилиндра ( $\approx 15\,000$  об./мин) за ним должен возникать пульсирующий пучок тепловых нейтронов, вылетающих из цилиндра короткими импульсами с частотой следования 500 импульсов/с и длительностью  $3,3 \cdot 10^{-5}$  с. Для выделения нейтронов определенной скорости используется детектор – ионизационная камера, наполненная  $\text{BF}_3$ .

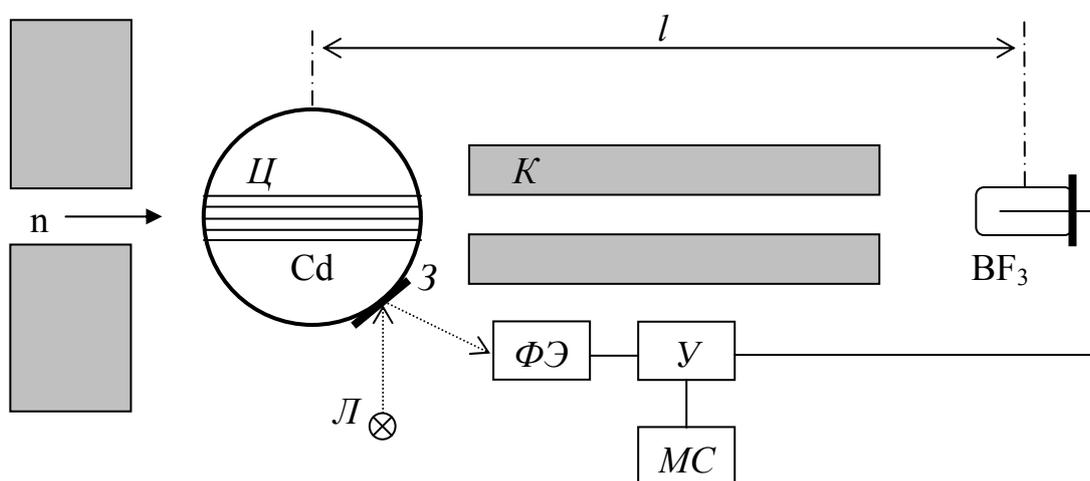


Рис. 2. Устройство механического селектора. Обозначения даны в тексте.

Ионизационная камера подсоединяется к механическому счетчику  $МС$  через усилитель  $У$ , который отпирается на короткое время сигналами от фотоэлемента  $\Phi Э$ , возникающими в нем через определенное время  $t$  после

каждого импульса нейтронов. Это достигается при помощи укрепленного на цилиндре зеркальца  $Z$ , которое отражает луч света от лампочки  $L$  на фотоэлемент при определенных положениях цилиндра (можно также пропускать луч света через щель в оси цилиндра). Специальное электронное устройство, называемое временным анализатором, фиксирует интервал времени между нейтронной вспышкой и моментом попадания нейтрона в детектор, т. е. время пролета нейтронами расстояния от источника до детектора.

Время пролета определяется формулой  $\tau = l/v$ , где  $v$  – интересующая нас скорость нейтронов,  $l$  – пролетное расстояние (между цилиндром и детектором). Образующиеся импульсы нейтронов длительностью  $\Delta\tau$ , возникающие за цилиндром при его вращении, по мере их продвижения к детектору будут растягиваться из-за того, что их передние фронты будут двигаться быстрее, чем задние. Растянутый импульс можно расчленить на участки с разными значениями скоростей (энергий) нейтронов, если включить детектор на короткое время  $\Delta\tau'$  при прохождении через него участка пакета с интересующей нас скоростью.  $\Delta\tau'$  определяется временем прохождения через ионизационную камеру и временем, на которое открывается усилительное устройство. Так как

$$E = m v^2/2 = (m l^2/2)/(1/\tau^2), \quad (2)$$

где  $\tau$  определяется с точностью до  $d\tau = \Delta\tau + \Delta\tau'$ , то значение энергии выделяемых нейтронов будет иметь неопределенность

$$dE = (m l^2/2)/(2d\tau/\tau^3) = -2E d\tau/\tau. \quad (3)$$

Разрешающая способность прибора определяется как

$$dE/E = -2d\tau/\tau = -2v d\tau/l. \quad (4)$$

Механический селектор пригоден для исследования тепловых и

эпитепловых нейтронов, однако и для них разрешающая способность составляет 0,03 – 0,2 в зависимости от скорости нейтронов.

Для расширения области исследуемых энергий кадмий может быть заменен другими материалами (никель, сталь, хром), которые характеризуются более плавным ходом сечения поглощения в зависимости от энергии нейтронов и, следовательно, при достаточно большой толщине могут использоваться как поглотители нейтронов и при высоких энергиях. Применение в качестве затворов массивных цилиндров, изготовленных из этих материалов, позволило расширить область применения метода до диапазона  $10^4$  эВ, а использование цилиндров, изготовленных из металла в комбинации с водородсодержащими пластиками, – до  $10^5$  эВ. Поскольку разрешающая способность времяпролетного метода быстро ухудшается с ростом энергии нейтронов, использование массивных затворов из поглотителей требует существенного повышения разрешающей способности. Это достигается увеличением скорости вращения (до 40000 об./мин), улучшением коллимации пучка, уменьшением ширины каналов (до 0,5 мс) и, наконец, увеличением пролетного расстояния (до 100 – 200 м).

### 1.1.3. Импульсный ускоритель

В основе этого метода лежит получение пульсирующего пучка медленных нейтронов при помощи ускорителя, формирующего короткие пакеты ускоренных ионов. Схема метода показана на Рис. 3 [7], общий принцип состоит в следующем. Если перед вращающимися пакетами ускоренных ионов в циклотроне поставить мишень (практически прозрачную для ионов, например тонкий лист бериллия), можно получить пульсирующие пучки быстрых нейтронов. С помощью замедлителя *П* (например, парафин) из

этих пучков можно получить короткие пакеты медленных нейтронов, процесс детектирования которых идентичен методу механического селектора.

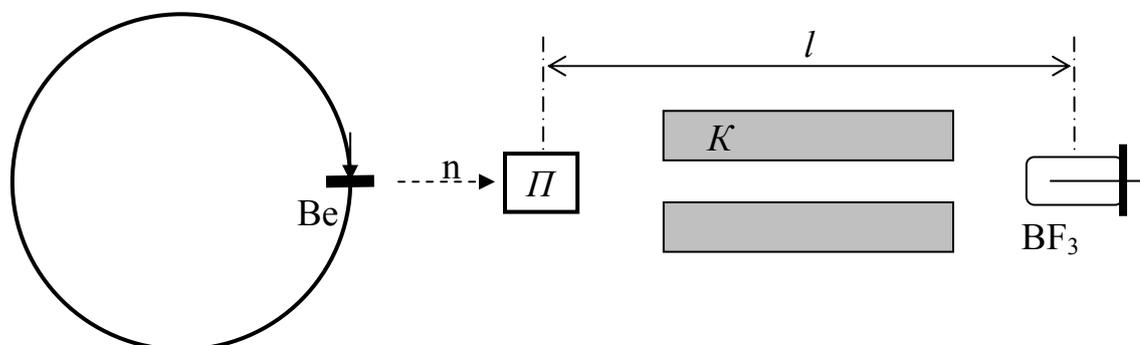


Рис. 3. Схема получения пульсирующего пучка нейтронов методом импульсного ускорителя.

Замедлитель уменьшает кинетическую энергию нейтронов в результате многократных столкновений с атомными ядрами вещества. Быстрые нейтроны при соударениях с атомными ядрами теряют энергию крупными порциями, расходуя ее главным образом на возбуждение ядер или их расщепление. В результате одного или нескольких столкновений энергия нейтрона становится меньше минимальной энергии возбуждения ядра (от десятков кэВ до нескольких МэВ в зависимости от свойств ядра). После этого рассеяние нейтрона ядром становится упругим. При одном упругом соударении нейтрон теряет в среднем долю энергии, равную

$$2A/(A + 1)^2, \quad (5)$$

где  $A$  – массовое число ядра мишени. Эта доля мала для тяжелых ядер (1/100 для свинца) и велика для легких ядер (1/7 для углерода и 1/2 для водорода). Поэтому замедление нейтронов происходит на легких ядрах гораздо быстрее, чем на тяжелых.

Разрешающая способность метода определяется аналогично (4):

$$dE/E = -2d\tau/\tau, \quad (6)$$

где  $\tau$  – пролетное время,  $d\tau$  – неопределенность в его величине. Значение  $d\tau$  определяется длительностью импульса, модулирующего ионный поток, и разбросом во времени замедления для нейтронов различных энергий. Достоинством метода (в отличие от метода механического селектора, который ограничен скоростью вращения барабана) является практическое отсутствие верхней границы области измерения.

Данный метод широко используется для метрологических целей. Например, ORELA – нейтронный спектрометр по времени пролета, созданный в Ок-Ридже (США) на базе линейного ускорителя электронов с энергией до 180 МэВ [8]. Электроны за счет тормозного  $\gamma$ -излучения выбивают из мишени  $10^{11}$  нейтронов за время электронного импульса ( $t = 4 - 30$  нс) при частоте повторения импульсов до 1000 за 1 с. Разрешение такого спектрометра при длине пролета  $l = 100$  м и энергии нейтронов  $E = 100$  эВ составляет  $3 \cdot 10^{-3}$ .

Для целей БНЗТ, в частности для изучения системы формирования пучка нейтронов, метод импульсного ускорителя использовался на электростатическом ускорителе ЭГ-1 ФЭИ (г. Обнинск) [21]. Для реализации метода импульсный протонный пучок с энергией 2,3 МэВ и длительностью импульса на литиевой мишени 200 нс обеспечивался с помощью специального импульсного режима работы ускорителя ЭГ-1. Для регистрации нейтронов использовалось литиевое стекло NE-905 толщиной 0,3 см и диаметром 5 см. Источник нейтронов и детектор были установлены в разных помещениях, разделенных защитной стеной толщиной 2 м, в которой проделан канал диаметром 100 мм. Измерения в широкой области энергий нейтронов 0,001 – 1 МэВ выполнялись на пролетной базе 7 м с периодом импульсов 27  $\mu$ с при среднем протонном токе 2  $\mu$ А. В области энергий 2,5 эВ – 10 кэВ измерения были проведены на базе 3,5 м с периодом протонных импульсов 220  $\mu$ с.

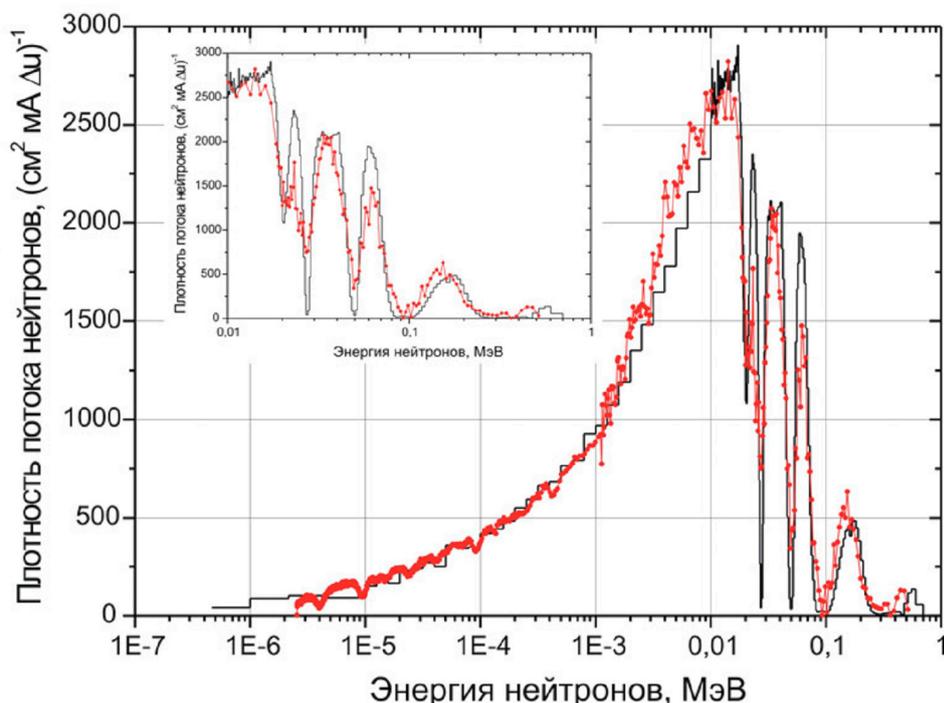


Рис. 4. Спектр нейтронов после их прохождения через систему формирования пучка нейтронов, измеренный с помощью метода импульсного ускорителя [21].

На Рис. 4 представлено сравнение измеренного (точки) и рассчитанного (линия) спектра нейтронов. При обработке результатов была сделана поправка на замедление нейтронов в материалах системы формирования пучка нейтронов. Величина плотности потока нейтронов отнесена к единичному интервалу летаргии  $\Delta u$ . Под летаргией здесь и далее понимается безразмерная величина

$$u = \ln E_0/E, \quad (7)$$

где  $E_0$  – выбранная фиксированная энергия. Эта величина вводится для удобства представления результатов на логарифмической шкале энергии.

#### 1.1.4. Кристаллический монохроматор

Поскольку дебройлевская длина волны частицы, для медленных нейтронов равная  $0,03 \cdot 10^{-10} - 3 \cdot 10^{-10}$  м, такого же порядка, что и расстояние

между плоскостями в некоторых кристаллах (например, для кристалла LiF оно равно  $2,32 \cdot 10^{-10}$  м), при падении медленных нейтронов на плоскость кристалла будет наблюдаться их отражение под углом  $\theta$ .

На Рис. 5 приведена схема измерений при помощи метода дифракции нейтронов от кристалла [7]. Пучок медленных нейтронов, проходя через коллиматор  $K$ , попадает на кристалл  $Kp$ , отражается и регистрируется детектором  $D$ .

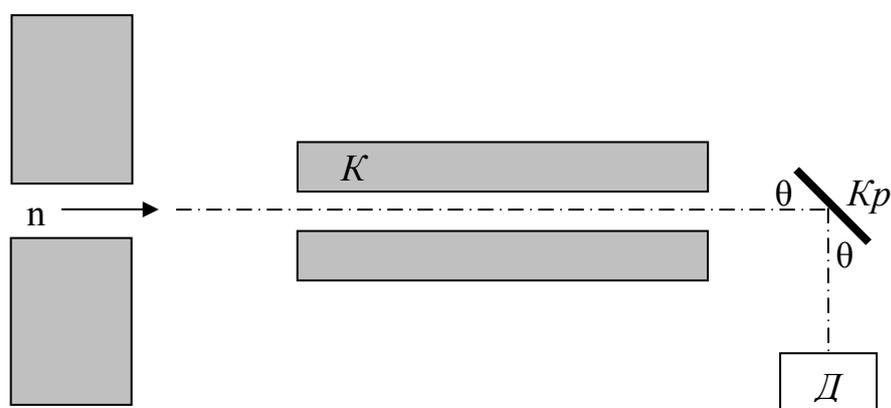


Рис. 5. Схема метода кристаллического монохроматора.

Связь между углом  $\theta$ , длиной волны и постоянной решетки  $d$  дается известной формулой Брегга – Вульфа:

$$2d \sin \theta = 2\pi n \lambda, \quad (8)$$

где  $n$  – порядок отражения. Так как  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$ ,  $h$  – постоянная Планка, то

можно получить связь между энергией нейтронов  $E$  и углом отражения  $\theta$ :

$$E = (h^2/8 m d^2)(n^2/\sin^2\theta). \quad (9)$$

Изменяя угол  $\theta$ , можно изменять энергию отраженных нейтронов. Разрешающая способность метода определяется как  $dE/E \sim -2\text{ctg}\theta d\theta$ , и ухудшается с ростом энергии. Современные приборы имеют разрешающую

способность порядка  $10^{-3}$ . Область применения метода кристаллического монохроматора ограничена энергиями от 0,01 эВ до 100 эВ.

### **1.1.5. Магнитная нейтронография**

Наличие у нейтрона магнитного момента, который может взаимодействовать с магнитными моментами атомов в кристаллах, позволяет осуществить магнитную дифракцию нейтронов на магнитоупорядоченных кристаллах, что является основой магнитной нейтронографии.

Атомы некоторых элементов (переходных металлов, редкоземельных элементов и актиноидов) обладают ненулевым спиновым и (или) орбитальным магнитным моментом. Ниже определенной критической температуры магнитные моменты этих атомов в чистых металлах или в соединениях устанавливаются упорядоченно – возникает упорядоченная атомная магнитная структура. Это существенно влияет на свойства магнетика.

Данный метод требует высокой точности осуществляемого эксперимента и теоретических знаний квантовой природы магнитной структуры нейтрона и атомов детектора, вследствие чего использование этого метода затруднительно. Однако в настоящее время разрабатывается спектрометр нейтронов широкого спектра энергии EIGER (Enhanced Intensity and Greater Energy Range) и CAMERA (Continuous Angle Multiple Energy Readout Analysis), основанный на этом методе регистрации [22].

### **1.1.6. Измерение энергии образующихся ядер отдачи**

В этом методе в качестве мишени нейтронов используется сцинтилляционный детектор, имеющий в своем составе вещество с большим содержанием ядер водорода, и вещество-сцинтиллятор (при взаимодействии протонов с которым образуется люминесценция). В качестве вещества

детектора могут быть использованы органические кристаллы (антрацен, стильбен), жидкие сцинтилляторы, а также сцинтилляторы с пластиком.

Быстрые нейтроны в упругих столкновениях образуют в веществе детектора протоны отдачи. Их энергия распределяется равномерно от нуля до полной энергии первичного нейтрона. Протон вызывает в сцинтилляторе вспышку света, интенсивность которой однозначно связана с энергией протона. Путем анализа амплитуд импульсов с выхода детектора получают энергетический спектр протонов отдачи.

Вследствие равномерного характера передачи энергии нейтроном протону форма измеренной спектральной линии представляет собой непрерывное распределение. При регистрации нейтронов разных энергий происходит наложение амплитудных распределений. В результате конечной обработки возможно разложить этот непрерывный спектр на отдельные составляющие, представляющие собой ступеньки. Площадь под каждой ступенькой пропорциональна потоку нейтронов с энергией, соответствующей максимальному значению амплитуды импульса в ступеньке. Длительность светового импульса, вызываемого нейтронами, составляет порядка 130 нс. Эффективность детектирования нейтронов с энергией 100 кэВ, например, в случае стильбенового кристалла толщиной 1 см, составляет 60 %.

В качестве вещества детектора также может быть использован водород или метан при давлении до 2 атм. Абсолютное значение эффективности такого метода ~ 1 %.

С помощью этого метода возможно производить измерение непрерывного спектра быстрых нейтронов с энергией от 30 кэВ до 3 МэВ. Нейтроны с энергией ниже 30 кэВ не могут регистрироваться, поскольку генерируемые ими импульсы сравнимы по величине с шумом фотоумножителя. Наилучшее время разрешения составляет примерно 1 нс,

особенно при использовании идентификации нейтронов на основе цифровых методов [23].

Примером спектрометра быстрых нейтронов высокого разрешения на основе жидкого сцинтиллятора является нейтронный комплекс мезонной фабрики Института ядерных исследований РАН [24]. Эффективность регистрации нейтронов с энергией от 3 до 15 МэВ не ниже 0,2 %, аппаратное разрешение составляет 20 %.

Наибольшая трудность при работе со сцинтилляционными детекторами связана с тем обстоятельством, что чувствительность детектора к  $\gamma$ -квантам и нейтронам примерно одна и та же. Использование сцинтиллятора в качестве вещества детектора делает его непригодным для больших доз радиации.

Пример такого спектрометра, используемого для изучения спектра нейтронов, есть на медицинском реакторе для БНЗТ в Брукхейвене [25].

### 1.1.7. Детекторы на основе ядерных реакций

Анализ спектра нейтронов можно проводить без их выделения по энергиям. Для этого используются нейтронные счетчики, основанные на регистрации вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия нейтронов с атомными ядрами [26].

Для регистрации медленных нейтронов используются:

- ядерные реакции расщепления легких ядер под действием нейтронов с регистрацией  $\alpha$ -частиц и протонов. Для регистрации тепловых нейтронов пригодны ядерные реакции с вылетом заряженных частиц (экзотермические). К ним относятся реакции:





- реакции деления тяжелых ядер с регистрацией осколков деления ( ${}_{92}\text{U}^{233}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{235}$ ,  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  и др);
- радиационный захват нейтронов ядрами ( $n, \gamma$ ) с регистрацией  $\gamma$ -квантов, а также возбуждение искусственной радиоактивности, например с помощью детекторов медленных нейтронов, изготовленных из серебра и родия, в которых под действием нейтронов идут реакции радиационного захвата по схемам:  ${}_{47}\text{Ag}^{109}(n, \gamma){}_{47}\text{Ag}^{110}$  и  ${}_{45}\text{Rh}^{103}(n, \gamma){}_{45}\text{Rh}^{104}$  с последующим распадом образующихся  $\beta$ -радиоактивных изотопов:  ${}_{47}\text{Ag}^{109} \rightarrow {}_{48}\text{Cd}^{109}$  за 24 с и  ${}_{45}\text{Rh}^{104} \rightarrow {}_{46}\text{Pd}^{104}$  за 44 с. В средних и тяжелых ядрах радиационный захват затруднен из-за большого кулоновского барьера ядра.

Для повышения эффективности нейтронных счетчиков их конструируют так, чтобы порождение нейтронами заряженных частиц и регистрация этих частиц происходили в одном и том же объеме.

Можно выделить три основных типа нейтронных счетчиков, в которых используются ядерные реакции.

Самым простым и самым распространённым типом таких счетчиков являются пропорциональные нейтронные счетчики. Чаще всего это обычный пропорциональный счетчик, наполненный газообразным трифторидом бора  $\text{BF}_3$  (также используется триметил бора  $\text{B}(\text{CH}_3)_3$ ). Попадающий в счетчик нейтрон производит реакцию (10), а ее продукты, ионизируя газ, дают импульсы напряжения, которые регистрируются. Точность измерения борным счетчиком энергии нейтрона не превышает нескольких процентов и определяется процентом нейтронов, вызвавших реакцию. Вероятность этой реакции пропорциональна ее сечению, поэтому эффективность с ростом энергии нейтронов ухудшается и становится слишком малой для энергии нейтронов больше 100 кэВ. Зато такой счетчик можно легко сделать

нечувствительным к фону  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения с энергиями до нескольких МэВ. Борные счетчики практически не дают информации о спектре нейтронов, однако для целей БНЗТ могут использоваться для мониторинга наличия пучка нейтронов и для изучения тепловых нейтронов в фантоме, например как в [27].

Реже применяются счетчики с борным покрытием. При давлении 1 атм. эффективность счетчика с обогащенным бором длиной 20 см составляет 90 % для тепловых нейтронов и всего 3 % для 100 эВ нейтронов. Для детектирования быстрых нейтронов применяется замедлитель (например, парафиновый). У показанного на Рис. 6 длинного счетчика Мак-Таггарта зависимость эффективности счетчика от энергии изменяется только на 3 % в области энергий от 25 кэВ до 5 МэВ [28].

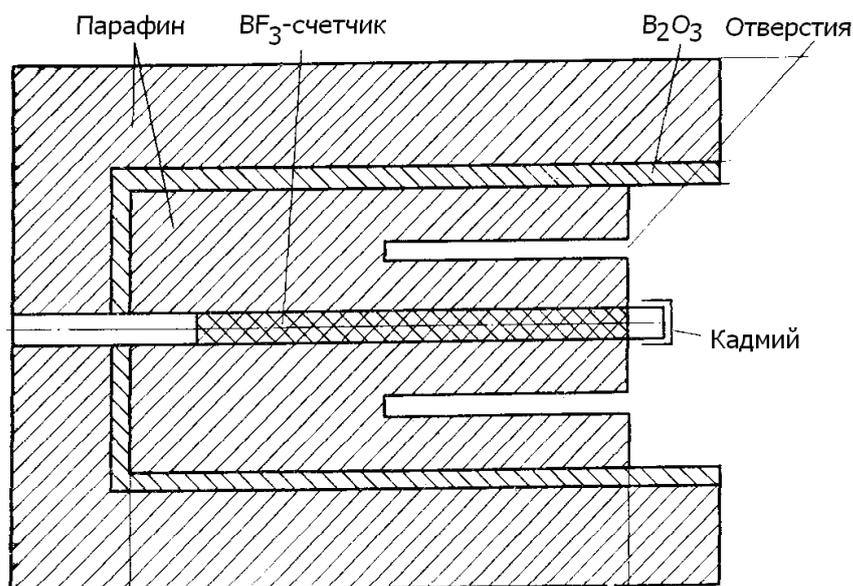


Рис. 6. Пропорциональный нейтронный счетчик Мак-Таггарта.

Второй тип нейтронных счетчиков, в которых используются ядерные реакции – это сцинтилляционные нейтронные счетчики. В таких сцинтилляционных счетчиках рабочим веществом обычно является кристалл йодистого лития LiI, активированный таллием для создания

сцинтилляционных свойств. В этом кристалле нейтрон вызывает реакцию (11), продукты которой регистрируются обычным способом. Применяются также сцинтилляторы, содержащие бор или делящийся медленными нейтронами уран  ${}_{92}\text{U}^{235}$ . Из-за малых пробегов заряженных частиц в твердых телах такие счетчики могут иметь малые размеры при большой эффективности ( $\sim 50\%$ ).

Недостаток таких сцинтилляционных счетчиков, использующих ядерные реакции, такой же, как и у большинства сцинтилляторов – высокая чувствительность к фону  $\gamma$ -излучения. Для подавления этого эффекта может быть применен, например, сернистый цинк ZnS, активированный серебром, у которого световой люминесцентный выход мал для электронов и велик для тяжелых заряженных частиц.

Широкое применение такие детекторы нашли в астрофизике. Одним из примеров является нейтронный спектрометр NS, расположенный на борту космического аппарата Mars Odyssey [29]. Mars Odyssey был запущен 7 апреля 2001 года и с 24 октября 2001 года находится на околомарсианской орбите. Среди задач Mars Odyssey — поиск воды на планете, а также сбор информации, которая могла бы объяснить геологическую историю Марса. Для этого спутник собирает данные о химических элементах, находящихся на поверхности Красной планеты. Схема образования нейтронов показана на Рис. 7. Нейтронный спектрометр NS представляет собой сцинтилляционный детектор из борного пластика, разделенного на секции, информация с которых считывается обычными фотоумножителями. Нейтроны взаимодействуют с веществом детектора согласно реакции (10). Счетчик создан для регистрации эпитепловых нейтронов. Аппаратное разрешение такого счетчика составляет порядка  $10^{-3}$ . Аналогичные сцинтилляторы с борным пластиком используются для БНЗТ например в [31].

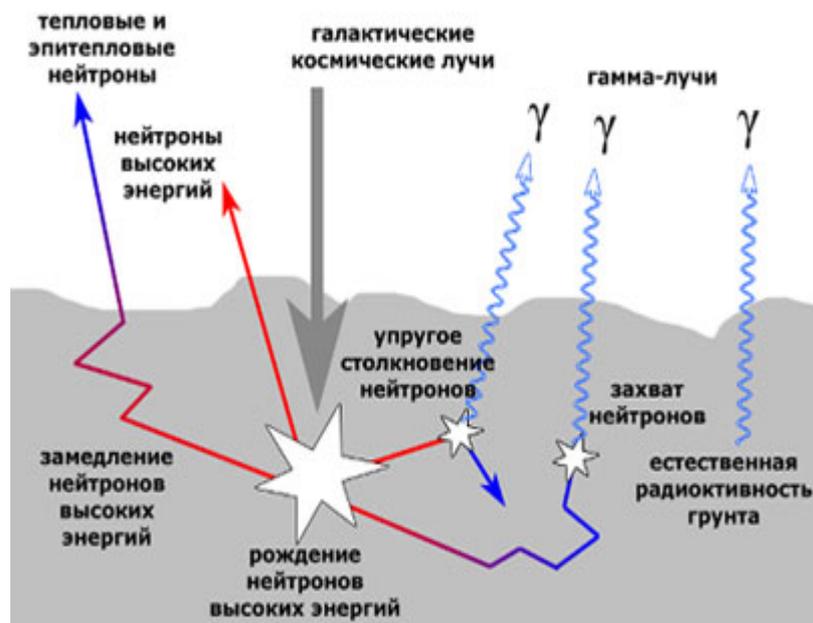


Рис. 7. Схема образования нейтронов на поверхности Марса при взаимодействии с космическими лучами [30].

