

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

*На правах рукописи*

ТАСКАЕВ Сергей Юрьевич

**УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК  
ЭПИТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ**

01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени  
доктора физико-математических наук

г. НОВОСИБИРСК

2014

## Содержание

<b>Введение.....</b>	<b>5</b>
<b>Глава 1. Ускоритель заряженных частиц для БНЗТ .....</b>	<b>13</b>
§ 1.1. Обзор предложенных ускорителей .....	13
§ 1.2. Проект ускорительного источника нейтронов.....	26
§ 1.3. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией .....	29
§ 1.4. Инжекция пучка в ускоритель .....	36
§ 1.5. Обдирка пучка отрицательных ионов водорода.....	52
1.5.1. Выбор обдирочной мишени.....	52
1.5.2. Конструкция и параметры газовой обдирочной мишени.....	60
§ 1.6. Экспериментальное изучение потоков ионов и электронов, сопутствующих ускоряемому ионному пучку .....	71
§ 1.7. Транспортировка пучка высокой энергии.....	84
§ 1.8. Измерение параметров протонного пучка.....	90
§ 1.9. Способы увеличения параметров протонного пучка.....	97
<b>Глава 2. Нейтроногенерирующая мишень .....</b>	<b>99</b>
§ 2.1. Выбор реакции генерации нейтронов.....	99
§ 2.2. Выбор типа нейтроногенерирующей мишени .....	104
2.2.1. Струйная мишень.....	104
2.2.2. Ленточная мишень.....	105
2.2.3. Сферическая мишень.....	106
2.2.4. Объёмная мишень .....	108
2.2.5. Вращающаяся мишень с жидкометаллическим охлаждением на мощность до 100 кВт .....	110
2.2.6. Стационарная мишень.....	112
2.2.7. Мишень для реализации.....	114
§ 2.3. Оптимальная стационарная мишень .....	115
§ 2.4. Гамма-излучение.....	119

§ 2.5. Обеспечение эффективного теплосъёма .....	125
2.5.1. Охлаждение жидким металлом .....	125
2.5.2. Охлаждение водой .....	143
2.5.2.1. Гидравлическое сопротивление при течении теплоносителя .....	144
2.5.2.2. Определение температуры поверхности литиевого слоя .....	147
2.5.2.3. Тепловые испытания .....	154
§ 2.6. Влияние радиационного блистеринга.....	158
§ 2.7. Напыление литиевого слоя .....	167
2.7.1. Система напыления лития.....	167
2.7.2. Измерение толщины литиевого слоя .....	170
2.7.3. Определение стойкости литиевого слоя.....	177
§ 2.8. Защитный заглублённый контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней.....	188
§ 2.9. Конструкция нейтроногенерирующей мишени.....	196
<b>Глава 3. Система формирования пучка .....</b>	<b>199</b>
§ 3.1. Стандартный режим.....	199
§ 3.2. Припороговый режим .....	204
§ 3.3. Ортогональный режим .....	211
<b>Глава 4. Генерация нейтронов .....</b>	<b>214</b>
§ 4.1. Измерение потока нейтронов.....	214
§ 4.2. Измерение спектра нейтронов .....	223
§ 4.3. Измерение пространственного распределения мощности дозы....	233
4.3.1. Измерение пространственного распределения мощности дозы нейтронов .....	233
4.3.2. Измерение пространственного распределения мощности дозы $\gamma$ -квантов.....	235

<b>Глава 5. Области применения .....</b>	<b>238</b>
§ 5.1. Бор-нейтронозахватная терапия .....	238
5.1.1. <i>In vitro</i> исследования влияния нейтронного излучения.....	238
5.1.2. <i>In vitro</i> исследования БНЗТ.....	241
5.1.3. Перспективы проведения БНЗТ .....	245
§ 5.2. Источник моноэнергетических нейтронов.....	249
§ 5.3. Источники быстрых нейтронов .....	255
§ 5.4. Источники $\gamma$ -квантов .....	257
§ 5.5. Источники $\alpha$ -частиц .....	259
§ 5.6. Источник позитронов .....	260
<b>Заключение .....</b>	<b>261</b>
<b>Литература .....</b>	<b>266</b>

## Введение

По данным Всемирной организации здравоохранения онкологическая заболеваемость неуклонно растёт и приводит к значительной смертности. Разработка лекарств и методов лечения злокачественных опухолей является важной и до сих пор не решённой научной задачей.