Делительные камеры можно отнести к третьему типу нейтронных счетчиков. Делительная камера представляет собой ионизационную камеру (часто многослойную), электроды которой покрыты тонким слоем окиси  $U_3O_8$  изотопа урана  ${}_{92}U^{235}$ . Под действием нейтронов уран делится с образованием тяжелых (сильно ионизирующих осколков), имеющих энергию порядка 200 МэВ. Измеряя энергию, заряд и массу осколков деления, можно восстановить первоначальную энергию нейтронов. Толщина слоя окиси урана равна пробегу осколков и имеет порядок  $1 \text{ мг/см}^2$ . Из-за этого эффективность регистрации для одной пластины не превышает десятых долей процента. Использованием большого числа пластин эффективность удастся довести до нескольких процентов. Основное преимущество делительной камеры состоит в эффективной регистрации даже при наличии очень интенсивного фона излучения. Однако следует учесть, что при делении тяжелых ядер могут быть обнаружены до 80 (в случае  ${}_{92}U^{235}$ ) различных ядер-осколков, которые

преобразуются в другие ядра – продукты деления. Пример использования такого детектора для БНЗТ есть в исследовательском реакторе WSU TRIGA [32].

### 1.1.8. Полупроводниковые детекторы

В настоящее время широко используются полупроводниковые нейтронные спектрометры, работающие за счет образования электрон-дырочных пар при воздействии радиации на материал детектора. По сравнению с газонаполненными счетчиками такие детекторы имеют намного бóльшую эффективность регистрации. Примером такого прибора является спектрометр нейтронов высокой энергии СНВЭ, который предполагается разместить на борту международной космической станции [24]. Полупроводниковый детектор измеряет спектр энерговыделения вторичных заряженных частиц, возникающих при ядерных взаимодействиях между нейтронами и ядрами, содержащимися в активном веществе детектора. Для определения спектра первичных нейтронов необходимо знать функцию отклика детектора для широкого набора энергий нейтронов, что является существенным недостатком данного метода. Диапазон измеряемых нейтронов – от тепловых до 200 МэВ. Разрешающее время  $\sim 1$  нс.

К недостаткам полупроводниковых детекторов можно отнести малую эффективность при регистрации  $\gamma$ -квантов больших энергий; ухудшение разрешающей способности при нагрузках больше  $10^4$  частиц в секунду; конечное время жизни детектора при высоких дозах облучения из-за накопления радиационных дефектов. Малые размеры доступных монокристаллов (диаметр  $\sim 3$  см, объем  $\sim 100$  см<sup>3</sup>) ограничивают применение таких детекторов в ряде областей, однако для целей БНЗТ подобные детекторы успешно применяются [33].

### 1.1.9. Активационные фольги

Активационные фольги позволяют производить измерения потока и спектра нейтронов. В рабочем веществе такого детектора нейтроны, поглощаясь, образуют  $\alpha$ - или  $\beta$ -активные ядра. Возникающая при этом активность для монохроматических нейтронов пропорциональна потоку нейтронов.

Активационный метод основан на существовании нейтронных резонансов – резкого увеличения (в  $10 - 10^5$  раз) поглощения и рассеяния нейтронов вблизи определенных энергий. Способность поглощать медленные нейтроны сильно меняется от ядра к ядру. На Рис. 8 приведен пример сечения захвата нейтронов для изотопа индия  ${}_{49}\text{In}^{115}$ .

Для тонкого активатора число  $Q$  радиоактивных ядер, образуемых в единицу времени, определяется как:

$$Q = N \sigma \Phi, \quad (13)$$

где  $\Phi$  – поток нейтронов,  $\sigma$  – сечение активации (зависит от энергии нейтронов),  $N$  – число способных к активации ядер в веществе детектора. За время  $dt$  число  $n$  активных ядер изменится на

$$dn = Q dt - \lambda n dt, \quad (14)$$

где  $\lambda$  – постоянная распада. Решив это уравнение, можно получить, что после облучения продолжительностью  $t$  с в активаторе будет  $n(t)$  активных ядер

$$n(t) = Q (1 - e^{-\lambda t}) / \lambda. \quad (15)$$

Если теперь этот активатор извлечь из потока нейтронов и поместить в измерительную установку с эффективностью регистрации  $\eta$ , то будет зарегистрировано

$$Y(t) = \eta N \sigma \Phi (1 - e^{-\lambda t}) \text{ импульсов/с.} \quad (16)$$

Из формулы (16) можно определить поток нейтронов  $\Phi$ . В качестве активатора чаще всего используются изотопы  ${}_{49}\text{In}^{115}$ ,  ${}_{79}\text{Au}^{197}$ ,  ${}_{27}\text{Co}^{57}$ .

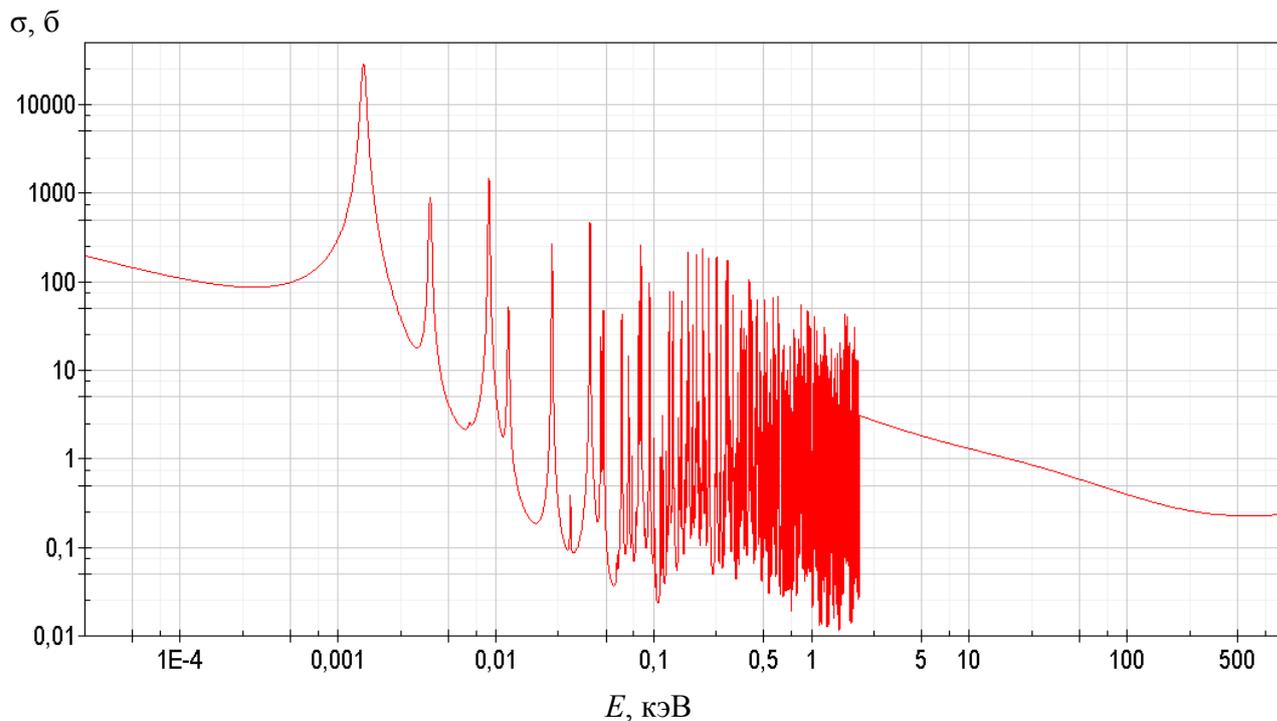


Рис. 8. Зависимость сечения захвата нейтронов от их энергии для  ${}_{49}\text{In}^{115}$  из базы данных ENDF/B-VII.1.

Поскольку реальные нейтронные потоки немонахроматичны и имеют широкий разброс по энергиям, активационный детектор выдает лишь интегральную характеристику, зависящую не только от энергетического распределения нейтронов, но и от энергетического хода сечения активации. Более «чистую» информацию возможно получить, используя несколько пороговых активационных детекторов (на таких веществах реакции  $(n,p)$  или  $(n,\gamma)$  идут при определенной энергии нейтронов, выше пороговой).

Достоинствами активационного метода являются: относительная простота, дешевизна, портативность вследствие малых размеров и возможность отделить процесс измерения активности от процесса облучения.

Недостатки таких детекторов связаны с тем, что из-за сложной атомной структуры ядер существует сложная зависимость поглощаемых первоначальных нейтронов от их энергии и вещества детектора. Поэтому для корректного восстановления спектра с помощью активационных детекторов в том числе необходима априорная информация о форме спектра. Также существенным недостатком является время сбора информации детектором, которое составляет от нескольких минут до нескольких суток в зависимости от вещества детектора (не менее периода полураспада). Более того, активационные детекторы неустойчивы перед большим потоком радиации.

Для целей БНЗТ активационные методы используются весьма широко. Большим преимуществом является то, что нейтронная активационная спектрометрия может быть применена к любой области измерения нейтронов: в воздухе, в фантоме или в экспериментах *in vivo*. Активационная спектрометрия используется в экспериментах по БНЗТ во всем мире в качестве основного рекомендуемого метода для определения параметров эпитепловых нейтронных пучков [34-36]. Она также успешно применяется для изучения пучков тепловых нейтронов [37] и управляемых ускорителем быстрых нейтронных пучков, предназначенных для использования в БНЗТ-дополненной терапии быстрыми нейтронами [38]. В недавно вышедшей книге о нейтронозахватной терапии целая глава отводится активационным методам, применяемым для БНЗТ [1, с. 229]. Такое широкое использование активационных методов связано в том числе с удобством сравнения различных источников нейтронов и с возможностью создания стандартных протоколов лечения на основе такого сравнения.

Активационный метод был использован и в данной работе для изучения пространственного распределения потока нейтронов (Глава 3).

### 1.1.10. Сферы Боннера

Метод сфер Боннера (метод шаровых замедлителей) был впервые предложен для спектрометрии нейтронов в 1960 г. [9], и впоследствии он получил достаточно широкое применение для исследования нейтронных полей на ускорителях, а также в верхних слоях атмосферы и на борту космических кораблей в силу простоты его реализации. В последнее время этот метод активно развивается для приложений, связанных с исследованием полей высокоэнергетичных нейтронов [39].

Стандартный подход основан на последовательной установке компактного детектора с высокой чувствительностью к медленным и тепловым нейтронам (например, монокристалл LiI или активационные фольги) внутри полиэтиленовых шаров-замедлителей диаметром от нескольких сантиметров до десятков сантиметров. Сопоставление скорости счета детектора, полученной с различными шарами-замедлителями, позволяет сделать некоторые заключения о спектре нейтронов, поскольку чувствительность при увеличении диаметра шаров смещается в область быстрых нейтронов.

Недостатком метода является то, что для нахождения информации об энергетическом спектре нейтронов  $\varphi(E)$  из полученных в эксперименте данных  $u(z)$  необходимо решить интегральное уравнение вида

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} K(z, E)\varphi(E)dE = u(z), \quad (17)$$

где ядро уравнения  $K(z, E)$  является аппаратной функцией отклика детектора на падающие нейтроны с энергией  $E$ . Неопределенность, с которой известны функции  $u(z)$  и  $K(z, E)$ , в реальном эксперименте приводит к невозможности получения точного решения уравнения ввиду его высокой чувствительности к величинам погрешностей измерений, т.е. задача восстановления спектра

нейтронов в данном случае является некорректной с точки зрения математики. Эта проблема и методы ее решения подробно исследованы, например, в [40].

Сферы Боннера использовались для целей БНЗТ, например, в реакторе LVR-15 [41].

### 1.1.11. Пузырьковые детекторы

Пузырьковые детекторы представляют собой камеры, заполненные гелеобразным материалом с диспергированными в нем микроскопическими каплями перегретой жидкости (например, изобутан в акриламиде). Регистрация нейтронов в таких детекторах происходит благодаря вскипанию перегретой жидкости при прохождении сквозь нее вторичной заряженной частицы (ядра отдачи, продукты ядерных реакций), образовавшиеся в результате взаимодействия нейтронов с веществом детектора. Процесс вскипания микрокапель сопровождается образованием пузырьков, которые становятся хорошо видны, не изменяют своего положения внутри полимера и могут быть подсчитаны как вручную, так и механически (например, благодаря щелчку, который происходит при образовании пузырька). Количество образовавшихся пузырьков пропорционально плотности потока нейтронного излучения.

Пузырьковые детекторы используются в основном в индивидуальной дозиметрии и для определения плотности потока нейтронов известного спектра. Однако они так же могут быть использованы для грубой спектрометрии нейтронов, что было сделано и в данной работе (Глава 2). Это достигается за счет использования набора детекторов с наполнителями, имеющими разную чувствительность к нейтронам различных энергий.

Такие детекторы имеют свои преимущества, например: автономность, нечувствительность к электромагнитным полям и наводкам, слабая

чувствительность к  $\gamma$ -квантам, простота использования, относительная дешевизна. Однако есть и недостатки: сильная зависимость характеристик детектора от температуры окружающей среды, ограниченность энергетического и дозового диапазона.

## **§ 1.2. Анализ применимости методов измерения спектра нейтронов на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов**

Безусловно, в данной работе невозможно охватить все существующие методы измерения спектра нейтронов. В условиях созданного в ИЯФ ускорителя-тандема многие из методов измерения спектра могут быть применены, но с разной эффективностью. После рассмотрения известных способов измерения спектра нейтронов можно сделать следующие выводы применительно к поставленной задаче. Механический монохроматор хорошо регистрирует нейтроны с энергией до 1 эВ, поскольку вещество прибора становится прозрачным при более высоких энергиях. Механический селектор не дает достаточной точности измерения спектра эпитепловых нейтронов (для необходимой точности пролетная база должна составлять несколько десятков метров). Более того, эти приборы требуют создания механических устройств, работа которых недолговечна и ненадежна.

Метод импульсного ускорителя является наиболее точным и простым в использовании. Однако ускоритель-тандем не рассчитан на импульсные пучки, соответственно метод может быть использован только в модифицированном виде.

С помощью измерения энергии протонов отдачи возможно производить измерение непрерывного спектра быстрых нейтронов с энергией от 30 кэВ до 3 МэВ с достаточно высокой точностью и эффективностью. Измерение

спектра эпитепловых нейтронов таким методом невозможно, поскольку генерируемые импульсы нейтронов с энергией ниже 30 кэВ сравнимы по величине с шумом фотоумножителя.

Разрешающая способность кристаллического монохроматора составляет порядка  $10^{-3}$ . Область применения таких приборов ограничена энергиями от 0,01 эВ до 100 эВ.

Использование детекторов на основе ядерных реакций и активационных фольг ограничено тем, что все они регистрируют нейтроны фиксированных энергий. Эффективность регистрации ими высока. Но измерение спектра нейтронов с их помощью затруднительно. Метод сфер Боннера и пузырьковые детекторы могут быть применены на ускорителе, но, к сожалению, не дают достаточной точности измерения спектра.

В новом методе измерения спектра нейтронов, описанном в данной диссертации, используются все преимущества метода импульсного ускорителя в сочетании с использованием порога реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  и сцинтилляционного детектора с литиевым стеклом при минимальной модификации существующей конструкции ускорителя-тандема.

## Глава 2

### Времяпролетный метод измерения спектра нейтронов

В Главе 2 даны технические характеристики ускорительного источника эпитепловых нейтронов и приведено описание разработанного времяпролетного спектрометра.

#### § 2.1. Ускорительный источник эпитепловых нейтронов

Измерение спектра нейтронов проведено на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов, предложенном и созданном в ИЯФ СО РАН для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей [3]. Источник нейтронов состоит из электростатического ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией (нового типа ускорителей заряженных частиц) и литиевой нейтроногенерирующей мишени. Генерация нейтронов осуществляется в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

На Рис. 9 представлена схема созданного 2 МэВ ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией [3, 43], а на Рис. 10 – его фотография.

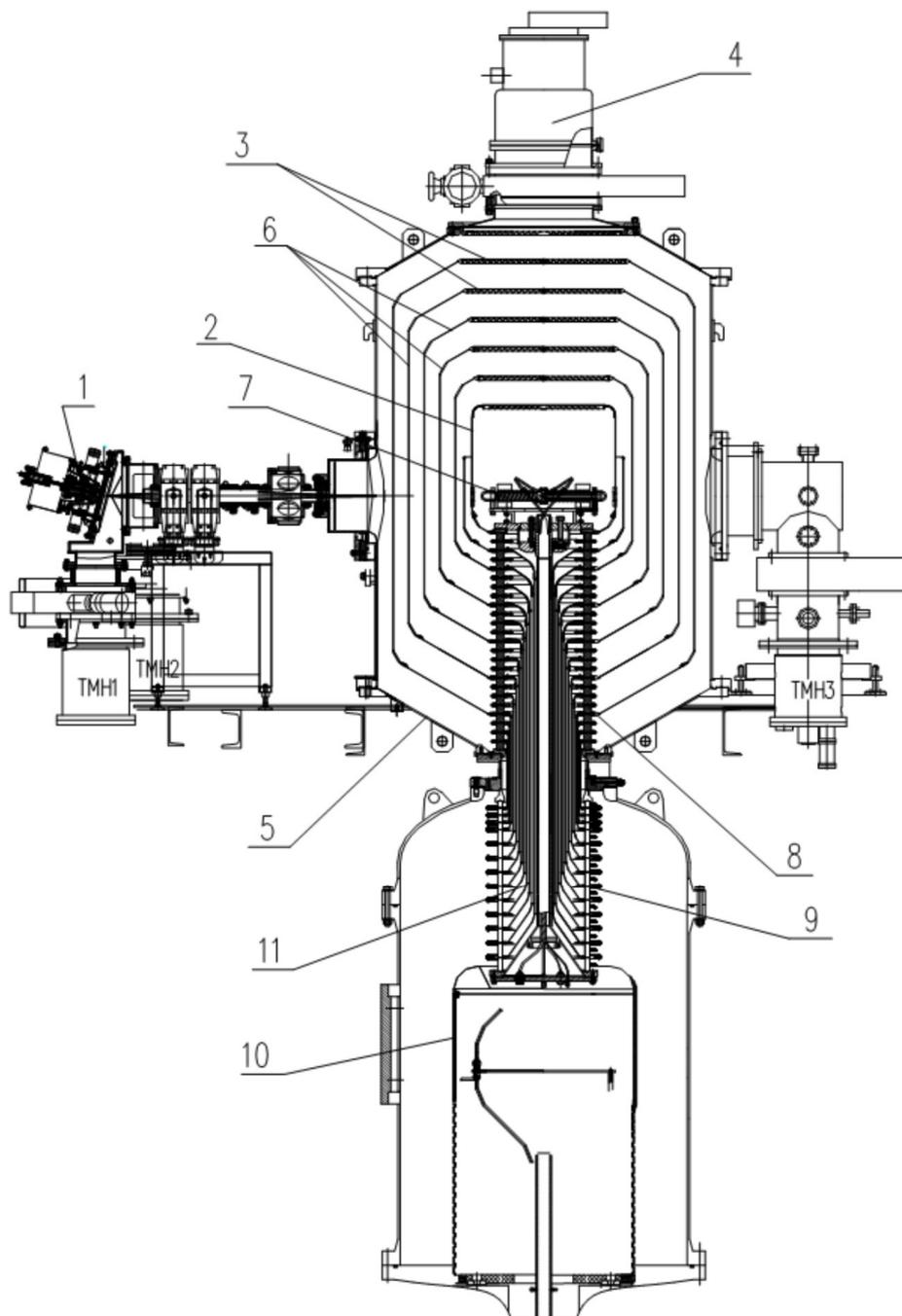


Рис. 9. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией: 1 – источник отрицательных ионов водорода; 2 – высоковольтный электрод; 3 – жалюзи электродов-экранов; 4 – криогенный насос; 5 – вакуумный бак; 6 – промежуточные электроды-экраны; 7 – газовая перезарядная мишень; 8 – вакуумная часть проходного изолятора; 9 – газовая часть проходного изолятора; 10 – источник высокого напряжения; 11 – внутренние коаксиальные цилиндры, соединяющие электроды одинакового потенциала газовой и вакуумной частей изолятора.

Для генерации пучка отрицательных ионов водорода с током до 5 мА и энергией до 23 кэВ применяется источник 1, разработанный в ИЯФ [44, 45]. Это поверхностно-плазменный источник, использующий пеннинговский разряд с полыми катодами. Выходящий из источника пучок отрицательных ионов водорода поворачивается в магнитном поле на угол  $15^\circ$ , фокусируется парой магнитных линз, инжектируется в ускоритель и ускоряется в нем до 1 МВ. В газовой обдирочной мишени 7, установленной внутри высоковольтного электрода 2, отрицательные ионы водорода превращаются в протоны, которые затем тем же потенциалом 1 МВ ускоряются до энергии 2 МэВ и транспортируются к нейтроногенерирующей мишени. В тракте транспортировки пучка высокой энергии установлены две пары квадрупольных линз, поворотный  $90^\circ$  магнит и система магнитной развертки, осуществляющая развертку пучка по нейтроногенерирующей мишени [46] (не показаны).

Потенциал на высоковольтный 2 и пять промежуточных 6 электродов ускорителя подается от высоковольтного источника напряжения 10 (большая часть не показана) [47] через проходной изолятор 8 и 9, в котором установлен омический делитель. Через электроды газовой части изолятора, металлические тонкостенные трубы, коаксиально расположенные внутри изолятора, и электроды вакуумной части изолятора он равномерно распределяет потенциал высоковольтного источника по промежуточным ускоряющим электродам. В качестве высоковольтного источника напряжения используется выпрямитель промышленного ускорителя электронов серии ЭЛВ [48], разработанного и производимого в ИЯФ СО РАН и широко применяемого в технологических целях в России и за рубежом. Откачка газа осуществляется турбомолекулярными насосами, установленными у источника ионов и на

выходе ускорителя, и криогенным насосом 4 через жалюзи электродов 3. Диаметр вакуумного бака ускорителя равен 1400 мм, высоковольтного электрода – 600 мм.

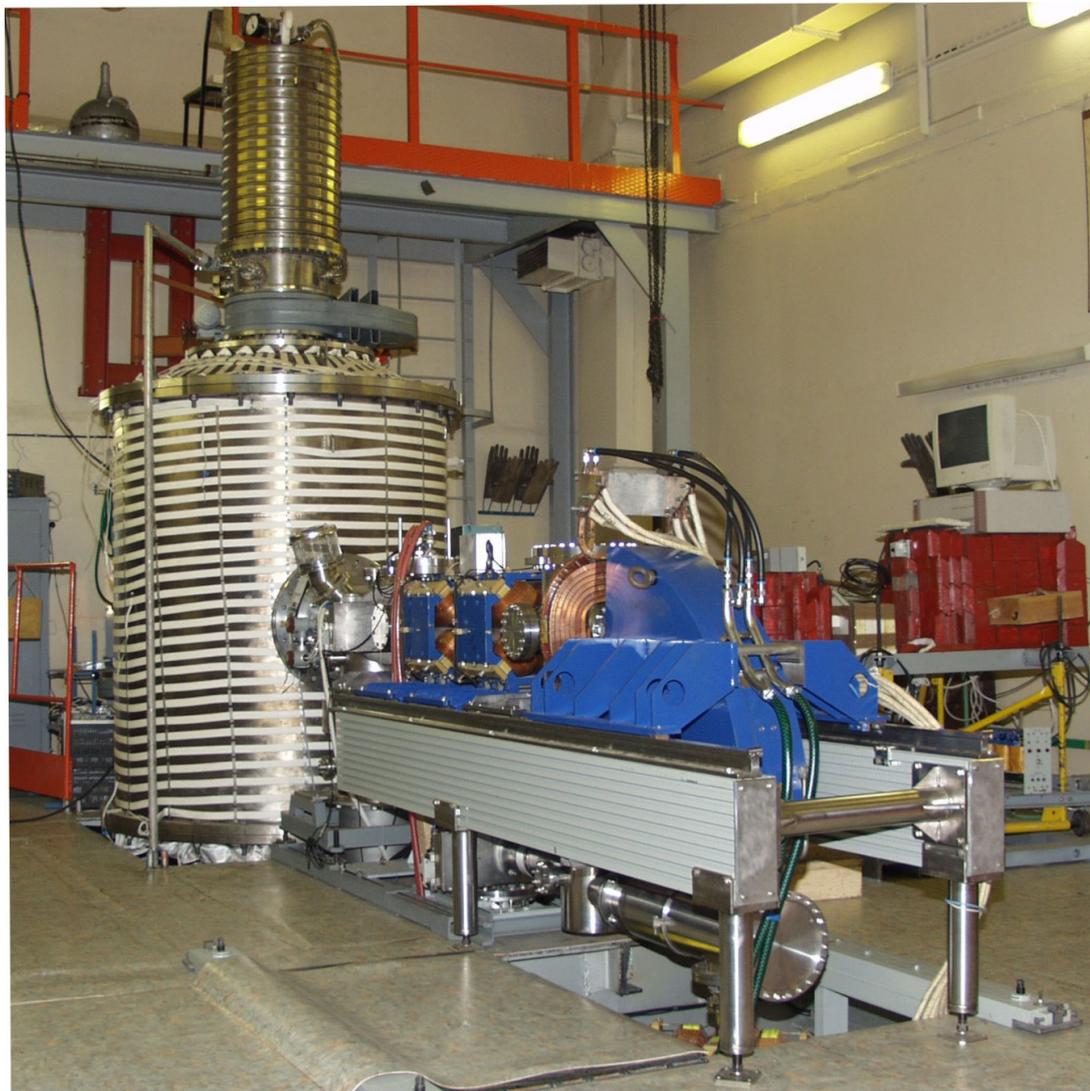


Рис. 10. Фотография ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией.

В данном тандемном электростатическом ускорителе с вакуумной изоляцией ускорительные трубки как таковые отсутствуют – изолятор отнесен от тракта ускорения пучка на значительное расстояние, что вместе с

реализацией откачки газа через жалюзи электродов вне ускорительного тракта позволяет надеяться на получение сильнооточного протонного пучка.

Ускоритель отличается высоким темпом ускорения заряженных частиц и наличием двух специфических особенностей. Первая особенность связана с тем, что из-за большой площади электродов большая по величине энергия запасена в ускоряющих зазорах. Результаты проведенного экспериментального изучения высоковольтной прочности сантиметровых вакуумных зазоров [49] и рассмотрения динамики пробоев высоковольтных элементов [50] послужили основанием проектирования ускорителя с запасенной энергией в зазоре до 30 Дж и напряженностью 25 кВ/см. На созданном ускорителе было реализовано уменьшение темнового тока до приемлемого уровня [51], исследовано поведение сопутствующих токов [52] и получено требуемое напряжение 1 МВ [53, 54].

Вторая специфическая особенность связана с быстрым темпом ускорения ионов, из-за чего входная электростатическая линза ускорителя сильная. В результате проведенных исследований [55, 55] реализована перефокусировка пучка отрицательных ионов водорода перед входной линзой ускорителя и его последующее ускорение с темпом 25 кэВ/см в узком ускорительном канале.

Перезарядка отрицательных ионов водорода в протоны осуществляется с помощью газовой обдирочной мишени [57]. Она выполнена в виде охлаждаемой цилиндрической медной трубки длиной 400 мм с внутренним диаметром отверстия 16 мм с напуском аргона посередине и установлена внутри высоковольтного электрода на проходной изолятор. Мишень обеспечивает 90 % обдирку пучка [58].

Ускоритель позволяет получать протонный пучок с энергией до 2 МэВ, током до 1,6 мА, поперечным размером примерно 1 см в длительном

стабильном режиме (более 1 ч) [4]. Пучок характеризуется высокой монохроматичностью по энергии – 0,1 % и стабильностью тока – 0,5 %.

Генерация нейтронов осуществляется в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  при сбросе протонного пучка на литиевую мишень. Схема мишени с системой напыления лития приведена на Рис. 11 [59].

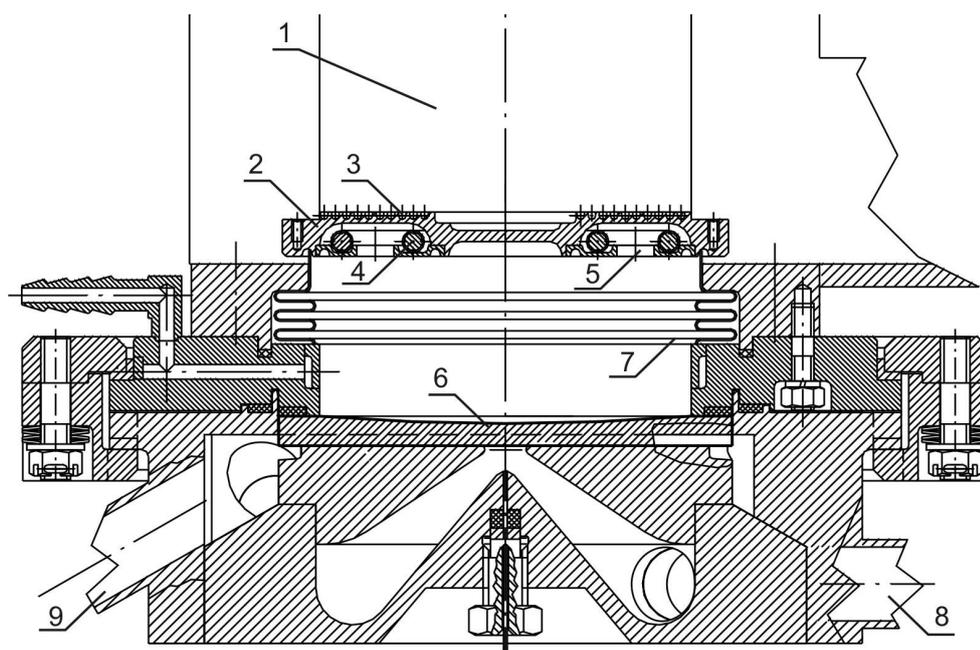


Рис. 11. Нейтроногенерирующая мишень с системой напыления лития: 1 – протонопровод, 2 – передвигаемая тарелка шибера, 3 – нагреватель, установленный на тарелку шибера, 4 – контейнер с литием, 5 – круговое отверстие для выхода паров лития, 6 – приемник пучка, на который напыляется литиевый слой, 7 – сильфон, 8 и 9 – ввод и вывод воды для охлаждения.

Напыление тонкого литиевого слоя (обычно толщиной 50 мкм) осуществляется с помощью специально разработанной системы, использующей элементы промышленно производимого шибера. На тарелку шибера 2 помещен нагреватель 3, а под тарелку установлен испаритель с круговой щелью 5, в который закладывается металлический литий 4, завернутый в тонкую алюминиевую фольгу. Перед напылением тарелка шибера выезжает в протонопровод и сдвигается в направлении к мишени на

5 мм, используя механизм уплотнения шибера, что позволяет ограничить объем напыления. Затем включается нагреватель, и пары лития распространяются через круговую щель 5. Поскольку сильфон теплоизолирован и в процессе напыления нагревается, то напыления на сильфон не происходит. Напыление осуществляется только на медный приемник пучка 6, который охлаждается водой. Напыленный слой лития чистый, имеет плотность кристаллического [60] и его стойкость к остаточному газу достаточна для эффективной генерации нейтронов [61]. После напыления лития тарелка с испарителем возвращается в начальное положение и освобождает протонопровод для облучения лития протонным пучком. Протонный пучок с помощью системы развертки разворачивается по всей поверхности литиевого слоя диаметром 100 мм и обеспечивает генерацию нейтронов. Поскольку температура плавления лития относительно низкая (182 °С), для поддержания литиевого слоя в твердом состоянии, а также с целью предотвращения возможного распространения образующегося радиоактивного изотопа бериллий-7 по установке, в конструкции мишени предусмотрено обеспечение эффективного теплосъема турбулентным потоком воды [62]. Охлаждающая дистиллированная вода тангенциально вводится во внутреннюю полость корпуса мишени, раскручивается, как в циклоне, и через отверстие в центре направляется в каналы приемника пучка и далее по двухзаходным спиралевидным каналам вытекает наружу. Трехмерная модель мишени изображена на Рис. 12, фотография изготовленной мишени показана на Рис. 13.

Поскольку генерация нейтронов в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  приводит к активации мишени за счет неизбежного накопления в литиевом слое радиоактивных ядер бериллия-7, то в конструкции мишенного узла предусмотрен байонетный разъем для быстрого извлечения мишенного узла и

приемника пучка с активированным литиевым слоем и помещения его в защитный заглубленный контейнер для дезактивации [63].

Подробно методика бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей, ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, нейтроногенерирующая мишень и результаты экспериментов по генерации эпитепловых нейтронов описаны в диссертации научного руководителя С. Ю. Таскаева [2].

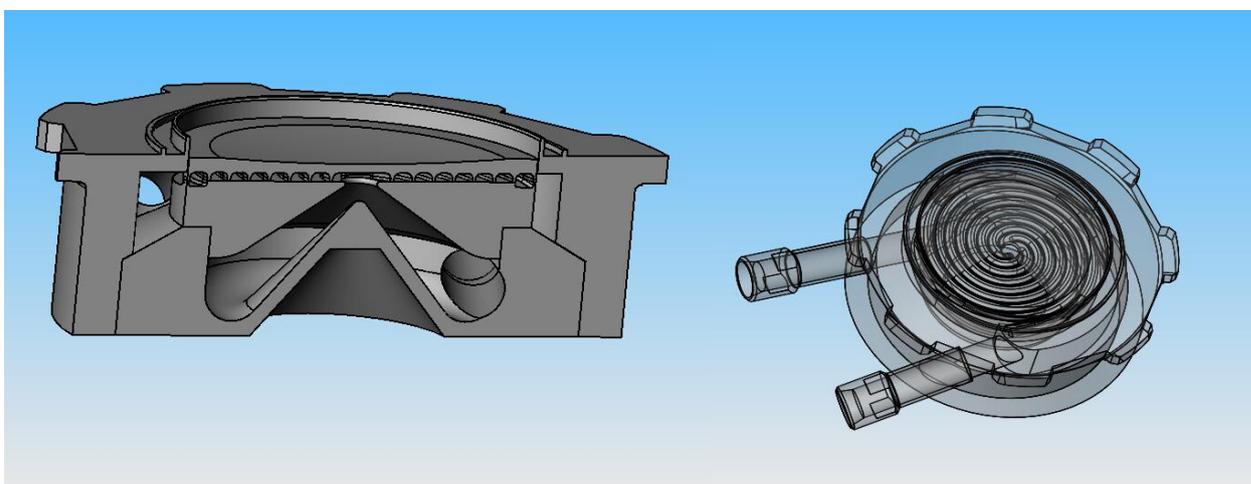


Рис. 12. 3D-модель мишени с каналами спиралевидной формы.



Рис. 13. Фотографии собранной мишени без приемника пучка (слева) и медного диска со стороны, охлаждаемой водой (справа).

## § 2.2. Схема и особенности реализации времяпролетного метода на ускорителе

Измерение энергетического спектра частиц времяпролетным методом привлекательно вследствие простоты интерпретации полученных результатов и, как следствие, высокой их достоверности. Для измерения достаточно осуществить или сформировать короткий импульс нейтронного излучения и детектором, расположенном на некотором отдалении от места излучения, зарегистрировать эти нейтроны. Энергия нейтронов однозначно определяется по времени запаздывания их регистрации детектором относительно момента испускания и расстоянием между детектором и точкой испускания. Знание эффективности регистрации нейтронов с разной энергией позволяет восстановить энергетический спектр испускаемых нейтронов.

Основная сложность применения времяпролетного метода на данном ускорителе заключается в том, что протонный пучок стационарный. Можно осуществить модуляцию пучка отрицательных ионов водорода, но работоспособность ускорителя в таком режиме неочевидна. Можно было бы на короткое время отклонять протонный пучок на литиевую мишень и делать короткий импульс излучения, но это требует серьезной модификации вакуумного тракта установки.

Для генерации короткого импульса нейтронного излучения предложено использовать особенность реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  – резкий рост сечения рождения нейтронов вблизи порога реакции (Рис. 14).

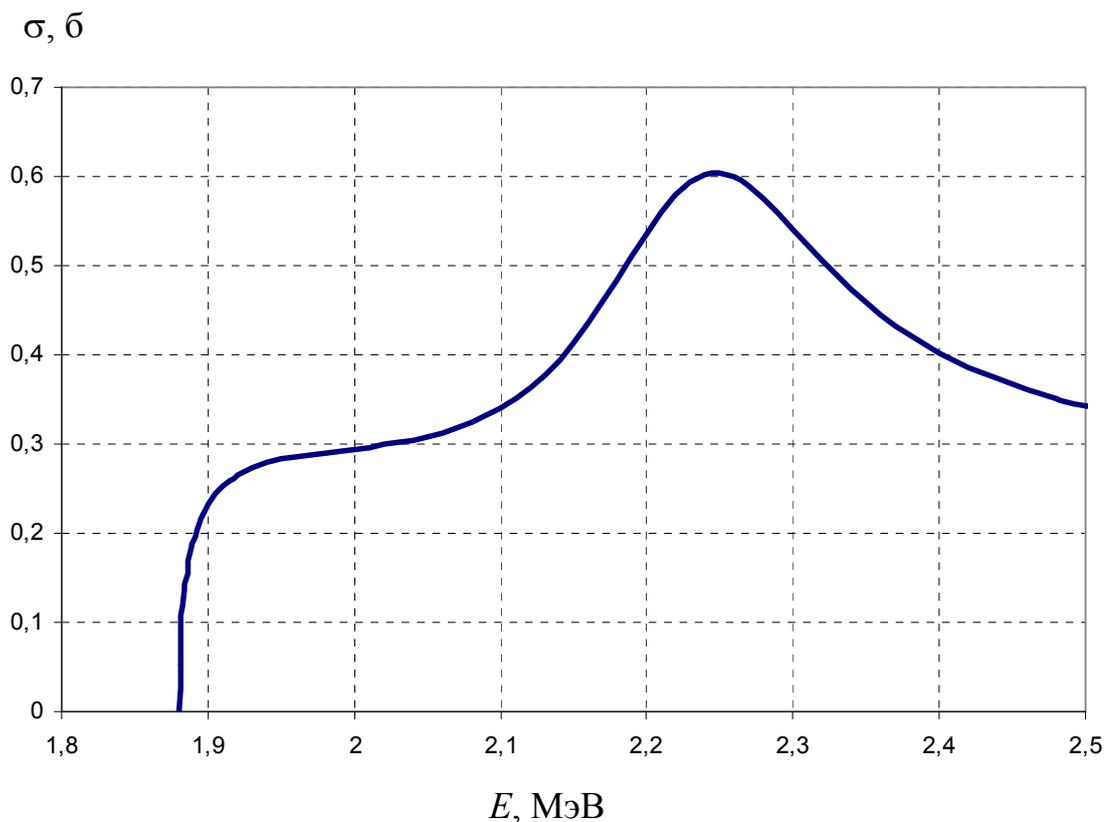


Рис. 14. Сечение реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  из базы данных ENDF/B-VII.1. [64]

Если использовать стационарный протонный пучок с энергией ниже порога генерации нейтронов, то, подав на электрически изолированную литиевую мишень короткий импульс отрицательного напряжения, можно увеличить энергию протонов до величины выше порога и осуществить короткий импульс нейтронного излучения. Для реализации этой идеи потребовалось: 1) обеспечить эффективное детектирование нейтронов эпитеплого диапазона, 2) разработать блок измерения времени пролета, 3) создать генератор коротких импульсов высокого напряжения и 4) электрически изолировать нейтроногенерирующую мишень. Схематически принцип работы разработанного времяпролетного спектрометра показан на Рис. 15.

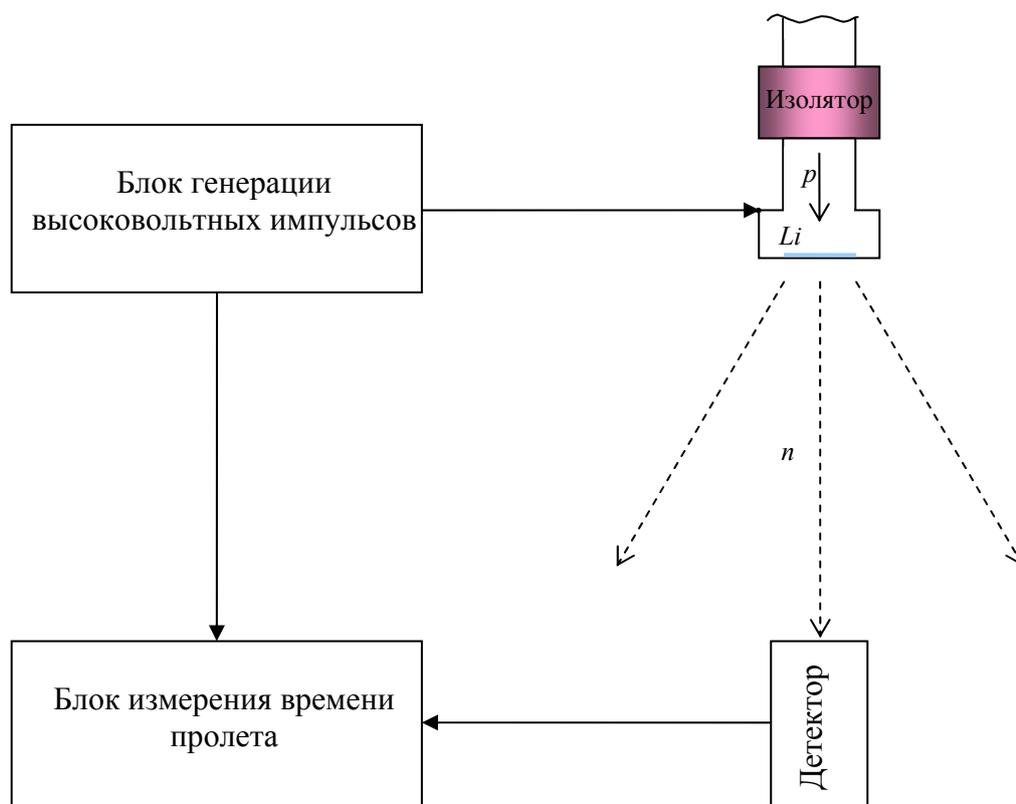


Рис. 15. Схема разработанного времяпролетного спектрометра.

## § 2.3. Составные элементы времяпролетного спектрометра

### 2.3.1. Нейтронный детектор

Для регистрации нейтронов использован детектор 709M.157GS20/1.12L (The Saint-Gobain Crystals, США), обеспечивающий эффективную регистрацию нейтронов эпитеплого диапазона. Детектор состоит из сцинтиллятора GS20 диаметром 18 мм, толщиной 4 мм, смонтированного на фотоэлектронном умножителе Hamamatsu R6095, защиты и встроенного делителя напряжения (Рис. 16).

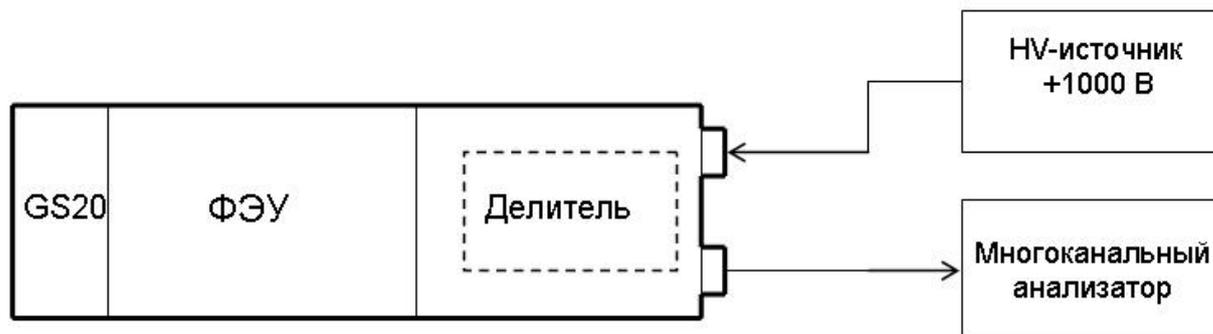


Рис. 16. Детектор нейтронов и схема подключения.

Регистрация нейтронов осуществляется по реакции (11). Продукты реакции –  $\alpha$ -частицы – вызывают в стекле импульсы сцинтилляции длительностью около 50 нс, регистрируемые фотоэлектронным умножителем. Использование специального активированного церием литийсодержащего стекла GS20 позволяет продлить область эффективной регистрации нейтронов вплоть до 500 кэВ. Расчетная эффективность регистрации в зависимости от энергии нейтронов для данного сцинтиллятора представлена на Рис. 17 [64].

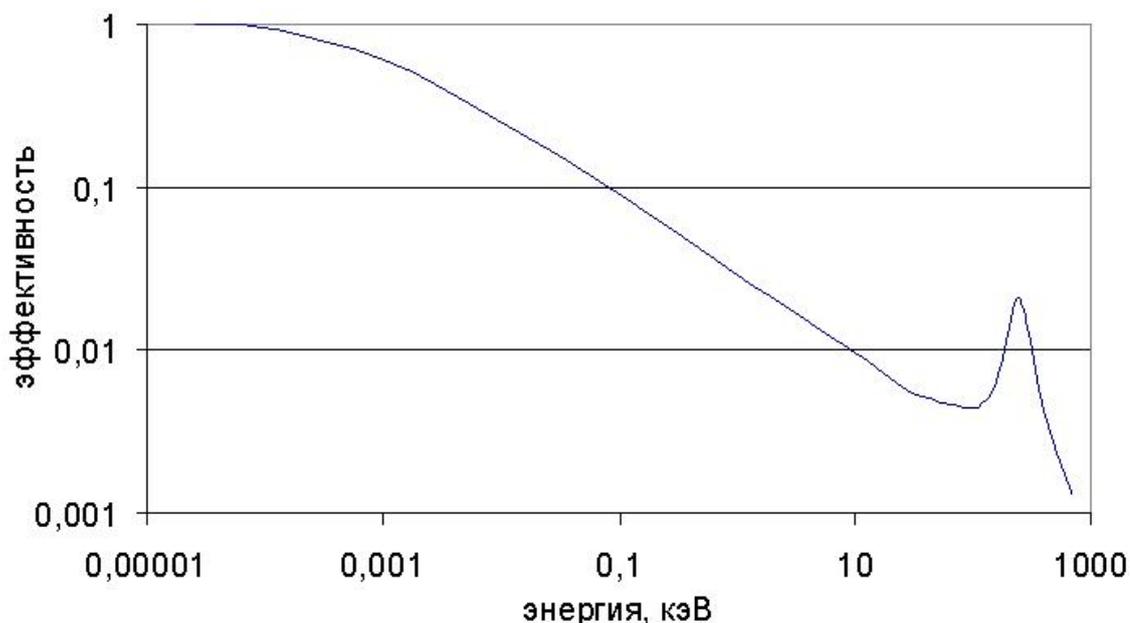


Рис. 17. Расчетная эффективность регистрации нейтрона в зависимости от его энергии для сцинтиллятора GS20.

Относительный молярный состав сцинтиллятора GS20: 56 %  $\text{SiO}_2$ , 18 %  $\text{Li}_2\text{O}$ , 18 %  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , 4 %  $\text{MgO}$  и 4 %  $\text{Ce}_2\text{O}_3$ . Литий обогащён до 95%  ${}^6\text{Li}$ . Плотность сцинтиллятора  $2,44 \text{ г/см}^3$ , длина волны максимума излучения 395 нм.

Для питания ФЭУ детектора (Рис. 18) применен стабилизированный высоковольтный источник MHV12-1.5K1300N (TRACO Electronics, Япония), выдающий высокостабильное постоянное отрицательное напряжение от 500 до 1500 В с возможностью регулировки. Этот источник питания вместе с аккумулятором на 12 В размещен в одном корпусе с детектором (Рис. 19), что позволяет обойтись без дополнительных проводов и связанных с этим паразитных наводок. На корпусе установлены стандартные разъемы для зарядки аккумулятора, вывода сигнала, удаленной регулировки и ручка непосредственной регулировки напряжения питания ФЭУ.



Рис. 18. Фотография детектора и источника питания отдельно.



Рис. 19. Детектор и источник питания в сборке с аккумулятором.

Для калибровки детектора был применен лабораторный плутоний-альфа-бериллиевый источник интенсивностью  $S_{II} = 4,5 \cdot 10^6$  нейтронов/с, помещенный внутри замедлителя из полиэтилена, и размещенный на расстоянии 2 м. Количество тепловых нейтронов после замедлителя составляет величину  $\sim 15\%$  от общего числа нейтронов данного Pu- $\alpha$ -Be источника. Сигнал с детектора подается через резистор с  $R_1 = 50$  Ом на цифровой осциллограф либо через резистор с  $R_2 = 1$  кОм на многоканальный анализатор. Напряжение питания детектора составляет 1000 В. Схема эксперимента показана на Рис. 20.

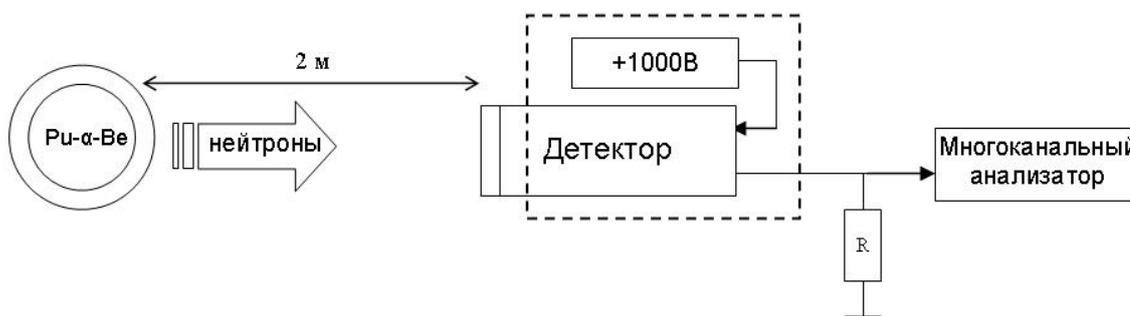


Рис. 20. Схема калибровки нейтронного детектора с помощью Pu-α-Be источника.

Детектор при отсутствии нейтронов регистрирует фон от одиночных электронов ФЭУ (Рис. 21 *а*) и  $\gamma$ -квантов (Рис. 21 *б*). Импульсы различаются по длительности и амплитуде, причем  $\gamma$ -импульсы имеют существенно различную амплитуду от 0,05 до 0,3 В. Импульсы с большой амплитудой появляются относительно редко, их количество зависит от характеристик потока  $\gamma$ -квантов.

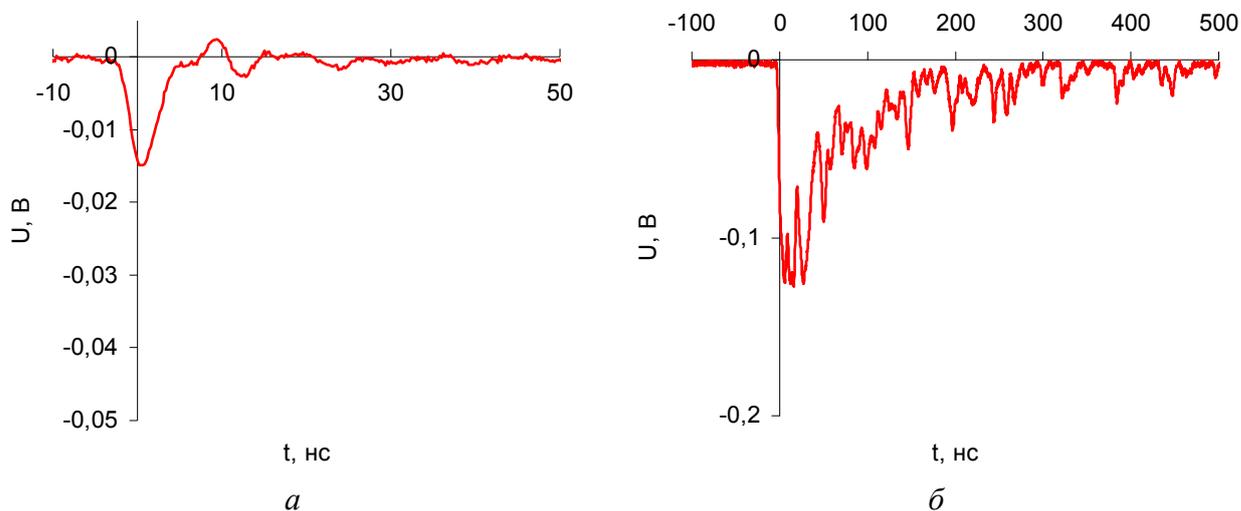


Рис. 21. Одноэлектронный импульс (*а*),  $\gamma$ -импульс (*б*).

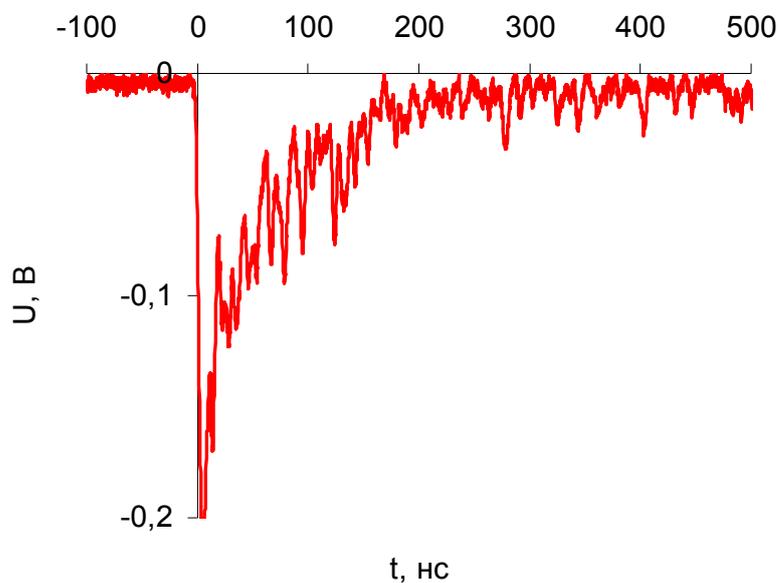


Рис. 22. Нейтронный импульс

При появлении нейтронов детектор начинает генерировать отрицательные нейтронные импульсы (Рис. 22), по форме практически идентичные  $\gamma$ -импульсам. Выделить нейтронные импульсы можно только по их практически одинаковой амплитуде – характерная величина  $0,2 \pm 0,01$  В. На Рис. 23 представлены данные, полученные за 98 с на выходе многоканального анализатора, который сортировал импульсы по величине интеграла от напряжения сигнала по времени.

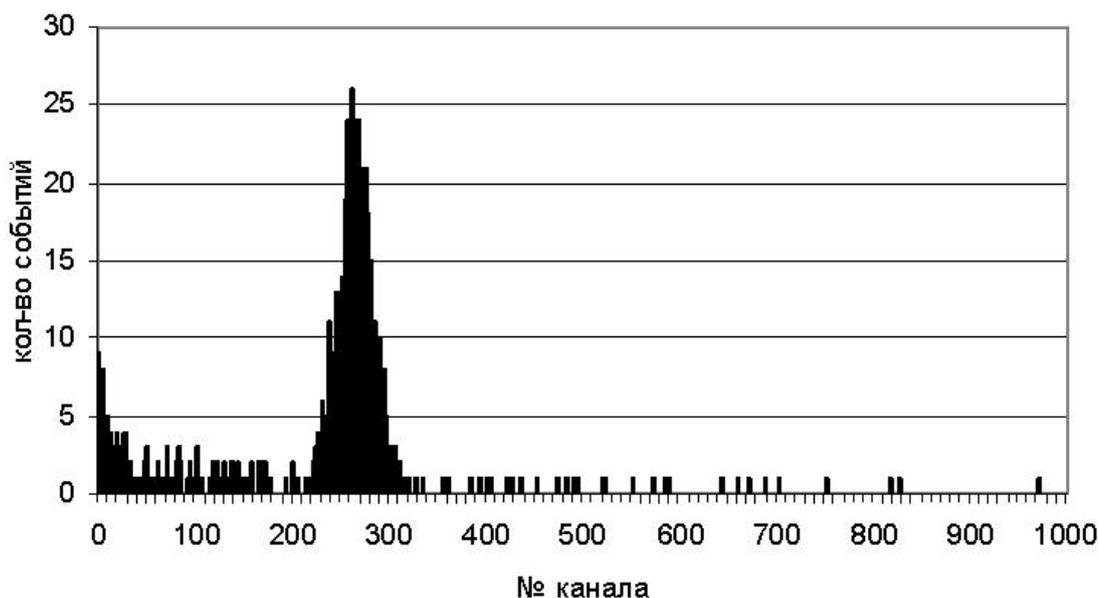


Рис. 23. Результаты калибровки детектора с Pu- $\alpha$ -Be источником.

На Рис. 23 виден характерный четкий нейтронный пик в области 260 канала анализатора. Ширина пика определяется аппаратной функцией детектора, обусловленной свойствами сцинтиллятора GS20 и характеристиками ФЭУ. Видна существенная разница между нейтронными импульсами, образующими отдельный пик, и импульсами от  $\gamma$ -излучения, распределенными почти равномерно по всем каналам. Эта разница позволяет выделить нейтронную часть. Однако  $\gamma$ -импульсы, попадающие в область нейтронного пика, невозможно отделить от нейтронов. Данные, представленные на Рис. 23, позволяют определить разрешающую способность нейтронного детектора:

$$\chi = \frac{H}{N} = 0,15, \quad (18)$$

где  $H$  – ширина на полувысоте нейтронного пика,  $N$  – канал с максимальным количеством событий.

Одновременно с калибровкой нейтронного детектора на том же расстоянии с помощью ВГО  $\gamma$ -спектрометра был измерен спектр  $\gamma$ -излучения использованного Pu- $\alpha$ -Be источника нейтронов – он представлен на Рис. 24 (время сбора данных 778 с). ВГО  $\gamma$ -спектрометр не чувствителен к нейтронам и регистрирует только  $\gamma$ -кванты.

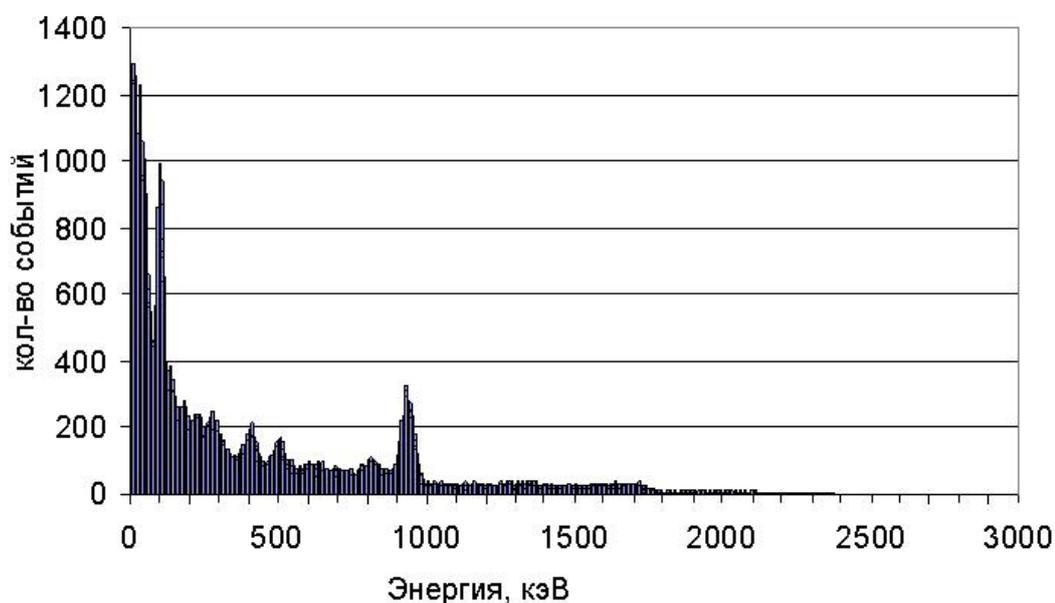


Рис. 24. Спектр  $\gamma$ -излучения Pu- $\alpha$ -Be источника нейтронов.

На Рис. 24 видно, что Pu- $\alpha$ -Be источник генерирует помимо нейтронов еще и заметный поток  $\gamma$ -квантов с широким спектром энергий вплоть до 2 МэВ. Следовательно, сцинтилляционный детектор на основе  ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла GS20 способен обеспечить эффективную регистрацию нейтронов в условиях сопутствующего  $\gamma$ -излучения.

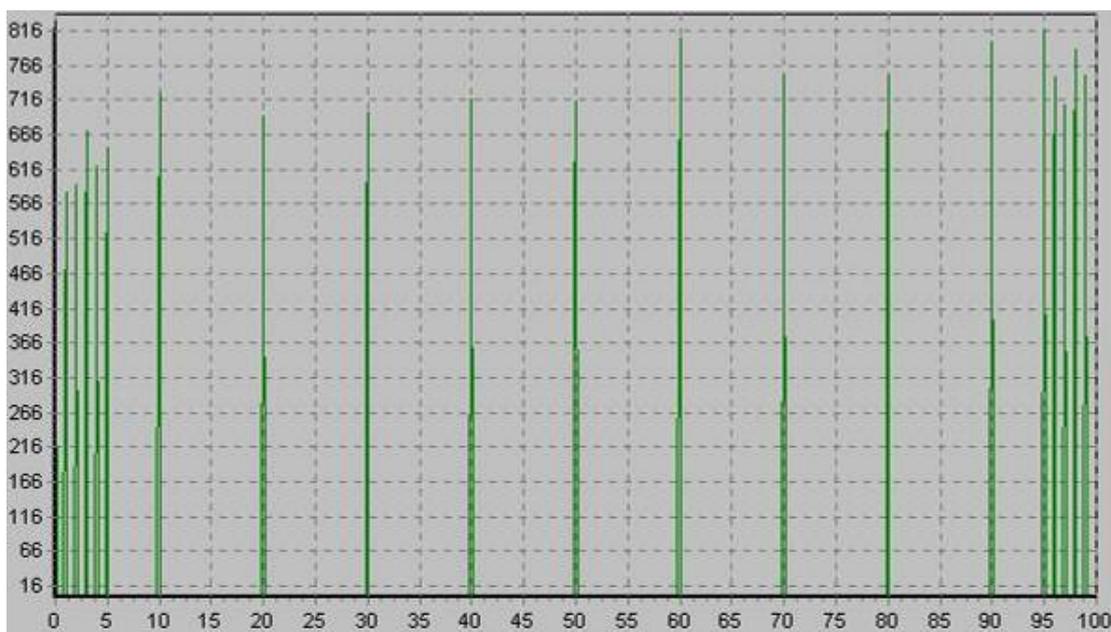
### 2.3.2. Блок измерения времени пролета

Измерение времени пролета осуществляется с помощью стандартного одноканального мультистопоного время-цифрового преобразователя ВЦП-1 (показан на фотографии на Рис. 25), осуществляющего оцифровку интервалов

времени между сигналом СТАРТ и СТОП в интервале до 100  $\mu$ с с дискретностью 100 нс. После сигнала СТАРТ блок ВЦП-1 способен воспринять до восьми сигналов СТОП, что позволяет за импульс зарегистрировать до 8 нейтронов. Калибровочные сигналы с генератора импульсов, измеренные с помощью время-цифрового преобразователя, приведены на Рис. 26. Погрешность измерения времени ВЦП-1 составила 0,05 %. Для взаимодействия ВЦП-1 и генератора импульсов была написана специальная программа. Интерфейс пользователя приведен на Рис. 27. Программа позволяет выставлять независимые задержки сигналов для всех 8 каналов генератора, а также требуемую частоту следования сигналов вплоть до 100 Гц и выше. Результаты измерений времени пролета можно наблюдать в реальном времени, а также сохранять в файл.



Рис. 25. Фотография оборудования для измерения времени пролета на этапе сборки: нейтронный детектор (а), ВЦП-1 (б), генератор стартовых импульсов (в), управляющая ЭВМ (г).



$t, \mu\text{s}$

Рис. 26. Калибровочные сигналы для ВЦП-1 с генератора импульсов.

Рис. 27. Интерфейс пользователя программы для контроля и управления генератором и ВЦП-1.

### 2.3.3. Блок генерации высоковольтных импульсов

Схема генератора высоковольтных импульсов упрощенно изображена на Рис. 28. Прямоугольные импульсы высокого напряжения создаются следующим образом. Сначала с помощью генератора постоянного напряжения (установка выпрямительная УВ-50-50) подается 20 кВ на схему импульсного питания, которая осуществляет зарядку двойной формирующей линии (ДФЛ) и удвоение напряжения на ней до 40 кВ [11]. После срабатывания тиратрона ТПИ1-10 к/50, работающего в качестве ключа, ДФЛ создает отрицательный короткий 200 нс импульс прямоугольной формы амплитудой 40 кВ на согласованной нагрузке  $R_c = 150$  Ом, представляющей собой набор из 12 мощных 60 Вт безиндукционных резисторов ТВО-60 К15.

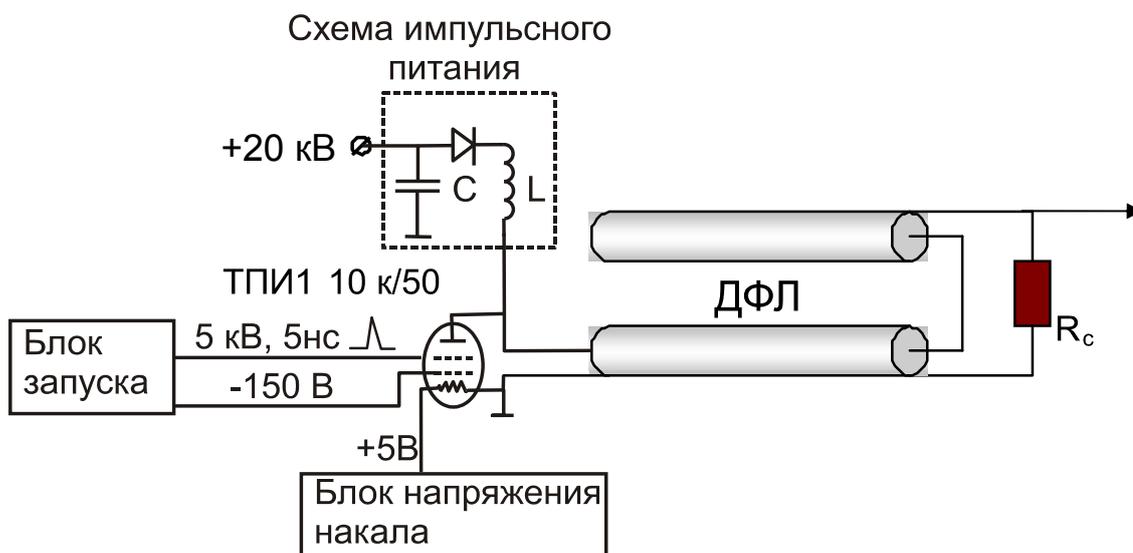


Рис. 28. Схема генератора высоковольтных импульсов.

Схема импульсного питания применена для достижения частоты импульсов 100 Гц. Ее задачей является обеспечение паузы тока зарядки продолжительностью в несколько микросекунд после каждого импульса. В течение этой паузы водород, заполняющий тиратрон, благодаря рекомбинации

превращается из плазмы в непроводящий нейтральный газ, что позволяет зарядить линию для следующего импульса. Схема импульсного питания работает следующим образом. После достижения напряжения на линии, равного напряжению источника, индуктивность  $L$  поддерживает положительный ток в линию вплоть до момента достижения на линии удвоенного напряжения источника. Удвоение напряжения происходит благодаря тому, что емкость линии много меньше емкости конденсатора  $C$ . Мощный диод СДЛ-04-1250, стоящий в цепи, не позволяет линии разряжаться в течение времени между импульсами. После замыкания тиратрона ДФЛ разряжается до нуля за 200 нс, но индуктивность  $L$  за счет собственной инерции несколько микросекунд не позволяет проходить зарядному току от емкости  $C$ , обеспечивая паузу, необходимую для восстановления непроводимости тиратрона. Таким образом, схема импульсного питания обеспечивает выполнение двух задач: создает паузу тока в тиратроне и производит удвоение напряжения зарядки линии.

Можно было бы обойтись просто зарядкой ДФЛ от 40 кВ, без применения описанной схемы импульсного питания. Но тогда потребовалось бы модулировать 40 кВ с частотой 100 Гц, что заметно усложнило бы конструкцию, поскольку требовало бы установки в схему достаточно мощного модулятора.

Тиратрон ТПИ1-10к/50 имеет стабильность отпирания на уровне 4 нс, время коммутации не более 50 нс. Для получения надежной работы тиратрона использовалась рекомендуемая разработчиками прибора схема двухимпульсного управления согласно Рис. 29.



Чтобы определить форму получаемого на мишени высоковольтного импульса (Рис. 30), были использованы пояс Роговского и малоиндуктивный омический шунт с сопротивлением 6,4 Ом (коэффициент деления напряжения  $\sim 70$ ), сигнал с которого подавался через аттенюатор 1:20 на осциллограф. Таким образом, амплитуда высоковольтного импульса на Рис. 30 соответствует 45 кВ с пульсацией на плоской вершине на уровне 1 кВ. Передний и задний фронты импульса составили соответственно 20 и 30 нс.

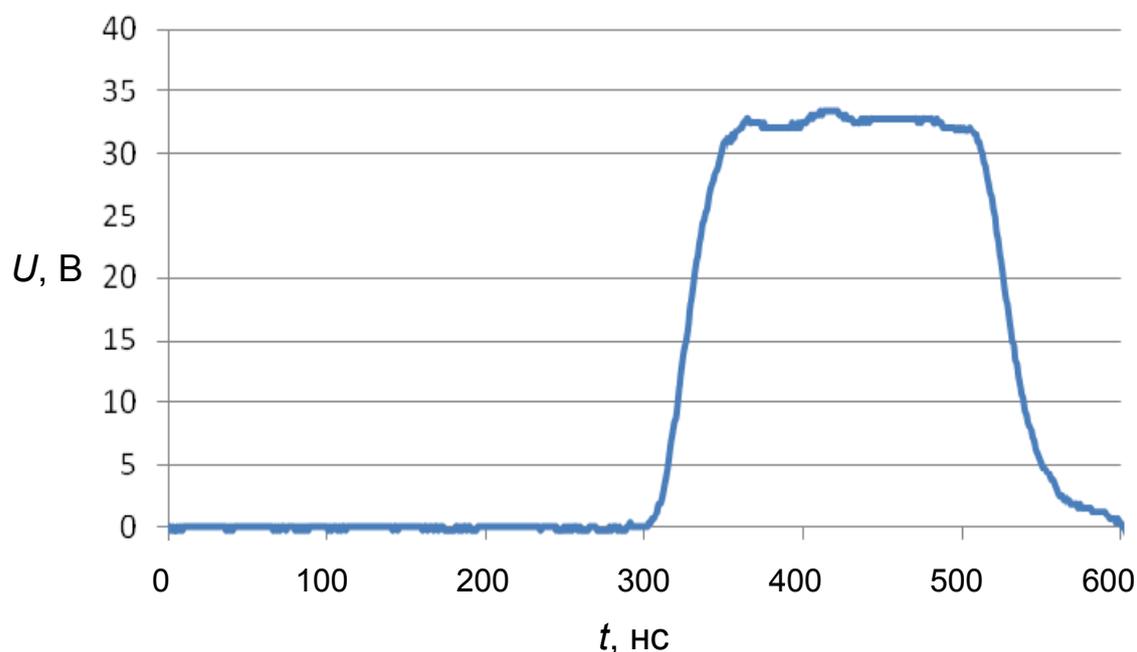


Рис. 30. Форма высоковольтного импульса на делителе.

#### 2.3.4. Электрическая изоляция нейтроногенерирующей мишени

Для обеспечения электрической изоляции мишени от корпуса установки мишень была подсоединена к установке через керамический изолятор (вакуумноплотная керамика 22ХС на основе оксида алюминия и марганца) с вакуумными фланцами и подвешена на четырех стержнях из оргстекла (Рис. 31). Проведенные испытания показали отсутствие пробоев по изолятору при подаче статического и импульсного напряжения с амплитудой до 50 кВ.

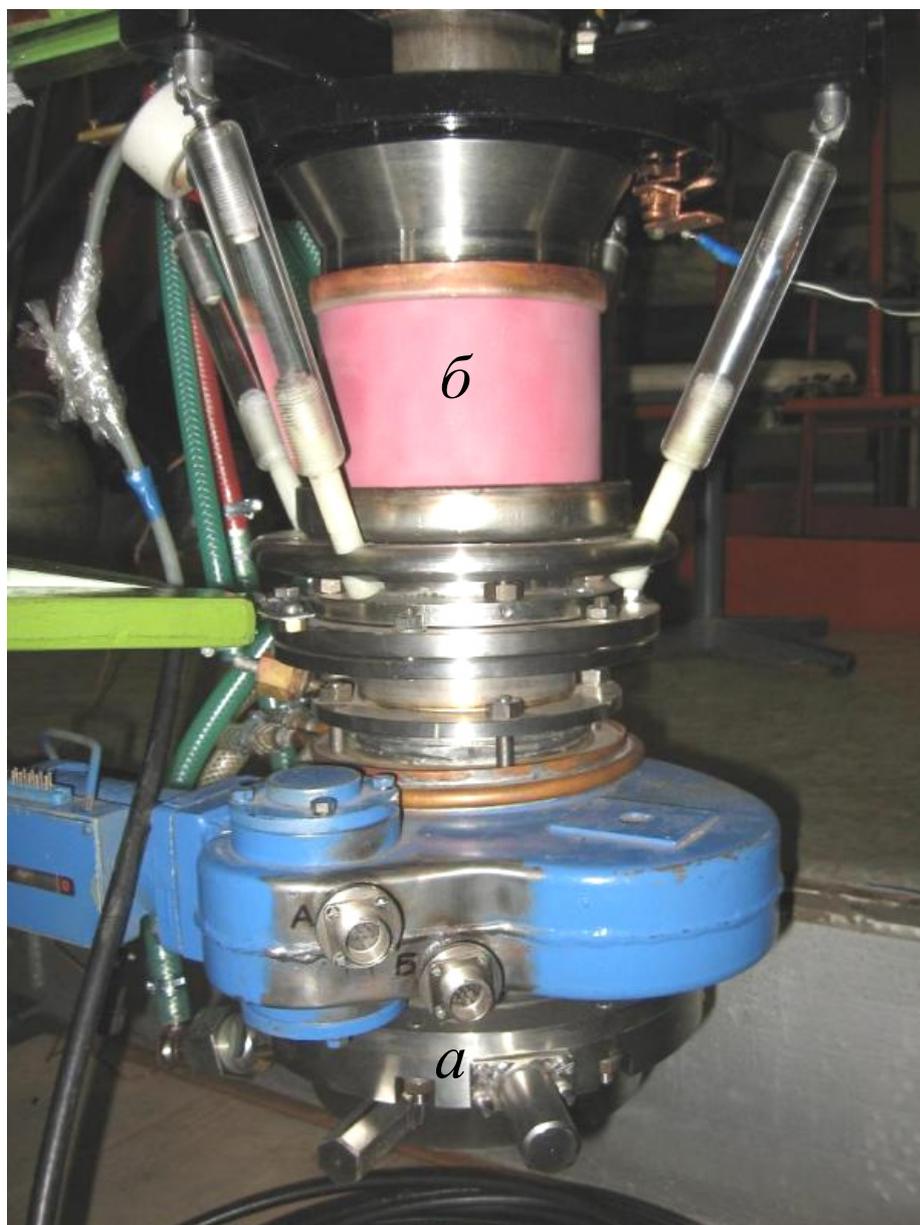


Рис. 31. Фотография нейтроногенерирующей мишени (*а*), подвешенной на изоляторе (*б*).

## § 2.4. Расчеты и предварительные эксперименты

### 2.4.1. Расчет спектра нейтронов

Методом Монте-Карло с помощью программы ПРИЗМА [66] сотрудниками РФЯЦ ВНИИТФ (г. Снежинск) проведено численное моделирование переноса протонов, нейтронов и  $\gamma$ -квантов в нейтронообразующей мишени и ее окружении [68]. Расчеты проводились для двух постановок задачи: в полной геометрии мишени (Рис. 32) и упрощенной, в которой часть мишени ниже медного диска (6 на Рис. 11) с литиевым слоем отсутствовала. Водный фантом диаметром 20 см и высотой 20 см располагался на расстоянии 2 см ниже мишени. Полученные данные усреднены по слою с радиусом 5 см на поверхности фантома.

Спектры нейтронов при энергии протонов 1,915 МэВ и токе 10 мА для упрощенной и полной геометрии мишени представлены на Рис. 33 и Рис. 34 соответственно. Поскольку в упрощенной геометрии мишени конструкционных материалов минимальное количество, то полученный спектр близок к расчетному спектру нейтронов, излученных из лития [69], и характеризуется средней энергией 40 кэВ. Несмотря на относительную мягкость спектра эти нейтроны не годятся для проведения БНЗТ – сопутствующий вклад в дозу от быстрых нейтронов превалирует, и требуется их замедление. На Рис. 34 видно, что в результате упругих столкновений с элементами конструкционных материалов мишени нейтроны замедляются. Спектр нейтронов смещается в эпитепловую область и характеризуется средней энергией около 10 кэВ.

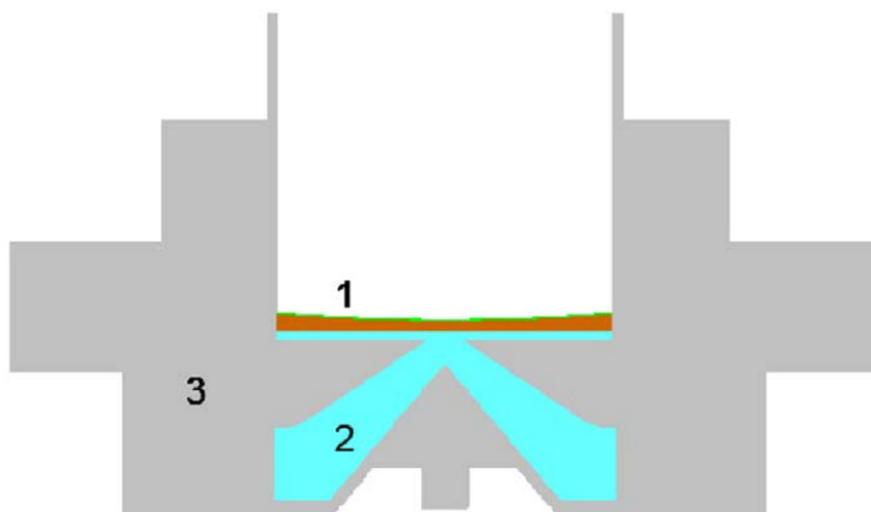


Рис. 32. Расчетная модель мишени. 1 – литиевый слой, 2 – водяное охлаждение, 3 – нержавеющая сталь

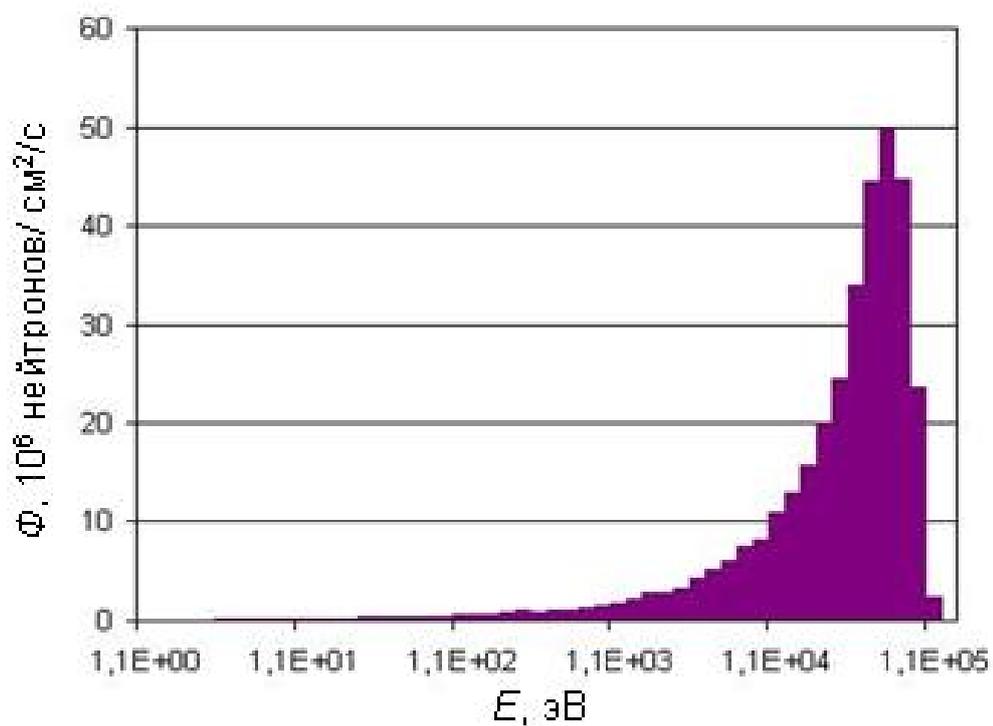


Рис. 33. Расчетный спектр нейтронов упрощенной геометрии мишени.

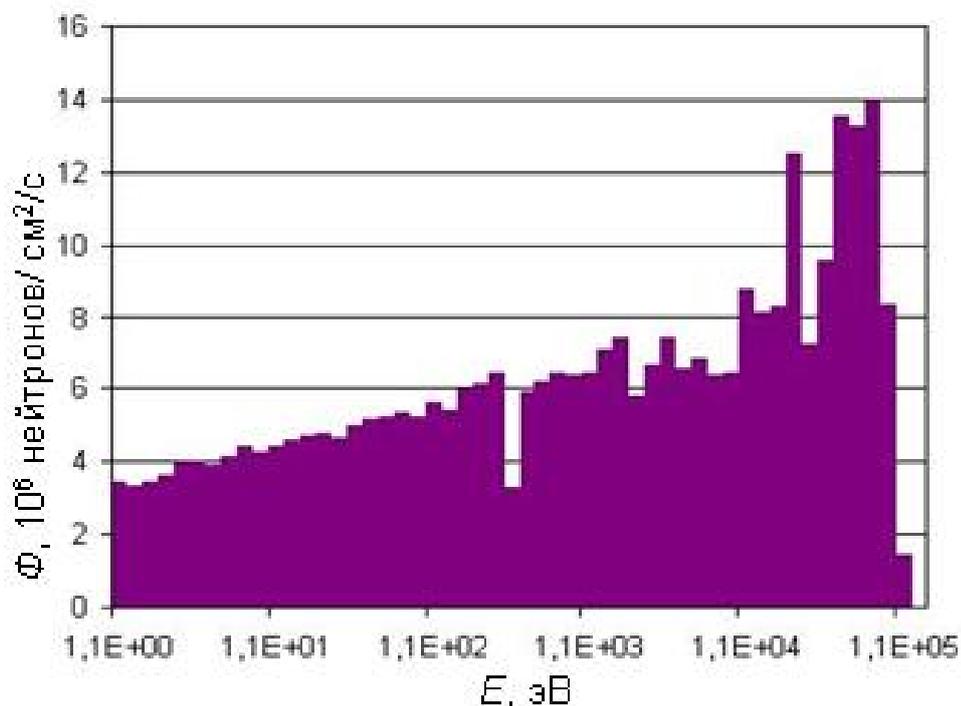


Рис. 34. Расчетный спектр нейтронов.

В первоначальных экспериментах по регистрации генерируемых нейтронов были применены пузырьковые детекторы BDT и BD100R (Bubble Technology Industries, Канада), чувствительные к нейтронам с разной энергией. Детектор BDT представляет собой прозрачную колбу диаметром 19 мм, длиной 145 мм и весом 58 г, заполненную полимером с вкраплениями перегретой жидкости, состав которой подобран так, чтобы детектор имел максимальную чувствительность  $\sim 10^{-3}$  пузырьков/нейтрон $\cdot$ см<sup>2</sup> в области нейтронов тепловых энергий. Детектор BD100R, наоборот, наиболее чувствителен к нейтронам с энергией более 100 кэВ. Детекторы размещали в непосредственной близости под мишенью, как показано на Рис. 35. За время генерации нейтронов в детекторе BDT образуется в 15 – 20 раз больше пузырьков, чем в детекторе BD100R (Рис. 36) [10]. Такое соотношение количества пузырьков соответствует тому количеству, которое получается при спектре нейтронов, приведенном на Рис. 34.

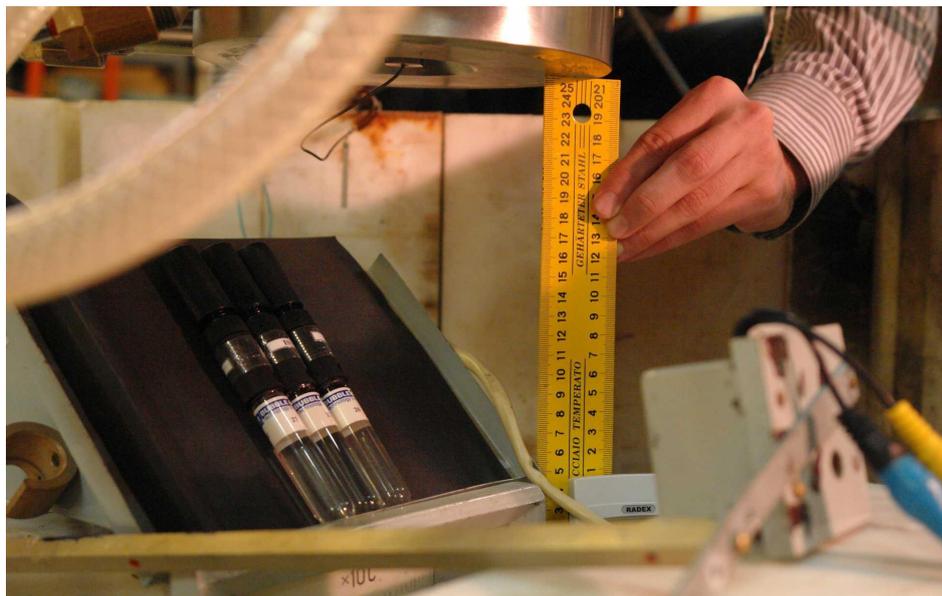


Рис. 35. Расположение пузырьковых детекторов относительно мишени.



Рис. 36. Состояние пузырьковых детекторов после эксперимента: на левой фотографии показаны два детектора BDT, на правой – детектор BD100R (слева) и два детектора BDT.

### 2.4.2. Оценка энергетического разрешения диагностики

Оценим энергетическое разрешение предложенной времяпролетной диагностики. Поскольку время пролета нейтрона равно  $t = \frac{R}{v}$ , где  $R$  – расстояние до мишени,  $v$  – скорость нейтрона, то

$$dt = \frac{R}{v^2} dv. \quad (19)$$

Соответственно энергия нейтрона  $E = \frac{mv^2}{2}$ , где  $m$  – масса нейтрона и

$$dE = mv dv. \quad (20)$$

Отсюда находим, что энергетическое разрешение времяпролетной диагностики равно:

$$\frac{dE}{E} = \frac{2dt}{t}. \quad (21)$$

Средняя энергия генерируемых нейтронов составляет  $E_{cp} = 10$  кэВ [68]. Нейтроны с этой энергией имеют скорость  $v_{cp} = 1,5 \cdot 10^6$  м/с. Полагая расстояние от мишени до детектора равным  $R = 2$  м, можем найти среднее время пролета нейтрона  $t_{cp} = \frac{R}{v_{cp}} = 1330$  нс.

Подставляя в (21)  $t_{cp}$  вместо  $t$ , и  $\tau = 200$  нс – длительность импульса вместо  $dt$ , находим, что для нейтронов с энергией 10 кэВ  $\frac{dE}{E} = 0,3$ .

### 2.4.3. Оценка времени набора статистики

Оценим время, требуемое для измерения спектра нейтронов.

Выход нейтронов реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  при энергии протонного пучка 1,915 МэВ и токе 1 мА равен  $S = 2,88 \cdot 10^{10}$  нейтронов/с [70]. Полагая поток нейтронов изотропным и пренебрегая поглощением нейтронов в мишени,

получим, что при импульсной генерации нейтронного излучения длительностью  $\tau = 200$  нс частотой  $\omega = 100$  Гц в сцинтиллятор детектора диаметром  $d = 18$  мм, размещенного на расстоянии  $R = 2$  м, будет попадать  $n = S d^2 \tau \omega / (16 R^2) = 2,9$  нейтрона/с.

Эффективность регистрации нейтронов достаточно сильно зависит от энергии; она представлена на Рис. 17. Умножив эффективность регистрации нейтронов на расчетную зависимость плотности потока нейтронов от энергии (Рис. 34), получим зависимость количества зарегистрированных нейтронов от энергии нейтронов (Рис. 37). Средняя эффективность регистрации нейтронов составляет  $\eta \approx 10$  %, поскольку при плотности потока  $3,19 \cdot 10^8$  нейтронов/см<sup>2</sup>/с (сумма значений всех столбцов спектра на Рис. 34) детектором регистрируется  $3,11 \cdot 10^7$  нейтронов/см<sup>2</sup>/с (сумма значений всех столбцов на Рис. 37).

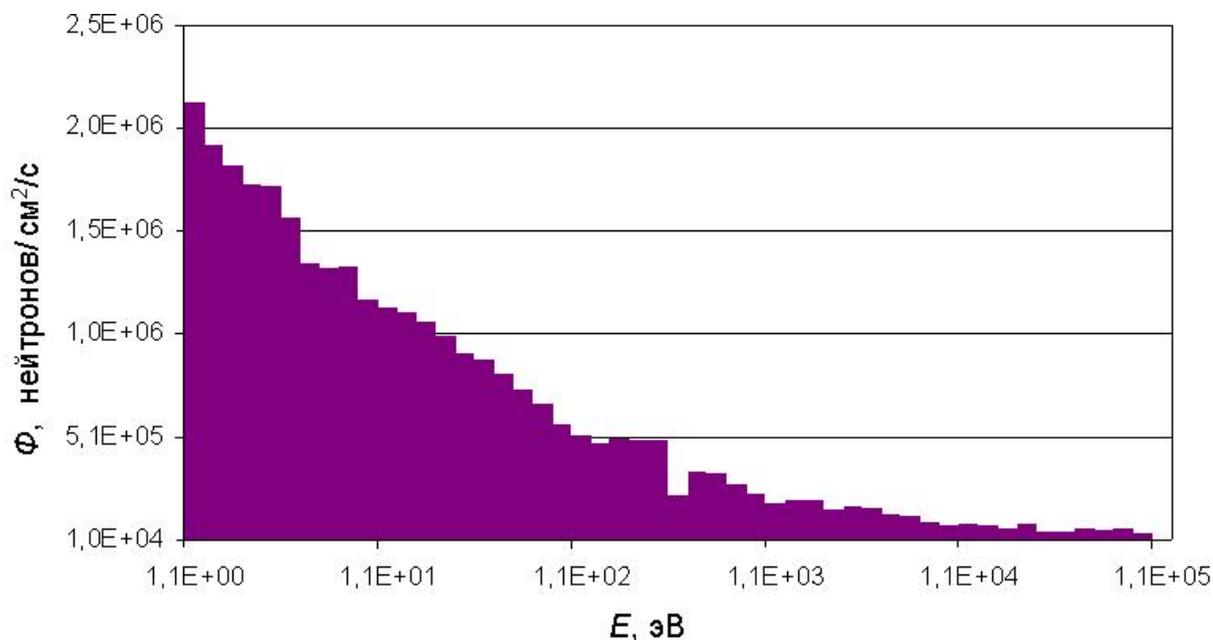


Рис. 37. Зависимость плотности потока нейтронов, регистрируемых детектором, от энергии нейтронов.

Если стремиться измерить количество нейтронов в 10 интервалах энергии со средней точностью 10 %, то необходимо зарегистрировать в каждом интервале в среднем 100 событий. Полное количество зарегистрированных нейтронов будет  $N=1000$ . Для регистрации такого количества нейтронов необходимо время набора статистики порядка 1 часа:  $T = N / (n \eta) = 3518$  с.

Если учесть, что эффективность регистрации нейтронов с энергией 10 кэВ составляет  $\sim 1$  %, то потребуется уже 10 часов работы времяпролетной диагностики для хорошей статистической точности во всей области эпитеплового диапазона энергий нейтронов.

Таким образом, при токе протонов порядка 1 мА измерение спектра генерируемых нейтронов эпитеплового диапазона теоретически возможно осуществить за рабочий день непрерывной работы ускорителя.

#### **2.4.4. Калибровка энергии протонного пучка по порогу генерации нейтронов**

Энергия протонов равна сумме удвоенного потенциала высоковольтного электрода и энергии инжектируемого в ускоритель пучка отрицательных ионов (21 кэВ) за вычетом потерь энергии ионов в обдирочной мишени 0,6 кэВ [71]. Потенциал высоковольтного электрода измеряется омическим делителем, сопротивление которого может меняться в зависимости от температуры в помещении и от продолжительности работы. Поэтому для определения энергии протонов требуется калибровка. Калибровка энергии протонов проведена по порогу генерации нейтронов реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  – 1,882 МэВ. Напряжение высоковольтного электрода ускорителя поднимали с 860 до 960 кВ линейно со скоростью 1 кВ/с, одновременно при этом измеряли скорость счета нейтронного детектора (Рис. 38) [12]. После того, как

напряжение на ускорителе достигло 960 кВ, было произведено понижение с такой же скоростью обратно до 860 кВ. Порог рождения нейтронов оказался равен  $910 \pm 2$  кВ. Таким образом, выставляя напряжение 910 кВ на ускорителе, мы получаем, что энергия протонов становится равной 1,882 МэВ.

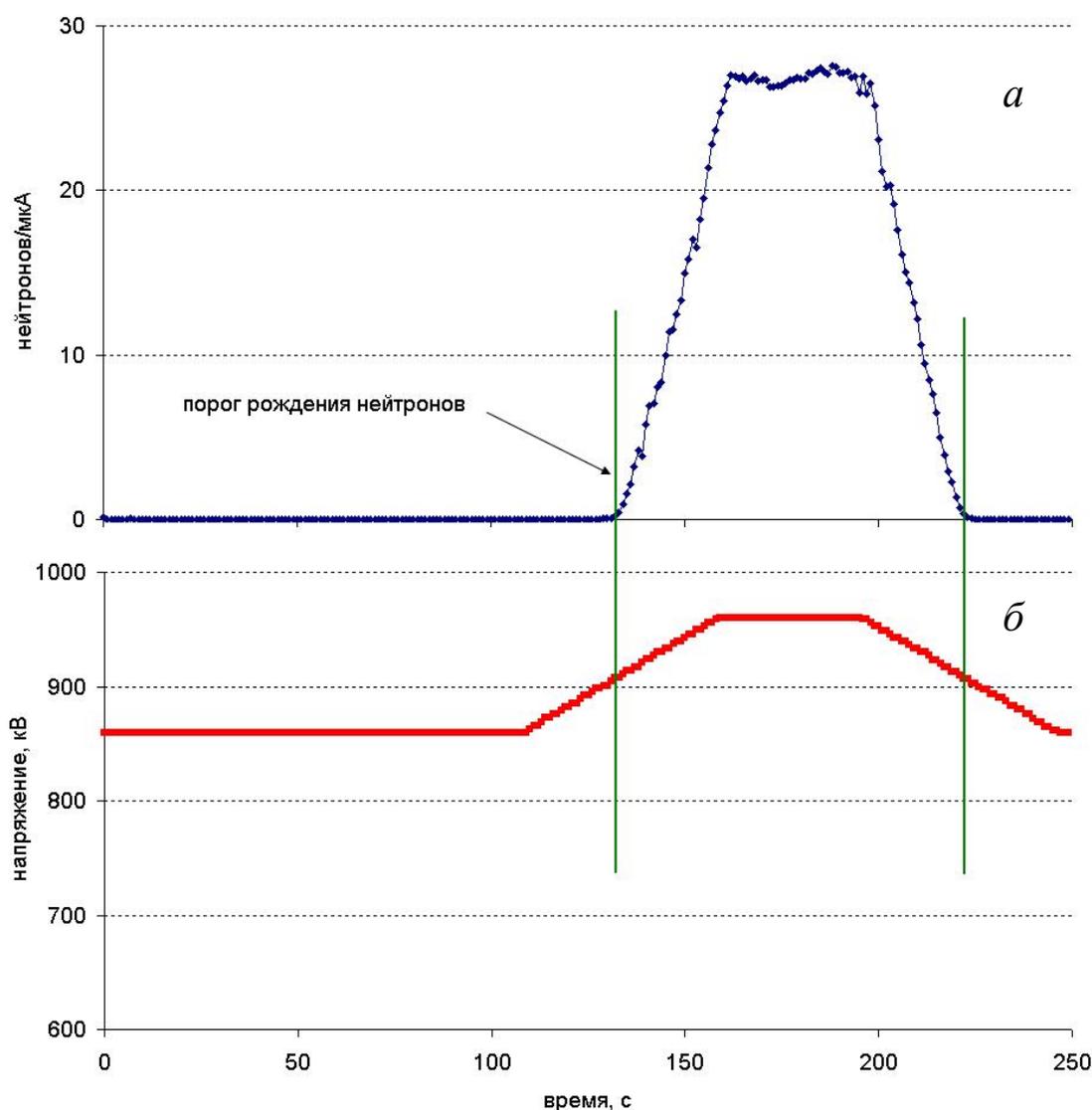


Рис. 38. Временная зависимость количества событий в нейтронном пике (а) и напряжения ускорителя (б) при процедуре калибровки энергии протонного пучка.

### 2.4.5. Регистрация нейтронов и измерение скорости счета при подаче статического напряжения на мишень

Для проверки возможности доускорения протонов путем приложения высокого напряжения к нейтроногенерирующей мишени был проведен следующий эксперимент. Напряжение на ускорителе устанавливалось равным 910 кВ, т.е. в соответствии с проведенной калибровкой энергия протонного пучка при попадании его на мишень оказывалась чуть ниже порога генерации нейтронов. С помощью нейтронного детектора фиксировалось отсутствие нейтронов. Затем при неизменном напряжении на ускорителе при помощи высоковольтного генератора Spellman STR150N на электрически изолированную литиевую мишень подавалось постоянное отрицательное напряжение амплитудой до 40 кВ и измерялся получаемый из мишени поток нейтронов (Рис. 39).

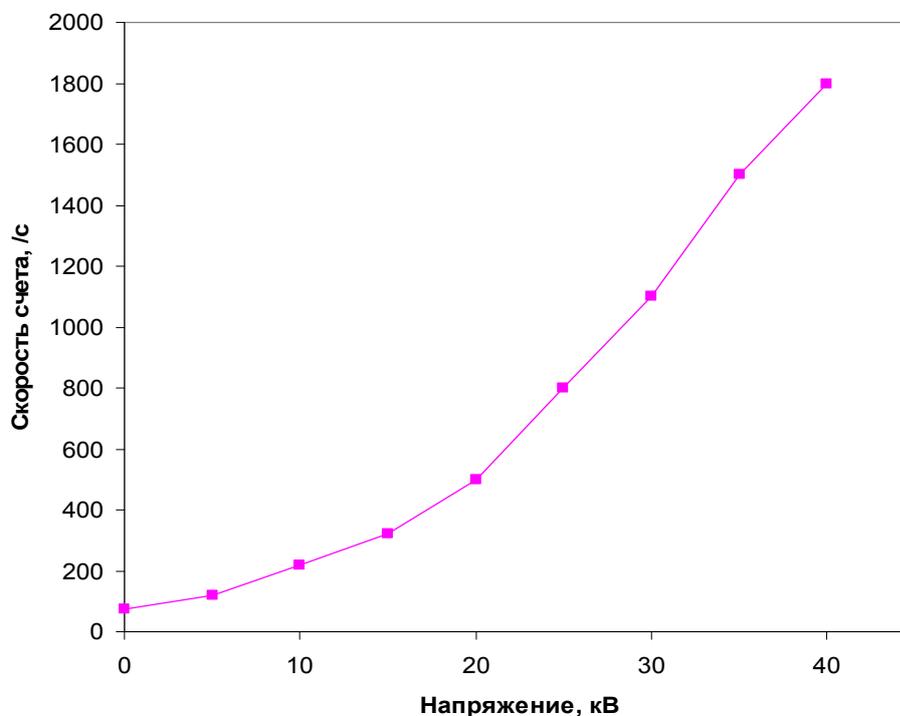


Рис. 39. Зависимость выхода нейтронов от подаваемого напряжения на изолированную мишень

В данном случае вместо литиевой мишени использовался специально изготовленный вакуумный объем (см. Рис. 41) с помещенным внутри него кристаллом фторида лития. На Рис. 39 видно, что при подаче статического напряжения на мишень, выход нейтронов пропорционально возрастает. При нуле напряжения наблюдается заметный ненулевой сигнал с нейтронного детектора на уровне 80 событий в секунду, однако нейтронного пика в этот момент не наблюдается. Это явление вызвано большим потоком сопутствующих  $\gamma$ -квантов при взаимодействии протонов с фтором [73].

## **Глава 3**

### **Измерение спектра нейтронов**

В главе приведено детальное описание разработанного метода проведения времяпролетного эксперимента с применением предложенного нами способа генерации коротких импульсов нейтронного излучения. Проанализированы источники помех и наводок, маскирующих сигнал нейтронов, и описаны решения, позволившие их минимизировать. Приводится результат и сравнение его с расчетом.

#### **§ 3.1. Постановка эксперимента**

Схема постановки эксперимента показана на Рис. 40. Цель эксперимента заключается в том, чтобы с частотой 100 Гц и точностью 100 нс измерять время от подачи высоковольтного импульса на нейтроногенерирующую мишень до регистрации нейтрона детектором. По измеряемому времени пролета можно восстановить спектр генерируемых нейтронов.

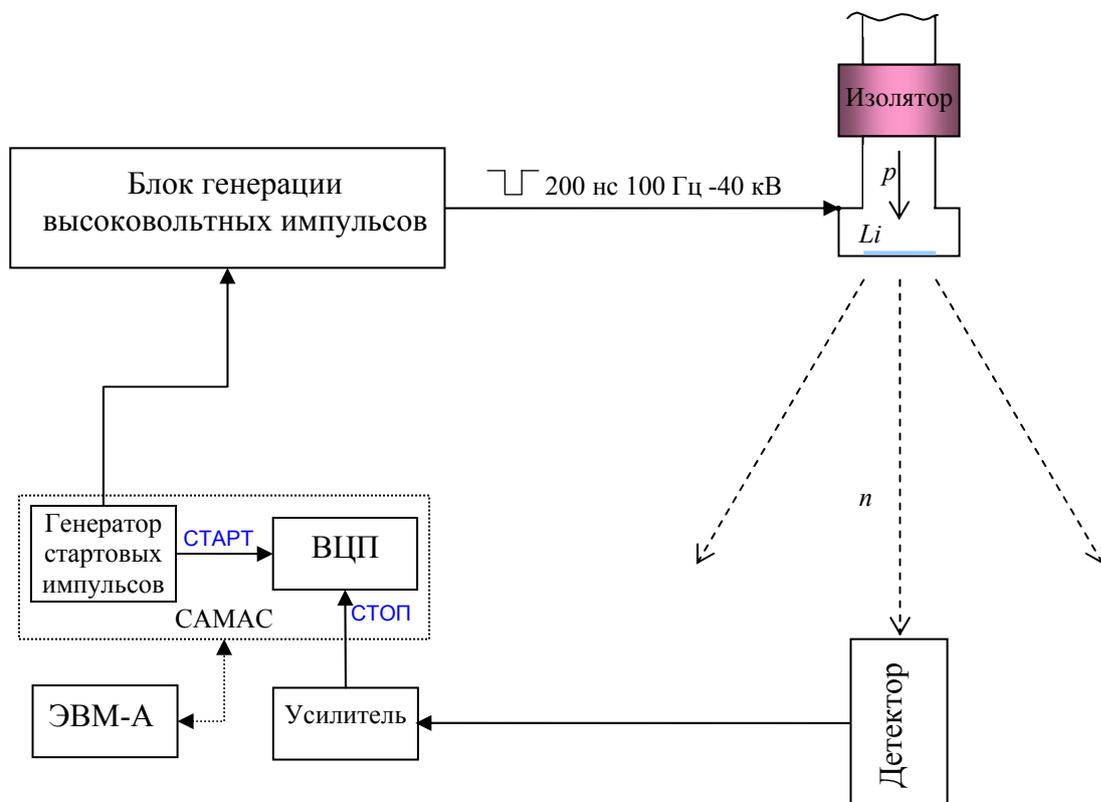


Рис. 40. Схема постановки времяпролетного эксперимента.

Для проведения эксперимента ускоритель вводится в рабочий режим. На первом этапе протонный пучок с энергией ниже порога рождения нейтронов сбрасывается на литиевую мишень. Контроль пучка на данном этапе производится с помощью токовой диагностики, калориметрической диагностики на мишени, а также с помощью четырех термопар, закрепленных на высоковольтном тракте вблизи мишени. После кратковременной тренировки и при достижении оптимальных параметров ускорителя (стабильная работа без пробоев, минимальные пульсации напряжения и тока, максимальный ток пучка на мишени) напряжение на ускорителе плавно повышается до начала генерации нейтронов. Таким образом проверяется калибровка ускорителя по энергии. После этого напряжение на ускорителе понижается так, чтобы энергия протонов была ниже порога генерации

нейтронов, и подводящие кабели диагностик пучка отсоединяются от мишени (поскольку они препятствуют подаче высоковольтных импульсов на мишень).

На втором этапе с помощью компьютера ЭВМ-А и специально написанной для времяпролетного спектрометра программы задается частота (как правило, 100 Гц) и задержка сигнала для генератора стартовых импульсов ГВИ-8М. Взаимодействие генератора и ЭВМ-А организовано через САМАС-крейт. По команде программы прямоугольный сигнал с генератора, имеющий амплитуду + 20 В, длительность 1 мс и условно называемый СТАРТ, направляется одновременно на вход высоковольтной схемы, запускающей 40 кВ импульс, и на вход время-цифрового преобразователя ВЦП-1. Поскольку ВЦП-1 может принимать только отрицательные импульсы амплитудой не менее 0,5 В и не более 5 В, то сигнал с генератора проходит через согласующую инвертирующую и дифференцирующую схему на основе импульсного микротрансформатора МИТ-4В. Пришедший на ВЦП-1 сигнал СТАРТ запускает измерение времени, длящееся до прихода сигнала СТОП с нейтронного детектора, но не более 100 мс. Сигнал СТОП, появляющийся при попадании нейтрона в детектор, имеет величину – 0,2 В на нагрузке 50 Ом, поэтому он усиливается стандартным высокочастотным усилителем УЗ-33 до минимальной величины – 0,5 В, регистрируемой ВЦП-1. Импульсы, имеющие меньшую амплитуду (шумы и сигналы от  $\gamma$ -квантов), не регистрируются. Благодаря этому осуществляется фильтрация по амплитуде и отделение нейтронных импульсов от  $\gamma$ -квантов с низкой энергией и шумов.

Импульсы СТАРТ с генератора повторяются с частотой 100 Гц. Статистика по измеренным временам пролета считывается с ВЦП-1 и накапливается в специальной программе на ЭВМ-А. Далее стандартными средствами Microsoft Excel из полученных данных восстанавливается спектр нейтронов.

## **§ 3.2. Подавление шумов**

В ходе проведения экспериментов выявился ряд проблем [13], мешавших измерению спектра нейтронов. Рассмотрим подробно эти проблемы и опишем решения, позволившие минимизировать влияние этих факторов на измерение спектра нейтронов.

### **3.2.1. Подавление электромагнитных наводок**

Подача коротких высоковольтных импульсов на изолированную мишень сопровождалась значительными высокочастотными электромагнитными помехами, распространявшимися по сигнальным проводам, кабелям питания, шинам заземления и по воздуху. Электромагнитные наводки вызывали сбои и ложные срабатывания как в цепи измерительной аппаратуры времяпролетного спектрометра, так и в цепях управления ускорителем и даже в самом блоке генерации высоковольтных импульсов. Был применен комплекс стандартных мер по защите от наводок, а именно:

- Установка высокочастотного ферритового фильтра на кабель питания блока генерации высоковольтных импульсов. Через аналогичный фильтр также происходило заземление всех узлов высоковольтной схемы. Фильтр позволил уменьшить уровень наводки, выходящей в сеть и на шину заземления.
- Установка металлического заземленного экрана вокруг нейтроногенерирующей мишени. Это позволило уменьшить помехи, расходящиеся по воздуху от мишени.
- Установка ферритовых колец на кабелях управления ускорителем и кабелях управления блоком генерации высоковольтных импульсов.

Эти меры позволили осуществить подачу высоковольтных импульсов на мишень без сбоев в работе ускорителя и в работе самого блока генерации импульсов.

Для защиты измерительной аппаратуры, находящейся вблизи мишени, были применены аналогичные меры:

- Помещение всей измерительной аппаратуры для времяпролетного спектрометра внутрь помехозащищенного бокса (с фильтрацией по питанию).
- Помещение нейтронного детектора внутрь заземленного экрана.
- Двойная экранировка сигнальных проводов.

### **3.2.2. Подавление шумовых нейтронов**

Дело в том, что предложенный новый принцип времяпролетных измерений накладывает жесткие требования на уровень потока фоновых нейтронов, поскольку генерация измеряемых нейтронов осуществляется в течение короткого времени (200 нс), а их регистрация – в течение в 500 раз более длительного промежутка времени (100 мс) при том, что протонный пучок по-прежнему попадает на мишень. Были выявлены и исследованы следующие причины появления шумовых нейтронов.

Основной фоновый вклад на набираемом спектре связан с образованием нейтронов при взаимодействии «гало» протонного пучка со стенками вакуумного тракта, изготовленного из нержавеющей стали 12Х18Н10Т, во время проведения пучка к литиевой мишени.

Для изучения и подавления фонового излучения, возникающего при поглощении протонов в различных конструкционных материалах, был проведен эксперимент, в котором нейтроногенерирующая мишень была заменена на специально изготовленный вакуумный объем (Рис. 41), состоящий из трубы из нержавеющей стали с внутренним диаметром 100 мм, толщиной стенки 2 мм, днища из медного диска толщиной 16 мм, охлаждаемого водой, и

патрубка с кварцевым стеклом для наблюдения за образцом. На днище вакуумного объема помещали различные материалы (медь, титан, тантал, алюминий, ванадий, молибден, нержавеющая сталь), изготовленные преимущественно в виде тонких дисков диаметром 95 мм, и с помощью магнитной развертки равномерно облучали протонным пучком с энергией 2 МэВ.

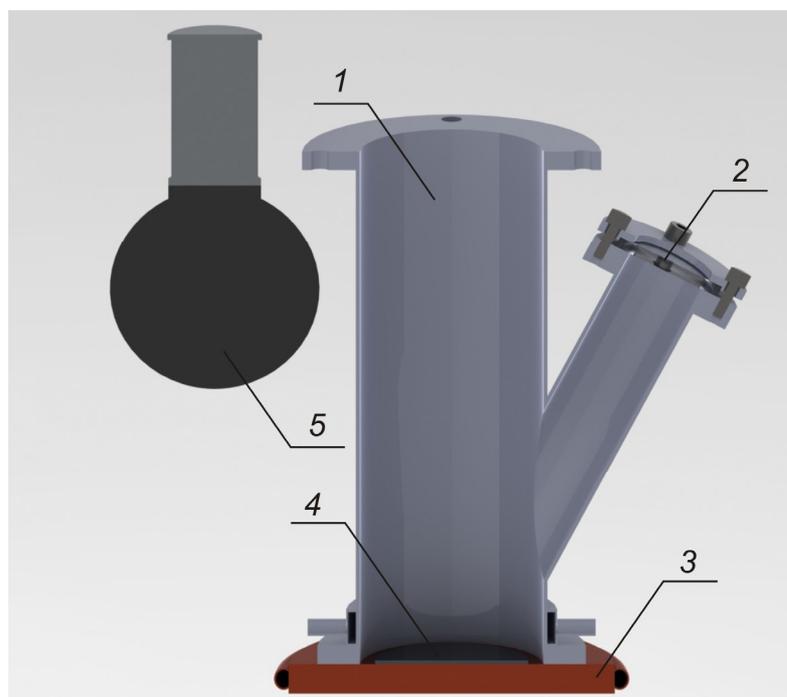


Рис. 41. Схема эксперимента: 1 – вакуумный объем, 2 – окно для наблюдения, 3 – охлаждаемое днище вакуумного объема, 4 – образец, 5 – сферическая ионизационная камера.

Обнаружено, что облучение 2 МэВ протонным пучком нержавеющей стали, титана и ванадия приводит к выходу нейтронов, облучение других материалов (меди, тантала, алюминия и молибдена) выходом нейтронов не сопровождается [73]. Генерация нейтронов подтверждается присутствием характерного нейтронного пика в сигналах детектора с литийсодержащим сцинтиллятором GS20 (Рис. 42), который имеет максимальное значение в случае ванадия и практически отсутствует в случае меди. На Рис. 43

представлена зависимость скорости счета детектора в области этого нейтронного пика от энергии протонов.

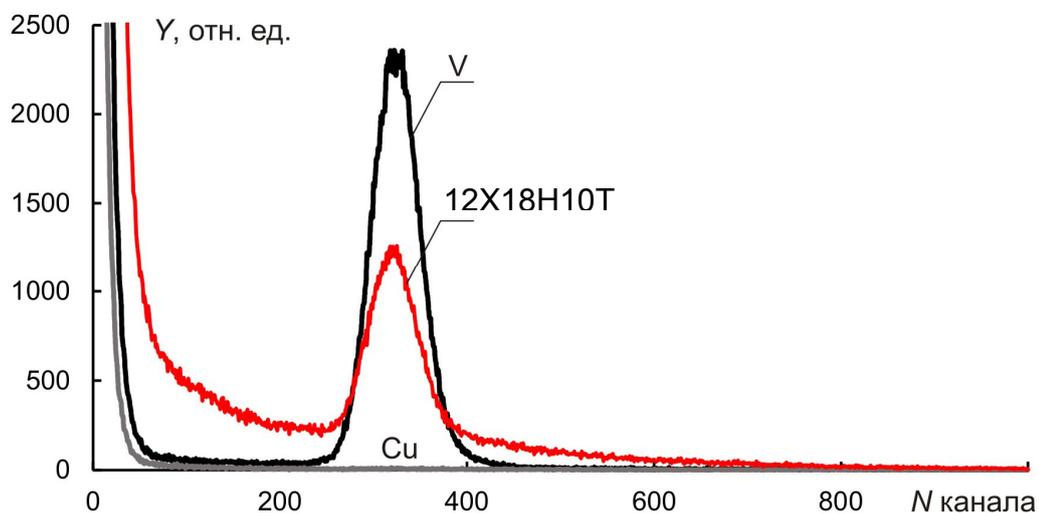


Рис. 42. Зависимость скорости счета нейтронного детектора от номера канала при облучении меди (Cu), нержавеющей стали (12X18H10T) и ванадия (V) протонами с энергией 2 МэВ.

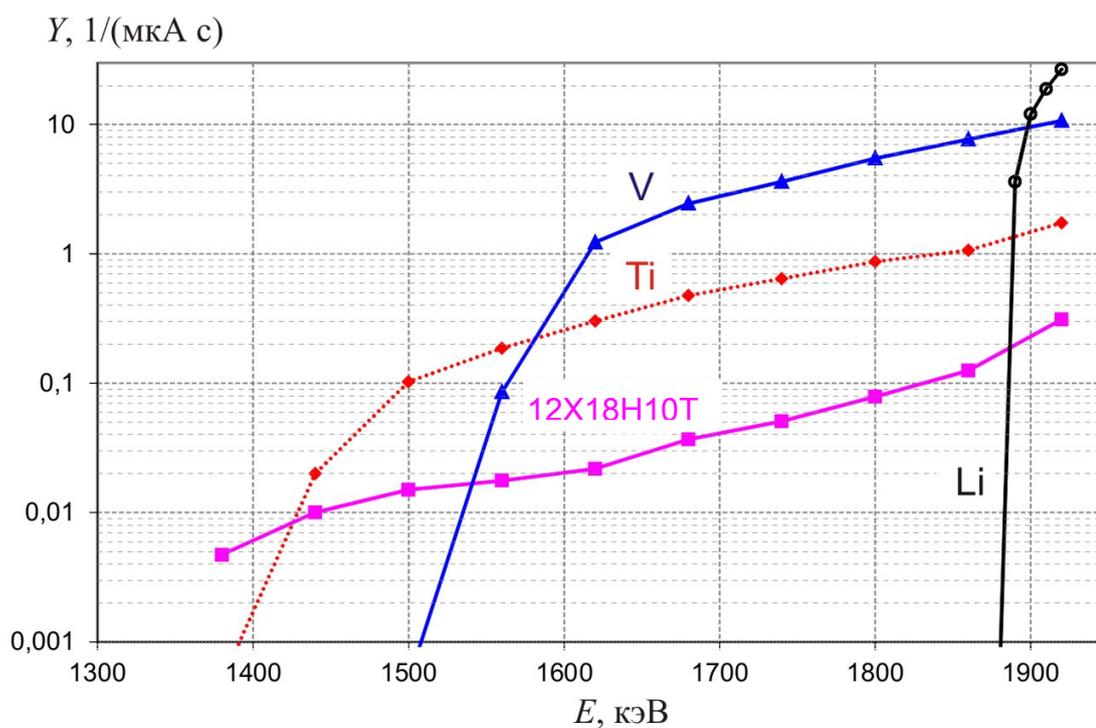


Рис. 43. Зависимость скорости счета в нейтронном пике от энергии протонов на разных материалах.

Полученные зависимости позволили определить, что генерация нейтронов в нержавеющей стали обусловлена реакцией  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$  (порог реакции 1,034 МэВ) из-за присутствия марганца в виде примеси, в титане –  $^{49}\text{Ti}(p,n)^{49}\text{V}$  (порог реакции 1,43 МэВ) и в ванадии –  $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$  (порог реакции 1,562 МэВ [72]). Хотя сечение реакции  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$  на два порядка меньше сечения реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , но и много ниже порог реакции, составляющий всего 1,034 МэВ (Рис. 44), и при этом генерация этих шумовых нейтронов осуществляется в течение всего времени времяпролетных измерений.

$\sigma$ , мб

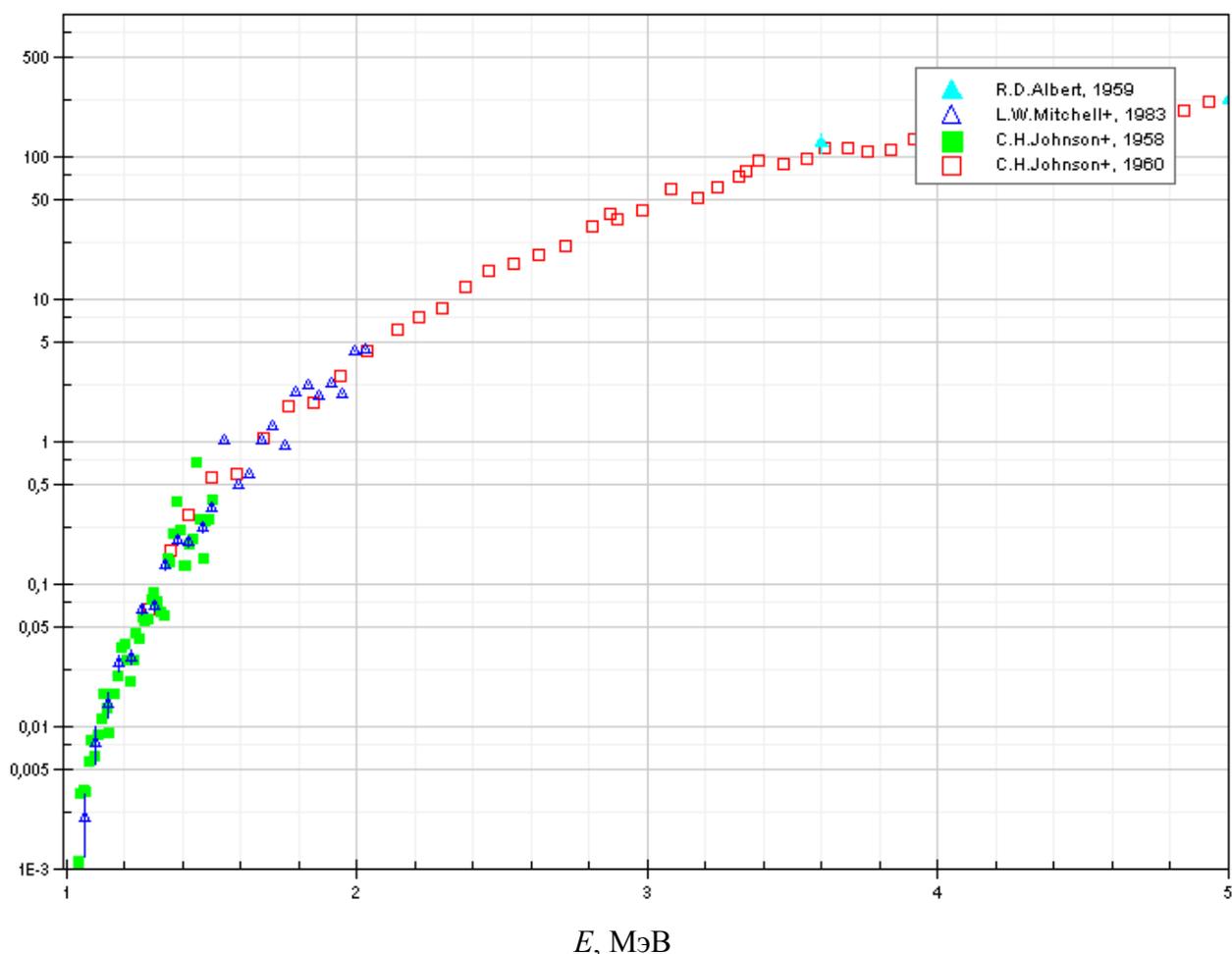


Рис. 44. Сечение реакции  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$  по данным нескольких авторов.

В данных экспериментах было также определено, что поглощение протонов с энергией 2 МэВ в молибдене или тантале не вызывает генерацию нейтронов, сопровождается минимальным уровнем потока  $\gamma$ -излучения и не приводит к активации этих металлов. Поэтому для устранения потока шумовых нейтронов внутренняя стенка вакуумного бака тракта транспортировки протонного пучка была дополнительно защищена молибденовой фольгой.

Второй путь появления шумовых нейтронов связан с генерацией нейтронов на конструкционных материалах мишени. Взаимодействие протонного пучка с литием, помимо генерации нейтронов в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ , сопровождается потоком высокоэнергетичных  $\alpha$ -частиц в результате реакций  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  и  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$  с энергетическим выходом 17,347 и 4,021 МэВ. Поток  $\alpha$ -частиц, преимущественно со средней энергией 8,85 МэВ, почти на порядок превосходит поток нейтронов из лития при энергии протонов 1,915 МэВ. Далее эти высокоэнергетичные  $\alpha$ -частицы, поглощаясь в медном приемнике пучка, приводят к появлению нейтронов в результате реакций  ${}^{63}\text{Cu}(\alpha,n){}^{66}\text{Ga}$  и  ${}^{65}\text{Cu}(\alpha,n){}^{67}\text{Ga}$ , характеризующихся сечением на уровне нескольких сотен миллибарн (Рис. 45). Хотя поток этих нейтронов мал по сравнению с изучаемым, в отличие от последнего его генерация идет непрерывно.

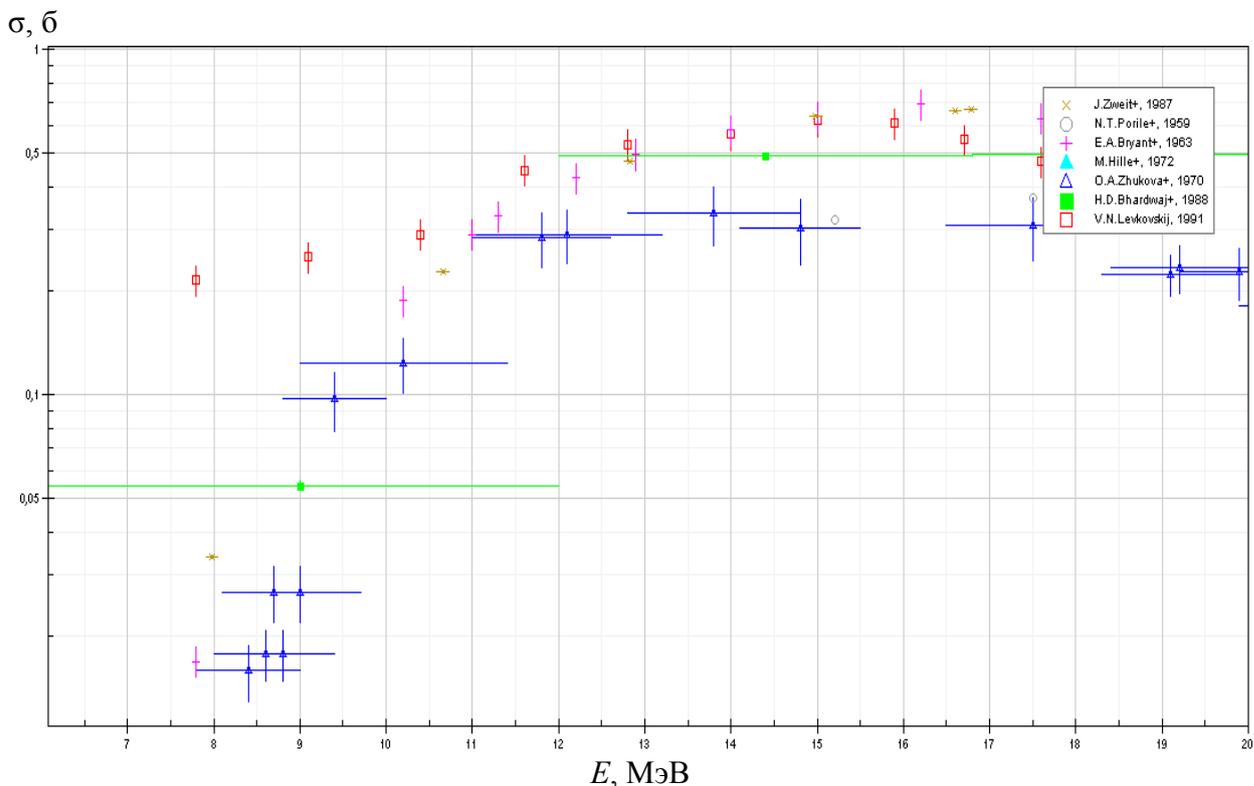


Рис. 45. Сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\alpha, n)^{66}\text{Ga}$  по данным нескольких авторов.

Третий путь появления фонового нейтронного сигнала связан с отражением нейтронов от стен и пола помещения, в котором находятся установка и нейтронный детектор. Ускоритель-тандем изначально не задумывался в расчете на прецизионные метрологические измерения нейтронов, которые, как известно, требуют больших помещений для минимизации влияния отражения нейтронов от стен и пола. Так что расстояние от нейтроногенерирующей мишени до бетонного пола при проведении времяпролетного эксперимента было равно 239 см, что, безусловно, не является оптимальным и не исключает влияния отраженных нейтронов на результат измерений.

Дополнительно ситуация осложняется поставленной геометрией времяпролетного эксперимента: задача измерения спектра нейтронов решается

для расположения нейтронного детектора под углом  $0^\circ$  к вертикальной оси протонного пучка (протонный пучок падает на литиевую мишень сверху вниз). То есть нейтронный детектор должен находиться под литиевой мишенью, в промежутке между полом бункера и мишенью (Рис. 46). Таким образом, пролетная база в данной геометрии не может быть больше 239 см.



Рис. 46. На фотографии видно итоговое расположение детектора (а), окруженного свинцовой защитой, относительно мишени (б), пола (в) и помехозащищенного бокса с измерительной аппаратурой (z).

В данной геометрии степень влияния отраженных нейтронов оценена из проведенных экспериментов с активационными детекторами. В качестве таких детекторов использовались фольги  $^{115}\text{In}$  (изотопная распространенность

95,71 %, сечение захвата нейтронов в области резонанса 1,46 эВ достигает  $2,92 \cdot 10^4$  б – см. Рис. 8) диаметром 10 мм, толщиной 0,4 мм и массой 0,2 г. На Рис. 47 представлена зависимость их активности  $Y$  от расстояния до мишени  $R$ , вплоть до 239 см, когда фольги располагались на полу защищенного бункера. Видно, что вблизи пола в активацию фольг начинают вносить существенный вклад отраженные нейтроны.

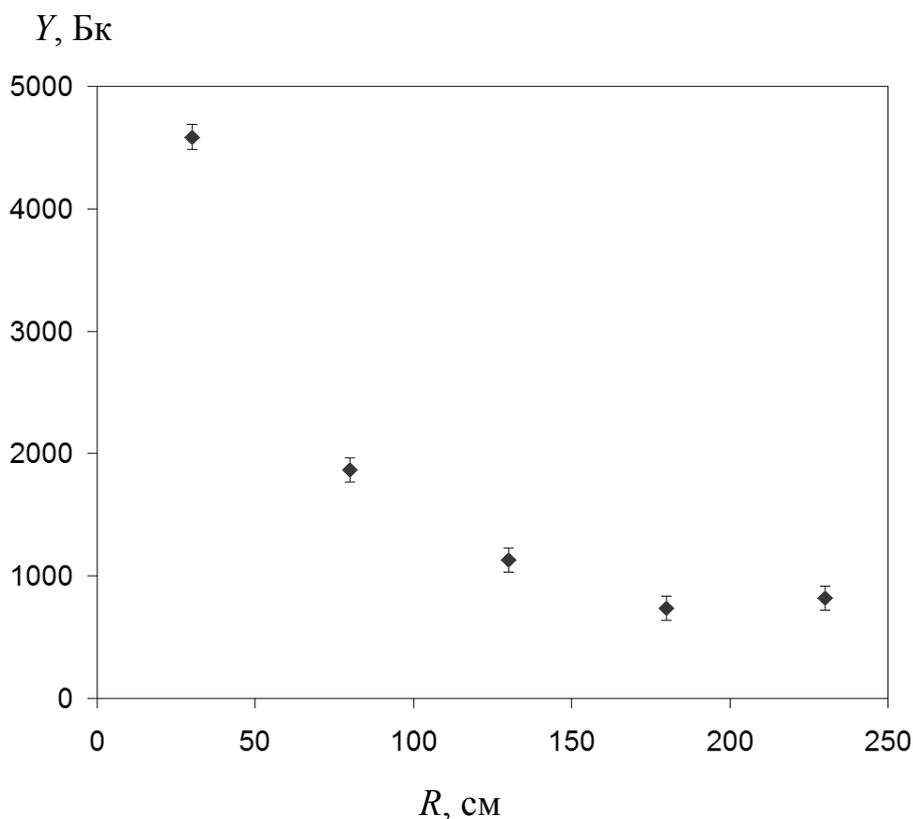


Рис. 47. Зависимость активности фольг  $^{115}\text{In}$  от расстояния до мишени.

Чтобы уменьшить влияние отраженных нейтронов, было принято решение приподнять нейтронный детектор на высоту 160 см над полом (на Рис. 46 показано итоговое положение детектора). Из-за этого пролетная база уменьшилась с первоначальных 200 см до 78 см. Это привело к ухудшению энергетического разрешения в области высоких энергий, но, в то же время, и к уменьшению времени набора статистики.

### 3.2.3. Подавление шумовых $\gamma$ -квантов

Следующая проблема связана с шумовым сигналом от  $\gamma$ -квантов. Хотя нейтронный детектор на основе литиевого стекла работает за счет реакции (11) и способен обеспечить эффективную регистрацию нейтронов в условиях сопутствующего  $\gamma$ -излучения (как и было продемонстрировано в предварительных экспериментах),  $\gamma$ -кванты высокой энергии также могут создавать яркие вспышки в сцинтилляторе, как и нейтроны. На Рис. 48 представлены спектры  $\gamma$ -квантов, измеренные BGO-спектрометром в свинцовой защите, расположенным на расстоянии 160 см от литиевой мишени, для двух энергий протонов, одна из которых ниже порога генерации нейтронов. Видно, что помимо ярко выделенной линии 478 кэВ, обусловленной взаимодействием протонов с литием, при генерации нейтронов появляются  $\gamma$ -кванты с широким спектром энергий до 4,6 МэВ и выше.

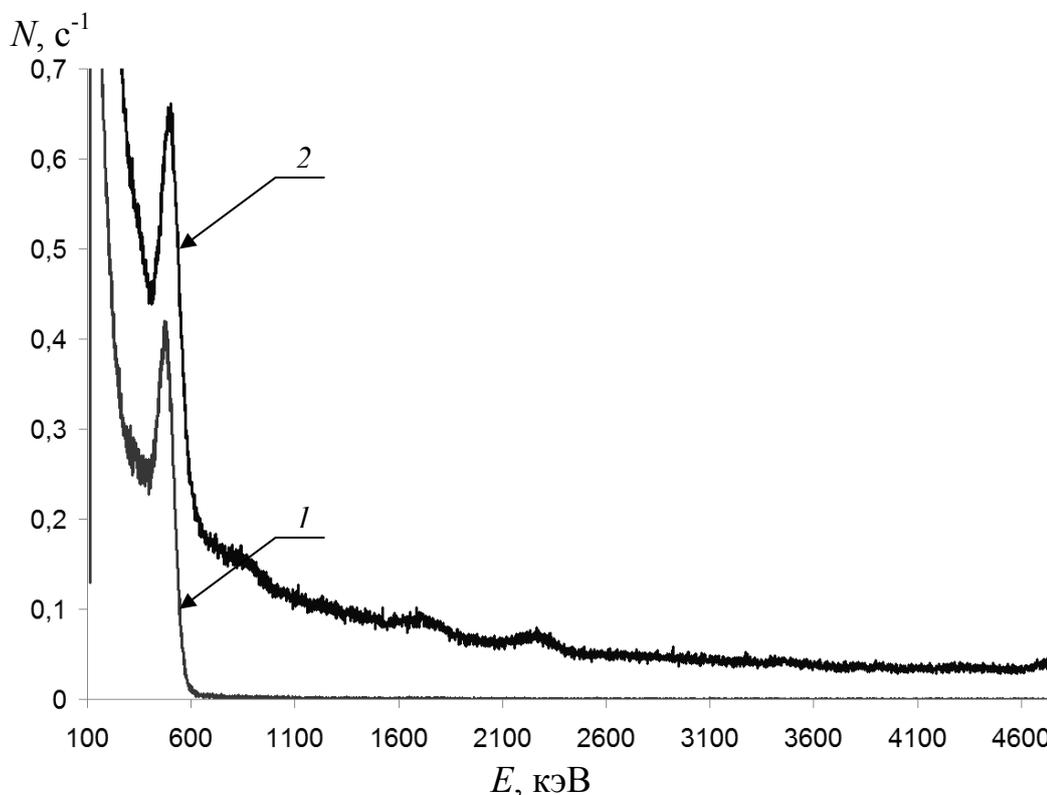


Рис. 48. Спектр  $\gamma$ -квантов нейтроногенерирующей мишени при попадании на нее протонного пучка с энергией 1,870 МэВ (1) и 1,930 МэВ (2).

При энергии протонов ниже порога рождения нейтронов (1,882 МэВ) нейтронный детектор не регистрирует нейтроны (кроме фоновых нейтронов) и формирует спектр сигналов как на Рис. 49. Видно, что характерный нейтронный пик отсутствует.

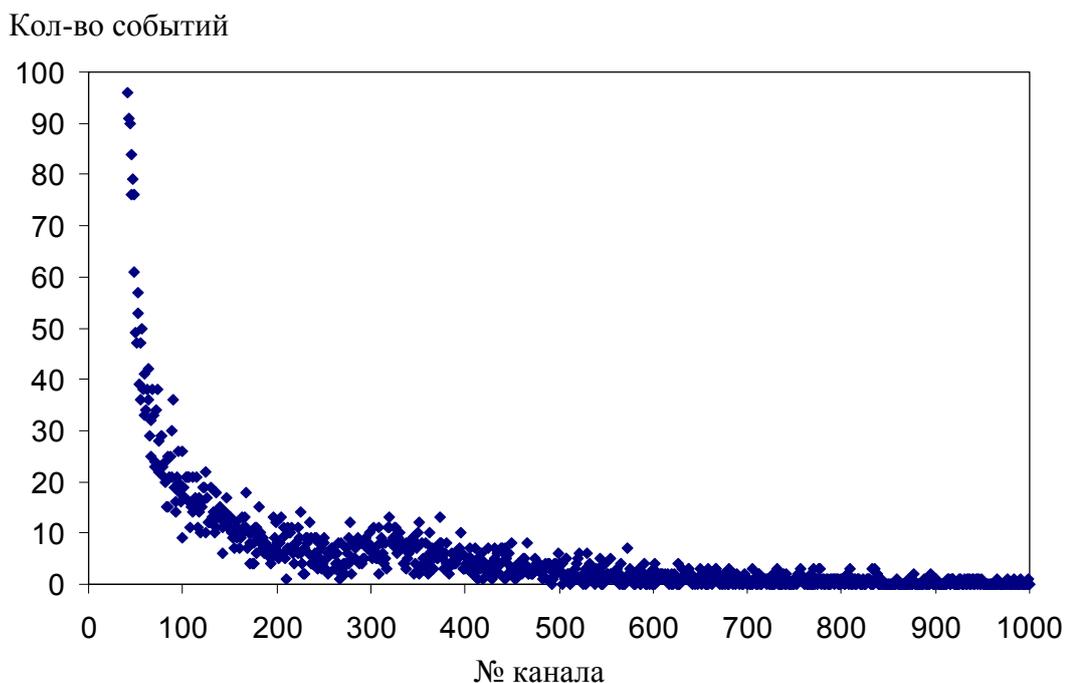


Рис. 49. Характерный спектр сигналов нейтронного детектора при энергии протонов на литиевой мишени ниже порога рождения нейтронов.

При повышении энергии протонов до 1,915 МэВ детектор начинает регистрировать нейтроны и формирует легко различимый пик (Рис. 50), аналогичный полученному ранее при калибровке (см. Рис. 23). На Рис. 50 видно, что детектор регистрирует не только нейтроны, которые формируют ярко выделенный пик 1, но и  $\gamma$ -кванты с широким спектром амплитуд сигналов 2 и 3. Судя по графику, влияние  $\gamma$ -квантов в данном случае мало и нейтронный пик легко различим на их фоне. Однако пренебрегать их влиянием на результат времяпролетного измерения нельзя, поскольку такая картина сигналов верна только во время короткой (200 нс) нейтронной вспышки. Все остальное время регистрации (100  $\mu$ с) спектр сигналов

аналогичен Рис. 49, и случайные  $\gamma$ -кванты с большой энергией вполне могут создавать ложные «нейтронные» сигналы в цепи измерения. Поскольку время регистрации в 500 раз больше, чем время нейтронной вспышки, то и вклад таких  $\gamma$ -квантов оказывается в 500 раз больше, чем вклад полезных нейтронов. Соответственно для уменьшения шума на набираемом спектре нейтронов необходимо уменьшить количество регистрируемых сопутствующих  $\gamma$ -квантов.

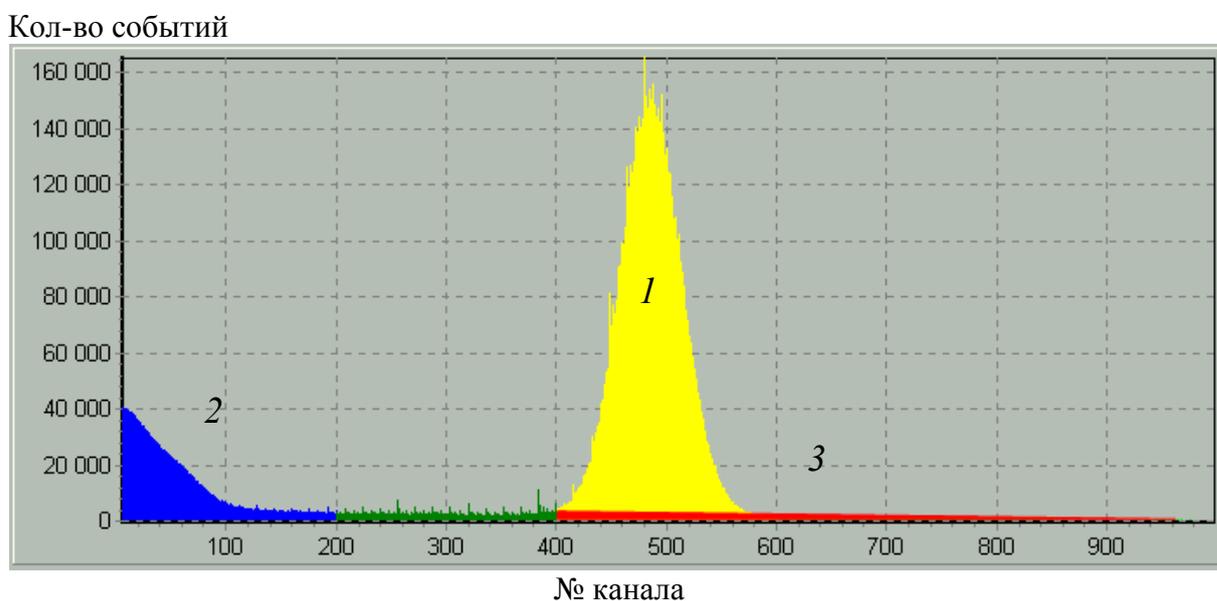


Рис. 50. Характерный спектр сигналов нейтронного детектора (после усиления). 1— нейтронные импульсы, 2 — шум  $\gamma$ -квантов, 3 — шум от высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов, неотличимый от нейтронов.

Для отсекаания сигналов  $\gamma$ -квантов 2 с амплитудой ниже характерных нейтронных 1 применен амплитудный дискриминатор. Для ослабления потока  $\gamma$ -квантов высокой энергии 3, дающих неотличимый от нейтронов сигнал, применена свинцовая защита толщиной 7 см, которая позволила в 100 раз уменьшить поток  $\gamma$ -квантов с энергиями в несколько мегаэлектронвольт [74]. При этом свинцовая защита не влияет на форму спектра нейтронов, поскольку

в области энергий нейтронов от 1 эВ до 100 кэВ сечение рассеяния нейтронов на свинце практически постоянно (Рис. 51).

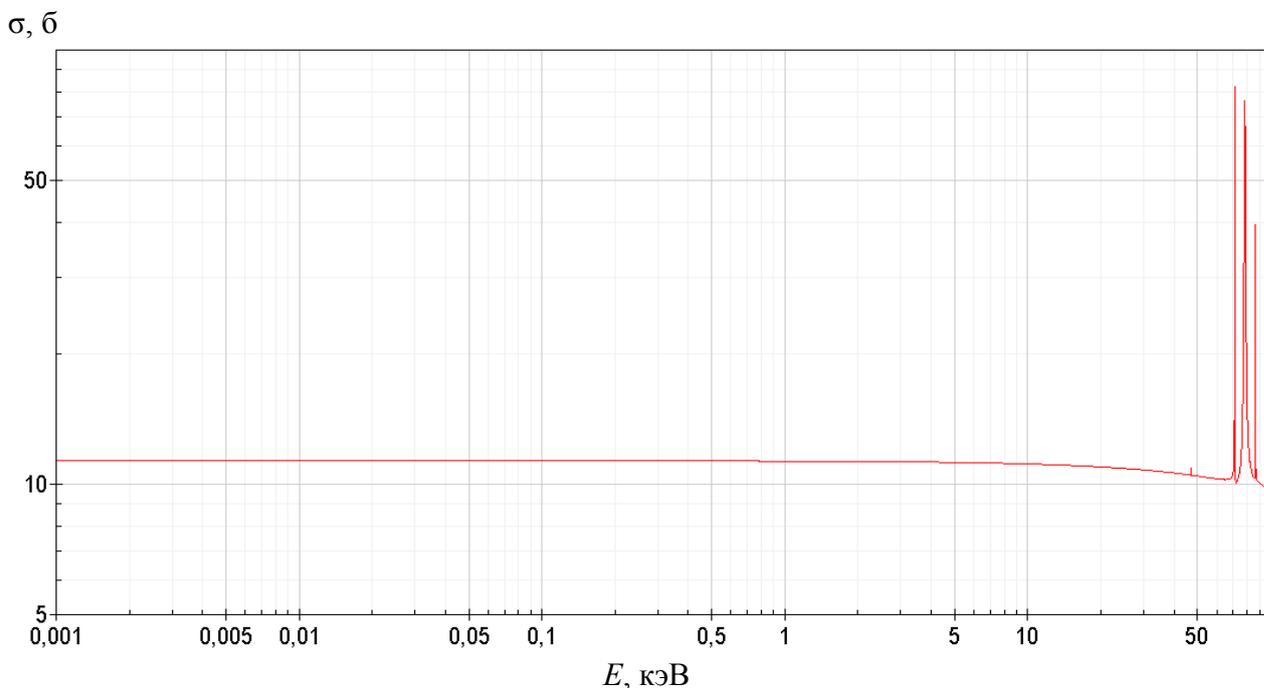


Рис. 51. Полное сечение рассеяния нейтронов на свинце  $^{208}\text{Pb}$  из базы данных ENDF/B-VII.1.

### 3.2.4. Стабилизация энергии протонного пучка

Еще одна сложность связана с нестабильным напряжением на ускорителе. Электростатический ускоритель-тандем обеспечивает высокую стабильность энергии протонного пучка – 10 кэВ, но для времяпролетного способа измерения спектра нейтронов такая стабильность критична, поскольку при превышении порога энергии протонов 1,882 МэВ генерируется большой поток шумовых нейтронов. Каждая такая вспышка нейтронов, вызванная скачком энергии протонов, может дать до 1000 и более шумовых событий на измеряемом в этот момент спектре, уничтожив несколько часов набора статистики. Для предотвращения незапланированных вспышек нейтронного излучения энергия протонов была занижена от порога реакции на 10 кэВ. Но и

это не всегда помогало, поскольку нестабильность энергии протонов временами доходила до 20 кэВ.

Для исключения шумовых нейтронных вспышек была использована программная фильтрация, которая в реальном режиме времени отслеживала напряжение на ускорителе и набирала статистику по спектру нейтронов. В том случае, когда напряжение на ускорителе выходило за установленные границы (Рис. 52), набор статистики прекращался, а при восстановлении напряжения – автоматически возобновлялся. Благодаря работе программы удалось ближе подойти к порогу рождения нейтронов (до  $1875 \pm 5$  кэВ) и отсеять фоновые выбросы. Таким образом, спектр нейтронов измерялся при энергии протонов  $1915 \pm 5$  кэВ.

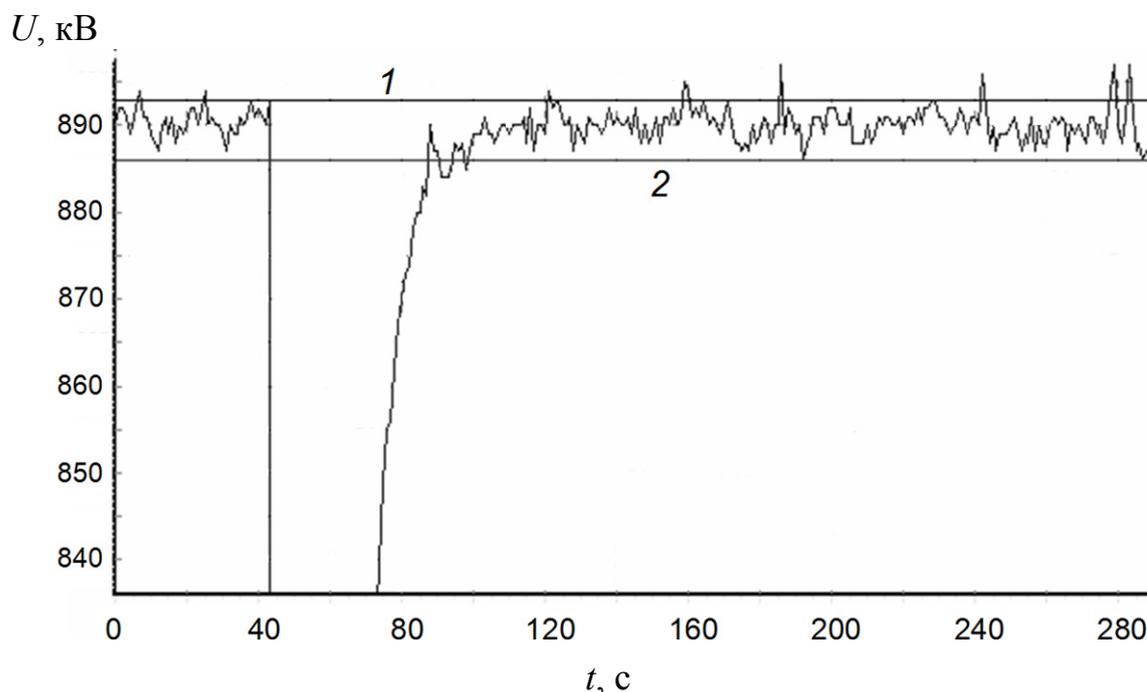


Рис. 52. Пример работы программы фильтрации во время проведения времяпролетного эксперимента.  $U$  – напряжение ускорителя,  $t$  – время. Линии (1) и (2) – верхняя и нижняя допустимые границы напряжения.

Также помимо импульсного характера нестабильности напряжения на ускорителе наблюдалось дополнительное медленное изменение напряжения

(единицы киловольт в час), которое регистрировалось с помощью дополнительного АЦП в ЭВМ-Б по высоте шумовых нейтронных выбросов и корректировалось вручную.

### **3.2.5. Контроль положения протонного пучка**

Еще одна проблема, с которой пришлось столкнуться при проведении времяпролетных экспериментов, – это отсутствие обычно используемых диагностик пучка на мишени. Из-за подачи высоковольтных импульсов на мишень оказалось невозможным использовать токовую, калориметрическую и дозиметрические диагностики. Поэтому единственным способом определения положения пучка вблизи мишени остался температурный способ. Четыре термопары были закреплены по сторонам вакуумного тракта. Таким образом, если пучок уходил в сторону, соответствующая термопара показывала нагрев камеры. Однако этот метод не отличается точностью и скоростью и подходит больше как средство защиты от прожигания вакуумного тракта пучком.

Поэтому в качестве дополнительной диагностики было предложено использовать следующий метод. Интервал, в котором происходит регистрация нейтронов с помощью ВЦП-1, составляет 100 мс, причем в первые 50 мс при расположении нейтронного детектора на удалении 78 см измеряются энергии нейтронов в диапазоне от 2 эВ до 200 кэВ, а в последующие 50 мс – более медленные. Отказавшись от регистрации медленных нейтронов, возможно измерять уровень шума от случайных событий. Для этого достаточно запустить регистрацию нейтронных событий на ВЦП-1 не одновременно с высоковольтным импульсом, вызывающим вспышку нейтронов, а на 50 мс раньше. Пока не произошла нейтронная вспышка, нейтронный детектор регистрирует только шумовой сигнал, после импульса – и полезный сигнал тоже. Пример, демонстрирующий работу этого метода в процессе набора статистики по спектру нейтронов, представлен на Рис. 53. Таким образом, в

любой момент времени можно отслеживать реальное соотношение сигнал/шум. Если это соотношение начинает ухудшаться – значит необходима ручная коррекция положения и/или энергии пучка для более точного попадания в мишень. Детально этот метод определения соотношения сигнал/шум в реальном режиме времени описан нами в ноу-хау [19].

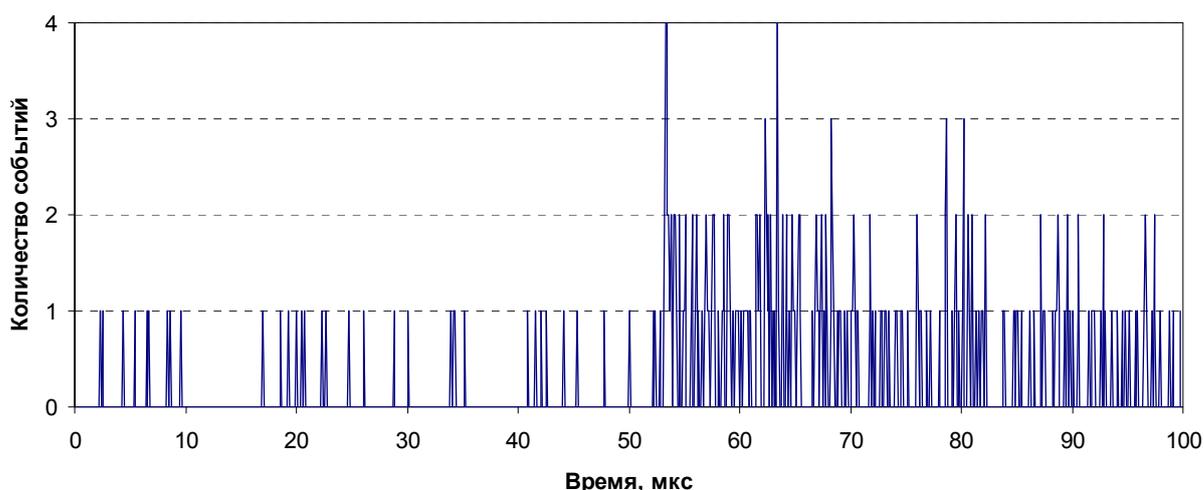


Рис. 53. Процесс набора статистики. Первые 50 мкс показывают только шумовые сигналы. Вторые 50 мкс отображают значение «сигнал + шум».

Все примененные меры по минимизации шумового сигнала можно коротко отразить в таблице:

Таблица 1.

Проблема:	Решение:
Электромагнитные наводки	Ферритовые фильтры, фильтры питания, заземленные экраны, двойная экранировка проводов
Шумовые нейтроны	Защита канала транспортировки пучка листами молибдена, поднятие детектора над полом
Шумовые $\gamma$ -кванты	Защита нейтронного детектора свинцом, амплитудный дискриминатор
Нестабильность энергии ускорителя	Программная фильтрация, контроль с помощью дополнительного АЦП
Нестабильность положения пучка	Мониторинг соотношения сигнал/шум в реальном времени

Итоговая упрощенная схема проведения эксперимента, учитывающая решения всех проблем, показана на Рис. 54:

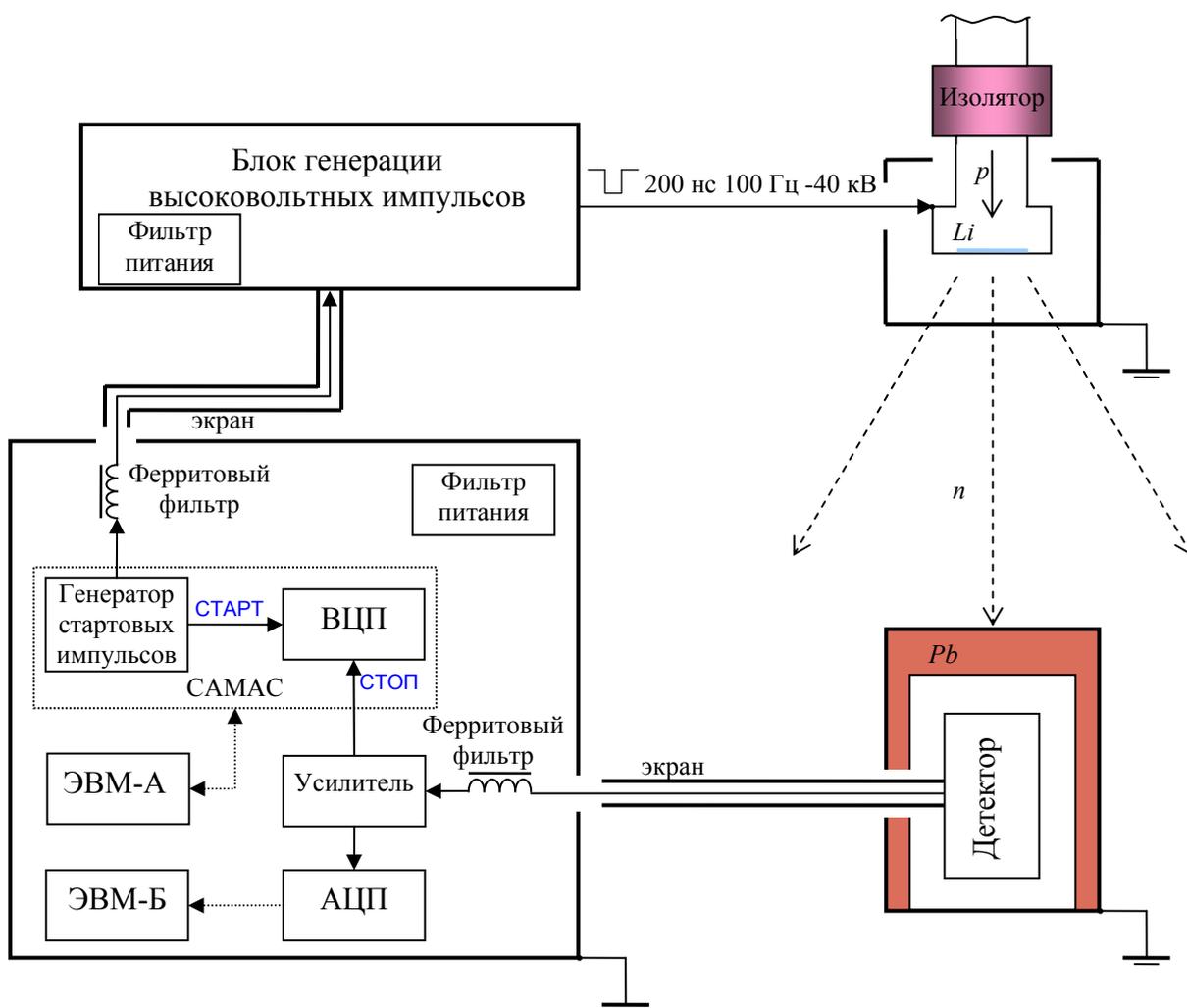


Рис. 54. Итоговая схема времяпролетного эксперимента и защиты от наводок.

Необходимо отметить, что шумовой сигнал на набираемом спектре (независимо от его природы) всегда имеет положительный знак, то есть всегда суммируется с полезным сигналом. Поскольку шумовой сигнал измерялся в то же время, что и значение «сигнал + шум», а не в отдельном эксперименте, то уровень шума определяется однозначно. Соответственно, при восстановлении

спектра величина уровня шума в каждом интервале энергий была вычтена из значения «сигнал + шум».

### § 3.3. Обсуждение результатов

На Рис. 55 представлены результаты измерения спектра нейтронов предложенным времяпролетным методом, суммированные за пять дней набора статистики [13].

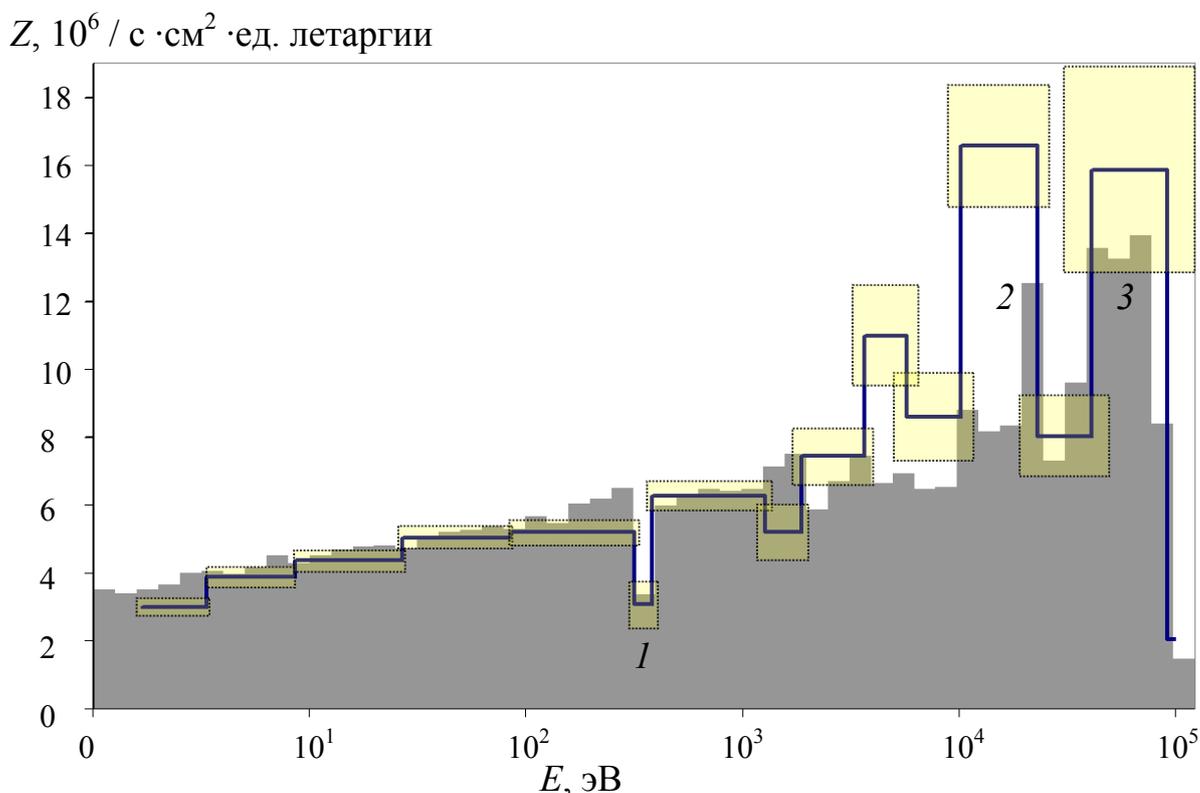


Рис. 55. Результат измерения спектра нейтронов (линия), наложенный на расчет (столбцы). В виде прямоугольных областей с пунктирной линией указаны погрешности.

Общее время работы времяпролетного спектрометра составило около 15 часов, за это время на спектре было набрано 1100 событий. Для набора такого количества событий потребовалось заметно больше времени, чем по оценке в Главе 2, хотя и пролетная база была уменьшена с 200 см до 78 см. Это явление

можно объяснить большим процентом программно отсеянных данных и относительно большой задержкой перед коррекцией положения пучка (из-за малой скорости набора событий при мониторинге соотношения сигнал/шум).

Для определения энергии нейтронов помимо измеряемого времени пролета необходимо знать пройденный ими путь. Если бы для создания коротких импульсов нейтронного излучения применялся механический прерыватель, установленный за мишенью, то путь однозначно определялся бы расстоянием от прерывателя до детектора. В данном случае реализации режима импульсного ускорителя ситуация несколько сложнее. Нейтроны, генерируемые в тонком слое лития, далее проходят через мишенный узел, обеспечивающий необходимый эффективный теплосъем. Мишенный узел толщиной 6 см изготовлен из нержавеющей стали и имеет каналы подвода воды с характерным размером до 2,2 см [75]. Прохождение нейтронов через мишенный узел сопровождается их рассеянием и торможением в результате упругого рассеяния в воде. Так, например, за пять столкновений с ядрами водорода энергия нейтронов уменьшается с начальных 40 кэВ (средняя энергия испускаемых нейтронов) до 300 эВ. Поскольку характерная для данных энергий длина свободного пробега нейтрона в воде имеет величину 1,1 см, то в результате пяти столкновений нейтрон смещается в первоначальном направлении на расстояние порядка 1 см, проходя при этом путь 5,5 см. Таким образом, путь, который проходят нейтроны до детектора, получается разным – быстрые нейтроны, которые практически не тормозятся и не рассеиваются, проходят меньший путь, чем те, которые замедляются.

### **3.3.1. Сравнение полученного спектра с расчетом**

На Рис. 55 для сравнения наложен расчетный спектр нейтронов (см. Рис. 34). Экспериментально измеренный спектр представлен для случая, когда

пройденный нейтронами путь принимается равным 84 см, при том, что расстояние от центра литиевого слоя мишени до торца детектора составляет 78 см. Выбор такого расстояния обусловлен желанием совместить ярко выраженный провал в потоке нейтронов в области 300-400 эВ как в расчетном спектре (316-398 эВ), так и в измеренном (*1* на Рис. 55). Этот провал связан с рассеянием нейтронов на ядрах  $^{55}\text{Mn}$ , присутствующих в составе нержавеющей стали в количестве 2 %. В этой области энергий сечение рассеяния нейтронов на  $^{55}\text{Mn}$  имеет достаточно широкий пик с максимумом в 3232 б при 340 эВ (Рис. 56). Выбор единой для всех нейтронов базы пролета, равной 84 см, обусловлен, в том числе и соображениями простоты, то есть, чтобы не вводить коррекцию пролетной базы для каждой точки на графике с учетом разного пути замедления нейтронов в мишени. Хотя, безусловно, такую коррекцию можно сделать, например, с помощью метода Монте-Карло. На данном графике неопределенность пролетной базы частично учитывается в погрешности определения времени пролета нейтрона (см. подпункт о погрешностях).

Цифрами 2 и 3 на Рис. 55 отмечены пики в потоке нейтронов, которые обусловлены их свободным пролетом сквозь железо, поскольку при энергиях 24,5, 72,9 и 82,0 кэВ сечение рассеяния нейтронов на ядрах  $^{56}\text{Fe}$  имеет величину на 3 порядка меньше характерных сечений рассеяния в области энергий от 1 до 100 кэВ (Рис. 57).

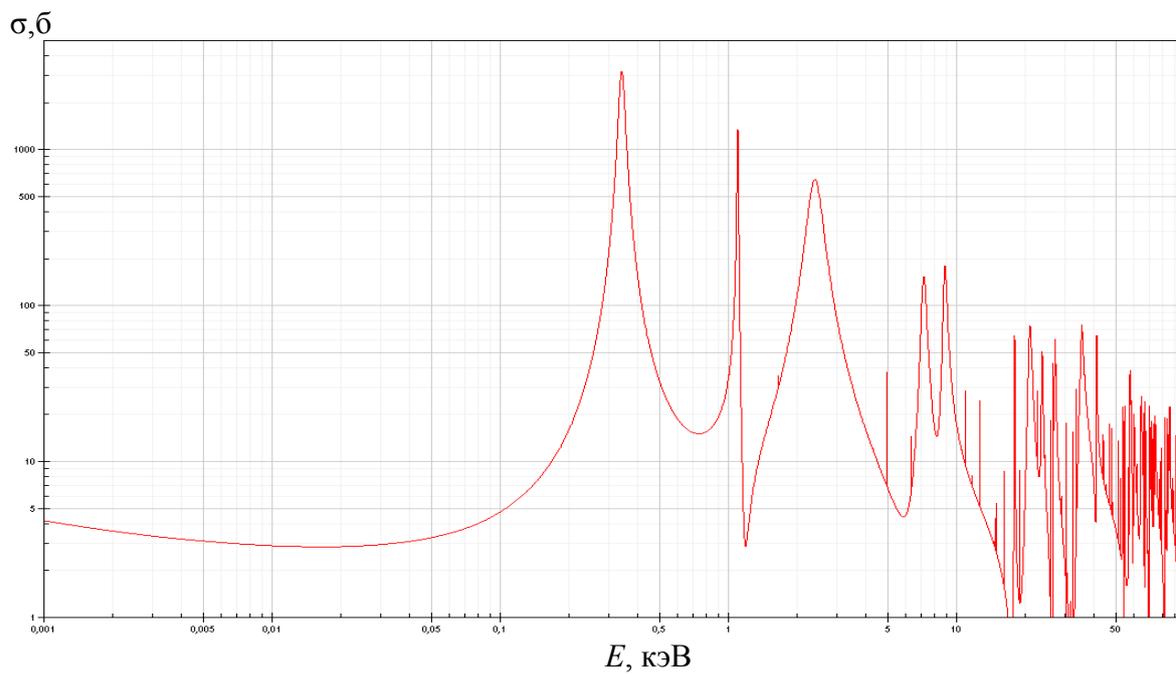


Рис. 56. Полное сечение рассеяния нейтронов на марганце  $^{55}\text{Mn}$  из базы данных ENDF/B-VII.1.

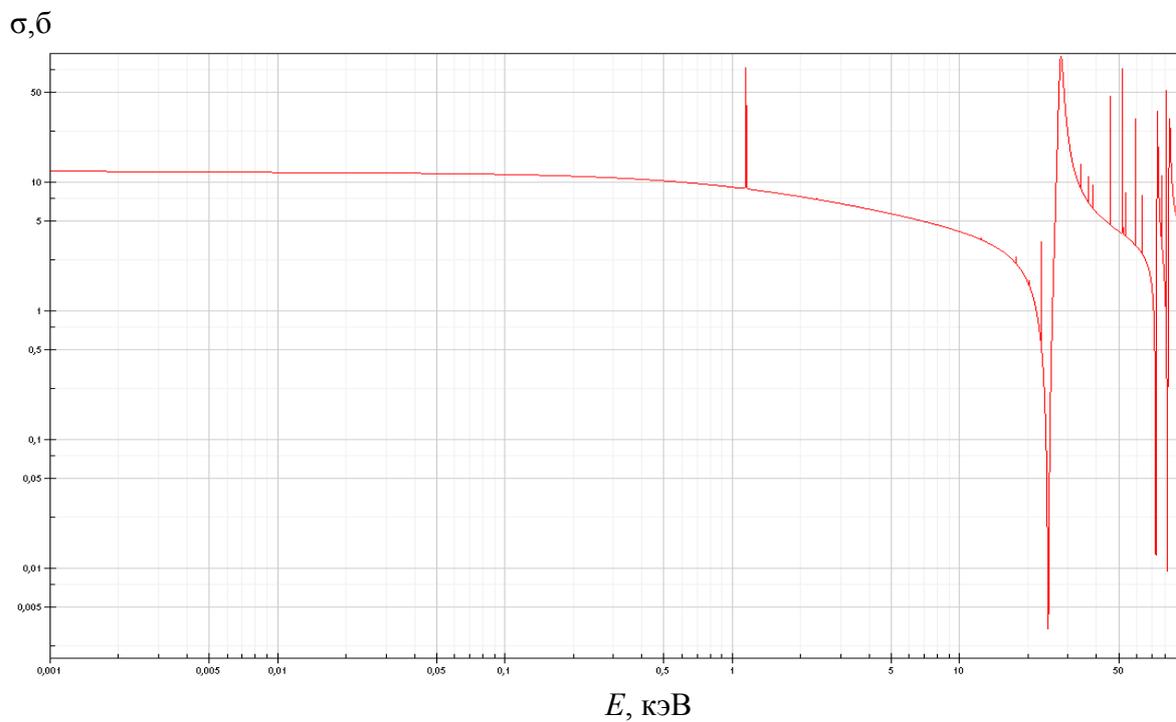


Рис. 57. Полное сечение рассеяния нейтронов на железе  $^{56}\text{Fe}$  из базы данных ENDF/B-VII.1.

Видно, что экспериментально измеренный спектр достаточно хорошо согласуется с расчетным, но еще большее согласие в области энергий больше 10 кэВ получается тогда, когда расстояние пролета принимается равным не 84, а 80 см. Если учесть, что стекло GS20 находится на некотором расстоянии от торца детектора и генерация идет с поверхности диаметром 10 см, то получаемая длина пролета быстрых нейтронов 80 см хорошо согласуется с расстоянием от центра литиевой мишени до торца детектора в 78 см. Также можно обратить внимание на то, что экспериментально определяемая разность путей 40 кэВ и 300 эВ нейтронов в 4 см хорошо объясняется процессом рассеяния последних в воде.

В области энергий больше 10 кэВ поток нейтронов заметно больше расчетного значения. Это явление может быть вызвано эффектом направленности потока нейтронов при энергии протонов 1,915 МэВ. При этой энергии генерируемые из тонкого литиевого слоя нейтроны летят преимущественно в конус  $30^\circ$  по отношению к падающему пучку протонов и далее проходят через мишенный узел, в котором рассеиваются практически изотропно [2]. При этом быстрые нейтроны рассеиваются меньше, чем медленные, и с большей вероятностью сохраняют первоначальное направление. Соответственно при удалении от поверхности мишени изотропная медленная компонента нейтронного потока уменьшается быстрее, чем направленная быстрая компонента. Этот эффект следует учитывать при планировании терапии и проведении экспериментов.

### 3.3.2. Оценка погрешностей

На графике, приведенном на Рис. 55, в виде прямоугольных областей с пунктирной линией указаны погрешности, рассчитанные отдельно для каждого выбранного интервала энергии. При оценке погрешностей в данном

эксперименте необходимо принимать во внимание целый ряд факторов. Рассмотрим наиболее значимые погрешности по оси энергии.

Связь между энергией  $E$ , скоростью  $v$  и временем пролета  $t$  нейтроном базы  $L$  выражается элементарным соотношением (для нерелятивистских нейтронов с энергией меньше 1 МэВ):

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{mL^2}{2t^2} . \quad (22)$$

Если выражать энергию нейтронов в электронвольтах, длину пролетной базы в метрах и время пролета в микросекундах, то выражение (22) примет удобный вид:

$$E = \frac{5226L^2}{t^2} . \quad (23)$$

Дифференцирование этого соотношения позволяет установить связь относительной погрешности измерения энергии с неопределенностью измерения времени пролета:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,78\sqrt{E} \frac{\Delta t}{L} \% , \quad (24)$$

где  $\Delta t = \sqrt{\Delta t_c^2 + \Delta t_g^2 + \Delta t_a^2}$ .  $\Delta t_c$  – неопределенность времени старта из-за процесса замедления нейтронов в охлаждающих каналах мишени.  $\Delta t_g = 200$  нс – неопределенность времени из-за длительности вспышки.  $\Delta t_a = 100$  нс – аппаратная неопределенность измерения времени из-за ширины канала временного анализатора ВЦП-1. Остальные времена (неопределенность отпираания тиратрона, время срабатывания литиевого детектора и прочие) считаем малыми по сравнению с шириной канала.

Оценка  $\Delta t_c$  производилась следующим образом. Среднее время между столкновениями нейтронов с протонами в замедляющих водяных каналах мишени  $t_c = L_c/v$ , где  $L_c = 1,1$  см – практически постоянная для данных энергий

длина свободного пробега нейтрона в воде. Выражая  $v$  через  $E$ , получим, что  $t_c = 0,8 E^{-1/2}$ . Можно показать, что зависимость интенсивности выходящих из мишени нейтронов с энергией  $E$  от времени  $t$  описывается функцией  $x^2 e^{-x}/2$ , где  $x = t/t_c$  [76]. Эта функция имеет максимум при  $t = 2t_c$ , среднее время замедления  $t_{cp} = 3t_c$  и ширину на половине высоты  $\Delta t_c \approx 2\sqrt{3}t_c$ . Таким образом, для использованной нейтроногенерирующей мишени неопределенность времени старта можно оценить соотношением

$$\Delta t_c \approx 2,77E^{-1/2} \text{ мс.} \quad (25)$$

То есть для вышедшего из мишени нейтрона с энергией 1 эВ неопределенность времени вылета составляет порядка 2,77 мс. Для нейтрона с энергией 100 эВ – уже всего 277 нс, то есть порядка длительности нейтронной вспышки. В дальнейшем по мере увеличения энергии нейтрона эта неопределенность становится меньше длительности вспышки.

По оси количества нейтронов неопределенность для каждого интервала энергий оценена по формуле:

$$\Delta N = \sqrt{\frac{1}{N} + \frac{N_{ш}^2}{N^2}}, \quad (26)$$

где  $N$  – количество зарегистрированных событий в данном интервале энергии,  $N_{ш}$  – уровень шума, или ожидаемое количество шумовых событий в данном интервале энергий из числа всех зарегистрированных событий. Словосочетание «ожидаемое количество» подчеркивает тот факт, что в проведенном эксперименте сигнал и шум смешаны, и из экспериментальных данных мы достоверно знаем только две величины: значение «шум» и значение «сигнал + шум». Поскольку шумовой сигнал равномерно и случайно распределен по всем каналам временного анализатора ВЦП-1, то  $N_{ш}$  принимается равным среднему числу шумовых событий в одном 100 нс канале временного анализатора, умноженному на количество этих каналов,

объединенных для получения данного интервала энергии. Первое слагаемое в погрешности вносит заметный вклад для быстрых нейтронов из-за малого количества зарегистрированных событий  $N$  в области энергий больше 10 кэВ. Второе слагаемое оказывает большее влияние на погрешность измерения количества медленных нейтронов из-за формы спектра и из-за суммирования нескольких десятков каналов в области энергий меньше 100 эВ.

### 3.3.3. Способы улучшения представленного метода

Из предыдущего параграфа становятся видны пути улучшения предложенного времяпролетного метода. Большинство из этих путей стандартны для времяпролетных методов. Для увеличения точности в области высоких энергий нейтронов желательно: сократить длительность нейтронного импульса, увеличить пролетную базу, увеличить частоту следования нейтронных импульсов. Для повышения точности в области низких энергий желательно: уменьшить неопределенность времени вылета и пролетной базы, увеличить соотношение сигнал/шум. Однако технически выполнить эти рекомендации в текущих условиях не так просто.

Сокращение длительности нейтронного импульса приведет к пропорциональному замедлению времени набора статистики и к пропорциональному ухудшению соотношения сигнал/шум.

Увеличение пролетной базы в текущей геометрии приведет к появлению отраженных нейтронов от стен и пола. То есть для начала необходимо сократить длину вакуумного тракта пучка протонов, чтобы тем самым отдалить мишень от пола. Такие работы на данный момент проводятся. При выполнении этого условия увеличение пролетной базы в  $M$  раз приведет к замедлению времени набора статистики в  $M^2$  раз.

Увеличение частоты следования нейтронных вспышек в текущей конфигурации неизбежно приведет к появлению рециклических нейтронов, но не ранее, чем при частоте 1 кГц (с применением кадмиевого фильтра). Также увеличение частоты следования импульсов приведет и к необходимости пропорционально увеличить мощность блока генерации высоковольтных импульсов. Разработанный блок имеет запас по мощности не более 1,5. То есть при частоте 150 Гц генерация высоковольтных импульсов уже оказывалась нестабильной. Соответственно, для заметного увеличения частоты необходима существенная модернизация высоковольтных компонентов времяпролетного спектрометра.

Неопределенность времени вылета и пролетной базы может быть уменьшена путем сокращения толщины мишенного узла и уменьшения диаметра водяных каналов, что сопряжено с определенными трудностями из-за возможного ухудшения охлаждения мишени. В данный момент ведутся работы по созданию новой, более тонкой нейтроногенерирующей мишени.

Увеличение соотношения сигнал/шум может быть достигнуто множеством способов: выбор более эффективного нейтронного детектора, имеющего большую чувствительность к нейтронам и меньшую к  $\gamma$ -квантам; удаление детектора и мишени от стен и пола на максимальное расстояние; увеличение стабильности работы ускорителя; увеличение тока ускорителя; выбор подложки нейтроногенерирующей мишени с меньшим выходом сопутствующих  $\gamma$ -квантов; дополнительные диагностики пучка на мишени и др.

## Заключение

Для развития методики бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей в Институте ядерной физики СО РАН предложен, создан и функционирует источник эпитепловых нейтронов на основе электростатического ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и генерации нейтронов в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Предложена, разработана и впервые реализована импульсная генерация нейтронов со стационарным протонным пучком путем подачи коротких импульсов отрицательного напряжения на электрически изолированную нейтроногенерирующую мишень при использовании пороговой реакции генерации нейтронов. Импульсная генерация нейтронов позволяет применить времяпролетный метод для измерения спектра нейтронов.

2. Разработан, изготовлен и применен времяпролетный спектрометр, включающий в себя детектор нейтронов с высокой эффективностью регистрации в области эпитепловых энергий, генератор 200 нс 100 Гц 40 кВ импульсов напряжения прямоугольной формы, время-цифровой преобразователь и специально написанное программное обеспечение.

3. С высокой степенью детализации измерен спектр нейтронов, генерируемых в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов ИЯФ СО РАН при энергии протонов  $1915 \pm 5$  кэВ.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам ИЯФ СО РАН, помогавшим в работе, и в особенности членам команды на установке БНЗТ: научным сотрудникам И. Н. Сорокину, А. С. Кузнецову, В. И. Алейнику, аспирантам И. М. Щудло, Д. А. Касатову, Т. В. Сычевой, студенту А. Г. Башкирцеву, лаборантам В. И. Эделю, Е. В. Тарану и Л. В. Желнову.

Большую благодарность автор выражает Б. Ф. Баянову за разработку изоляции нейтроногенерирующей мишени, С. Л. Синицкому за разработку и настройку элементов блока генерации высоковольтных импульсов, В. М. Аульченко и В. Г. Иваненко за помощь в разработке блока измерения времени пролёта, В. Я. Савкину за помощь в создании системы питания нейтронного детектора, а также А. А. Иванову, А. В. Бурдакову и Ю. И. Бельченко за ценные советы. Отдельную благодарность автор выражает Л. Л. Константиновой за рекомендации по оформлению текста работы.

Конечно же, автор безгранично благодарен научному руководителю Сергею Юрьевичу Таскаеву, без помощи и поддержки которого данная работа была бы абсолютно невозможна.

Автор выражает надежду, что полученные результаты окажутся полезными для развития методики БНЗТ и внедрения её в клиническую практику.

## Литература

1. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa (editors). Neutron Capture Therapy. Principles and Applications. – Springer, 2012. – 553 p.
2. Таскаев Сергей Юрьевич. Ускорительный источник эпитепловых нейтронов. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.08. – Новосибирск, 2014. – 295 с.
3. B. Bayanov, V. Belov, E. Bender, M. Bokhovko, G. Dimov, V. Kononov, O. Kononov, N. Kuksanov, V. Palchikov, V. Pivovarov, R. Salimov, G. Silvestrov, A. Skrinisky, S. Taskaev. Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital, – Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A 413, 1998. – 397-426.
4. D. Kasatov, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Shchudlo, I. Sorokin, S. Taskaev. Proton beam of 2 MeV 1.6 mA on a tandem accelerator with vacuum insulation. – Journal of Instrumentation, 9, 2014. – P12016.
5. B. Bayanov, A. Burdakov, V. Chudaev, A. Ivanov, S. Konstantinov, A. Kuznetsov, A. Makarov, G. Malyshkin, K. Mekler, I. Sorokin, Yu. Sulyaev, S. Taskaev. First neutron generation in the BINP accelerator based neutron source. – Applied Radiation and Isotopes, 67, Issues 7-8, Supplement 1, 2009. – S285-S287.
6. Л. А. Мостович, Н. В. Губанова, О. С. Куценко, В. И. Алейник, А. С. Кузнецов, А. Н. Макаров, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев, Г. И.

- Непомнящих, Э. В. Григорьева. Влияние эпитепловых нейтронов на жизнеспособность опухолевых клеток глиобластомы *in vitro*. – Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 151, № 2, 2011. – с. 229-235.
7. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Учебник для вузов. В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 2. Ядерные взаимодействия. – М: Энергоатомиздат, 1993. – 320 с.
  8. K. N. Guber, T. S. Bigelow, C. Ausmus et al. Recent refurbishment of the Oak Ridge Electron Linear Accelerator neutron source. – International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, 2007. – 441.
  9. R. L. Bramblett, R. I. Ewing, T. W. Bonner. A new type of neutron spectrometer. – Nucl. Instr. Meth., 9, 1960. – 1-12.
  10. А. С. Кузнецов, Г. Н. Малышкин, А. Н. Макаров, И. Н. Сорокин, Ю. С. Суляев, С. Ю. Таскаев. Первые эксперименты по регистрации нейтронов на ускорительном источнике для бор-нейтронозахватной терапии. – Письма в ЖТФ, 35, вып. 8, 2009. – с. 1-6.
  11. B. Bayanov, A. Burdakov, A. Kuznetsov, A. Makarov, S. Sinitskii, Yu. Sulyaev, S. Taskaev. Dosimetry and spectrometry at accelerator based neutron source for boron neutron capture therapy. – Radiation Measurements, 45, 2010. – 1462-1464.
  12. V. Aleynik, B. Bayanov, A. Burdakov, A. Makarov, S. Sinitskiy, S. Taskaev. New technical solution for using the time-of-flight technique to measure neutron spectra. – Applied Radiation and Isotopes, 69, 2011. – 1639-1641.
  13. В. И. Алейник, Д. А. Касатов, А. Н. Макаров, С. Ю. Таскаев. Измерение спектра нейтронов ускорительного источника времяпролетным методом. – Приборы и техника эксперимента, 4, 2014. – с. 9-13.
  14. V. Aleynik, B. Bayanov, A. Burdakov, A. Kuznetsov, A. Makarov, S. Sinitskii, S. Taskaev. The time-of-flight technique for the neutron spectrum measurement

- on VITA-facility. – Proceedings of the 3<sup>rd</sup> International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2010), June 7-12, 2010, Kyiv, Ukraine. – 559-562.
15. V. Aleinik, B. Bayanov, A. Burdakov, A. Makarov, S. Sinitskiy and S. Taskaev. New technical solution for use the time-of-flight technique to measure neutron spectra. – Proceedings of 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina. – 511-514.
  16. V. Aleynik, B. Bayanov, A. Burdakov, D. Kasatov, A. Makarov, S. Sinitskiy, I. Shudlo and S. Taskaev. New technical solution for using the time-of-flight technique to measure neutron spectra. – The Front Edge of BNCT Development. Proceedings of the 6<sup>th</sup> Young Researchers Boron Neutron Capture Therapy Meeting, December 4-8, 2011, Hsinchu, Taiwan (R.O.C). – 152-157.
  17. V. Aleynik, D. Kasatov, A. Kuznetsov, A. Makarov, S. Sinitskiy, S. Taskaev, I. Shchudlo. Neutron spectrum measurement on the tandem accelerator for BNCT using a new time-of-flight method. – Book of abstracts of the 7<sup>th</sup> Young Researchers Boron Neutron Capture Therapy Meeting, September 22-26, 2013, Granada, Spain. – 53.
  18. A. Makarov, D. Kasatov, A. Kuznetsov, S. Taskaev. Problems of neutron spectrum measurements with TOF technique and their solutions. – Book of abstracts of the 16<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland. – 198-199.
  19. А. Н. Макаров и С. Ю. Таскаев. Способ определения соотношения сигнал/шум во время измерения энергетического спектра нейтронов времяпролетным методом. – Ноу-хау (НГУ), № 19 от 16.12.2013.
  20. О. Баклицкая-Каменева. Реактор снова в строю. – Наука и жизнь, №4, 2012.

21. Кононов Олег Евгеньевич. Источники нейтронов на базе ускорителей для задач нейтронной и нейтронозахватной терапии. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.01. – Обнинск, 2010. – 106 с.
22. H. M. Ronnow. Proposal for a spectrometer with EIGER and CAMERA at the SINQ Swiss neutron source of the Paul Scherrer Institute, version 31.03.2005.
23. М. В. Прокуронов, А. Н. Шаболин. Цифровая идентификация нейтронов и гамма-квантов по форме импульса при высокой загрузке детектора и низкой энергии регистрируемого излучения. – Приборы и техника эксперимента, 3, 2007. – с. 31-45.
24. И. Н. Бекман. Измерение ионизирующих излучений. Курс лекций. – МГУ, 2006.
25. Y. Harker, R. Anderl, G. Becker, L. Miller. Spectral characterization of the epithermal neutron beam at the Brookhaven medical research reactor. – Nucl. Sci. Eng., 110, 1992. – 355-368.
26. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. Ядерная физика. 2-е изд. – М.: Наука, 1980. – 728 с.
27. D. Alburger, D. Raparia, M. Zucher. Phantoms with  $^{10}\text{BF}_3$  detectors for boron neutron capture therapy applications. – Med. Phys., 25, 1999. – 1735-1738.
28. К. Бекурц, К. Виртц. Нейтронная физика. – М.: Атомиздат, 1968. – 456 с.
29. S. Maurice, W. Feldman et al. Reduction of Mars Odyssey Neutron Data. – Lunar and Planetary Science XXXVIII, 2007.
30. Демидов Никита Эдуардович. Закономерности распределения воды в приповерхностном грунте Марса, установленные на основе интерпретации данных нейтронных измерений. Автореф. дис. ... канд. геол.-минерал. наук: 25.00.10. – Москва, 2010. – 197 с.
31. M. Ishikawa, K. Ono, Y. Sakurai et al. Development of real-time thermal neutron monitor using boron-loaded plastic scintillator with optical fiber for

- boron neutron capture therapy. – *Applied Radiation and Isotopes*, 61, 2004. – 775-779.
32. D. W. Nigg, P. E Sloan, J. R. Venhuizen et al. Computational and Experimental Physics Performance Characterization of the Neutron Capture Therapy Research Facility at Washington State University. – *PHYSOR-2006, ANS Topical Meeting on Reactor Physics*.
  33. M. Marek, L. Viererbl, J. Burian, B. Jansky. Determination of the geometric and spectral characteristics of BNCT beam (neutron and gamma ray). – *Frontiers in neutron capture therapy*. Ed. By M. F. Hawthorne et al. Springer, New York, 2001. – 381-389.
  34. P. Binns, K. Riley, O. Harling, et al. An international dosimetry exchange for boron neutron capture therapy, part 1: absorbed dose measurements. – *Med. Phys.*, 32, 2005. – 3729-3736.
  35. P. Binns, K. Riley, O. Harling. Epithermal neutron beams for clinical studies of boron neutron capture therapy: a dosimetric comparison of seven beams. – *Radiat. Res.*, 164(2), 2005. – 212-220.
  36. H. Järvinen, W. P. Voorbraak. Recommendations for the dosimetry of boron neutron capture therapy. – Report 21425/03 55339/C, NRG Petten, 2003.
  37. J. Brockman, D. W. Nigg, M. F. Hawthorne, C. McKibben. Spectral performance of a composite single-crystal filtered thermal neutron beam for BNCT research at the University of Missouri. – *Applied Radiation and Isotopes*, 67, 2009. – S222-S225.
  38. D. W. Nigg, C. A. Wemple, R. Risler et al. Modification of the University of Washington neutron radiography facility for optimization of neutron capture enhanced fast-neutron therapy. – *Med. Phys.*, 27, 2000. – 359-367.
  39. A. V. Alevra, D. J. Thomas. Bonner sphere spectrometers – a critical review. – *Nucl. Instr. Meth.*, 476, 2002. – 12-20.

40. A. V. Alevra, D. J. Thomas. Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometers. – *Rad. Prot. Dosim.*, 107(1-3), 2003. – 37-72.
41. M. Marek, L. Viererbl, S. Flibor et al. Validation of epithermal neutron beam at LVR-15. – 9<sup>th</sup> Int. Symposium on NCT for Cancer, Osaka, Japan, 2000.
42. Ю. И. Бельченко, А. В. Бурдаков, В. И. Давыденко, В. М. Долгушин, А. Н. Драничников, А. А. Иванов, В. В. Кобец, С. Г. Константинов, А. С. Кривенко, А. М. Кудрявцев, В. Я. Савкин, А. Л. Санин, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев, М. А. Тиунов, А. Д. Хильченко, В. В. Широков. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией как основа медицинского комплекса для лечения злокачественных опухолей методом борнейтронозахватной терапии и таможенного комплекса для дистанционного обнаружения взрывчатых веществ. – *Вестник НГУ: серия «Физика»*, 1(2), 2006. – с. 82-88.
43. S. Taskaev (editor). Proceedings of International Symposium on Boron Neutron Capture Therapy, July 7-9, 2004, Novosibirsk, Russia. – 113 p.
44. Yu. Belchenko, E. Grigoryev. Surface-plasma negative ion source for the medicine accelerator. – *Review of Scientific Instruments*, 73, 2002. – 939-942.
45. Yu. Belchenko, I. Gusev, A. Khilchenko, A. Kvashnin, V. Rashchenko, A. Sanin, V. Savkin, and P. Zubarev. Advanced direct current negative-ion source for accelerator use. – *Review of Scientific Instruments*, 77, 03A527 (2006).
46. T. Akhmetov, V. Davydenko, A. Ivanov, V. Kobets, A. Medvedko, D. Skorobogatov, and M. Tiunov. Radially uniform circular sweep of ion beam. – *Review of Scientific Instruments*, 77, 03C106 (2006).
47. М. Е. Вейс, С. Н. Фадеев, Н. К. Куксанов, П. И. Немытов, В. В. Прудников, Р. А. Салимов, С. Ю. Таскаев, Стабилизация ускоряющего напряжения в высоковольтном ускорителе-тандеме для

- нейтронозахватной терапии. – Препринт ИЯФ 2002-17. Новосибирск, 2002. – 15 с.
48. R. Salimov, V. Cherepkov, Yu. Golubenko, G. Krainov, M. Korabelnikov, S. Kuznetsov, N. Kuksanov, A. Malinin, P. Nemytov, S. Petrov, V. Prudnikov, S. Fadeev, M. Veis. DC high power electron accelerators of ELV-series: status, development, applications. – *Radiation Physics and Chemistry*, 57, 2000. – 661-665.
49. Г. И. Димов, Ю. И. Бельченко, Г. С. Крайнов, Р. А. Салимов, Н. К. Куksанов, Г. И. Сильвестров, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев, М. А. Тиунов, Д. К. Топорков, В. В. Широков. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией для бор-нейтронозахватной терапии и обнаружения взрывчатых веществ методом резонансного поглощения  $\gamma$ -излучения. – *Атомная энергия*, 94, вып. 2, 2003. – с. 155-159.
50. И. Н. Сорокин, В. В. Широков. Высоковольтные элементы ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. – *Приборы и техника эксперимента*, 6, 2007. – с. 5-10.
51. В. И. Алейник, А. А. Иванов, А. С. Кузнецов, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев. Темновые токи ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. – *Приборы и техника эксперимента*, 5, 2013. – с. 5-13.
52. Д. А. Касатов, А. Н. Макаров, С. Ю. Таскаев, И. М. Щудло. Регистрация тока, сопутствующего ионному пучку в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. – *Письма в ЖТФ*, 41, 2015. – с. 74-80.
53. A. Kudryavtsev, Yu. Belchenko, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Ivanov, A. Khilchenko, S. Konstantinov, A. Krivenko, A. Kuznetsov, K. Mekler, A. Sanin, V. Shirokov, I. Sorokin, Yu. Sulyaev, and M. Tiunov. First experimental results from 2 MeV proton tandem accelerator for neutron production. *Review of Scientific Instruments*, 79, 02C709 (2008).

54. И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев. Подъем напряжения на высоковольтных вакуумных зазорах ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. – Приборы и техника эксперимента, 4, 2014. – с. 5-8.
55. Г. Е. Деревянкин, Г. С. Крайнов, А. М. Крючков, Г. И. Сильвестров, С. Ю. Таскаев, М. А. Тиунов. Ионно-оптический тракт 2,5 МэВ 10 мА ускорителя-тандема. – Препринт ИЯФ 2002-24. Новосибирск, 2002. – 26 с.
56. В. И. Алейник, А. Г. Башкирцев, А. С. Кузнецов, А. Н. Макаров, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев, М. А. Тиунов, И. М. Щудло. Оптимизация транспортировки пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией. – Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации, 20, вып. 1, 2013. – с. 47-55.
57. Г. Е. Деревянкин, Г. И. Димов, В. М. Долгушин, А. Н. Драничников, Г. С. Крайнов, А. С. Кривенко, В. Е. Пальчиков, М. В. Петриченков, Е. И. Похлебенин, Р. А. Салимов, Г. И. Сильвестров, С. Ю. Таскаев, В. В. Широков. Перезарядная мишень 40 мА 2 МэВ ускорителя-тандема. – Препринт ИЯФ 2001-23. Новосибирск, 2001. – 24 с.
58. В. И. Алейник, А. С. Кузнецов, И. Н. Сорокин, С. Ю. Таскаев, М. А. Тиунов, И. М. Щудло. Калибровка обдирочной мишени ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. – Научный вестник Новосибирского государственного технического университета, 50, вып. 1, 2013. – с. 83-92.
59. В. Bayanov, V. Belov, and S. Taskaev. Neutron producing target for accelerator based neutron capture therapy. – Journal of Physics, 41, 2006. – 460-465.
60. Б. Ф. Баянов, Е. В. Журов, С. Ю. Таскаев. Измерение толщины литиевого слоя. – Приборы и техника эксперимента, 1, 2008. – с. 160-162.
61. Б. Ф. Баянов, С. Ю. Таскаев, В. И. Ободников, Е. Г. Тишковский. Влияние остаточного газа на литиевый слой нейтроногенерирующей мишени. – Приборы и техника эксперимента, 3, 2008. – с. 119-124.

62. B. Bayanov, V. Belov, V. Kindyuk, E. Oparin, S. Taskaev. Lithium neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source. – *Applied Radiation and Isotopes*, 61, Issue 5, 2004. – 817-821.
63. Б. Ф. Баянов, Я. З. Кандиев, Е. А. Кашаева, Г. Н. Малышкин, С. Ю. Таскаев, В. Я. Чудаев. Защитный заглубленный контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней. *Приборы и техника эксперимента*, 6, 2010. – с. 117-120.
64. M. B. Chadwick, M. Herman, P. Obložinský et al. ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: cross sections, covariances, fission product yields and decay data. – *Nuclear Data Sheets*, 112 (12), 2011. – 2887-2996.
65. H.-O. Zetterström, S. Schwarz, L.G. Srtrömberg. Multiple scattering of fast neutrons in  ${}^6\text{Li}$ -glass scintillators. – *Nuclear Instruments and Methods*, 42, №2, 1966. – 277-282.
66. Акимов Александр Валентинович. Система высоковольтного импульсного питания линейного индукционного ускорителя ЛИУ-2. Дис. ... канд. техн. наук: 01.04.20. – Новосибирск, 2013. – 145 с.
67. M. Arnautova, Ya. Kandiev, D. Lukhminsky, G. Malyshkin. Monte-Carlo simulation in nuclear geophysics: Comparison of the PRIZMA Monte Carlo program and benchmark experiments. – *Nuclear Geophysics*, 7, 1993. – 407-418.
68. B. Bayanov, E. Kashaeva, A. Makarov, G. Malyshkin, S. Samarin, S. Taskaev. A neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source. – *Applied Radiation and Isotopes*, 67, Issues 7-8, Supplement 1, 2009. – S282-S284.
69. C. Lee, X. Zhou. Thick target neutron yields for the  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaction near threshold. – *Nucl. Instr. Meth.*, B 152, 1999. – 1-11.

70. T. Blue and J. Yanch. Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors. – *Journal of Neuro-Oncology*, 62, 2003. – 19-31.
71. V. Davydenko, A. Dranichnikov, A. Ivanov, G. Krainov, A. Krivenko, V. Shirokov. Stripping target of 2.5 MeV 10 mA tandem accelerator. – 10<sup>th</sup> International Symposium on the Production and Neutralization of Negative Ions and Beams, Kiev, Ukraine, September 13-17, 2004. AIP Conference Proceedings, v. 763, Editors Sherman and Belchenko, NY, 2005. – 332-335.
72. И. К. Кикоин. Таблицы физических величин. – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
73. Д. А. Касатов, А. Н. Макаров, С. Ю. Таскаев, И. М. Щудло. Излучение при поглощении протонов с энергией 2 МэВ в различных материалах. – *Ядерная физика*, 78, вып. 11, 2015. – с. 963-969.
74. В. П. Машкович. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 309 с.
75. Б. Ф. Баянов, В. П. Белов, С. Ю. Таскаев. Нейтроногенерирующая мишень ускорительного источника нейтронов для нейтронозахватной терапии. – Препринт ИЯФ 2005-4. Новосибирск, 2005. – 27 с.
76. А. И. Абрамов, Ю. А. Казанский, Е. С. Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Учебное пособие для вузов. – М.: Атомиздат, 1970. – 560 с.