В качестве перспективного подхода в лечении ряда злокачественных опухолей, в первую очередь трудноизлечимых опухолей головного мозга, рассматривается бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ), чрезвычайно привлекательная избирательным воздействием непосредственно на клетки злокачественных опухолей.

БНЗТ является формой бинарной радиотерапии, использующей уникально высокую способность нерадиоактивного ядра бор-10 поглощать тепловой нейтрон. Сечение этой реакции поглощения составляет 3387 б. Поглощение нейтрона ядром  $^{10}\text{B}$  приводит к мгновенной ядерной реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  с выделением энергии 2,79 МэВ. В 6,1 % случаев энергия распределяется только между ядрами лития и  $\alpha$ -частицей, в 93,9 % случаев ядро лития вылетает в возбуждённом состоянии и испускает  $\gamma$ -квант с энергией 0,48 МэВ. Продукты ядерной реакции, ядро лития с энергией 0,84 МэВ и  $\alpha$ -частица с энергией 1,47 МэВ, характеризуются высоким темпом торможения (средние значения 162 и 196 кэВ  $\mu\text{m}^{-1}$  соответственно) и малым пробегом этих частиц в воде или в ткани организма – 5,2 и 7,5  $\mu\text{m}$  (характерный размер клеток млекопитающих). Темп торможения  $\gamma$ -кванта

существенно ниже –  $0,3 \text{ кэВ } \mu\text{м}^{-1}$ . Следовательно, выделение основной части энергии ядерной реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ , а именно 84 %, ограничивается размером одной клетки. Таким образом, селективное накопление бора-10 внутри клеток опухоли и последующее облучение нейтронами должны приводить к разрушению клеток опухоли с относительно малыми повреждениями окружающих нормальных клеток. Эта основная идея БНЗТ была сформулирована Лочером в 1936 году [1], вскоре после открытия Чадвиком нейтрона [2] и описания Тэйлором и Голдхабером реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  [3].

Следует отметить, что ещё ряд ядер характеризуются большим сечением поглощения теплового нейтрона. Однако поглощение нейтрона большей частью из них –  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{155}\text{Gd}$ ,  $^{157}\text{Gd}$ ,  $^{147}\text{Hf}$ ,  $^{199}\text{Hg}$  – ведёт к  $(n,\gamma)$ -реакции, которая не обеспечивает локальности выделения энергии. Локальность могут обеспечить  $(n,\alpha)$ - и  $(n,f)$ -реакции на ядрах  $^6\text{Li}$  и  $^{235}\text{U}$ , но в силу ряда обстоятельств (высокая токсичность, радиоактивность и пр.) применение этих реакций практически не изучалось. Основные экспериментальные работы и клиническое применение в нейтронозахватной терапии базируются на использовании  $^{10}\text{B}$ .

Первое облучение нейтронами фрагментов опухоли с борной кислотой было проведено Крюгером в 1940 г. [4]. В 1951 г. важный результат был получен Свитом – обеспечено селективное накопление бора в опухолевых клетках пациента [5, 6]. С этого времени началось клиническое применение БНЗТ.

В соответствии с вводной статьей Сауервейна недавно вышедшей книги по нейтронозахватной терапии [7, стр. 3] выделяются четыре периода развития методики БНЗТ.

Первый период связан с ранними клиническими испытаниями, проведенными в США с 1951 по 1961 гг. на ядерных реакторах в Брукхевене и в Массачусетском технологическом институте [8, 9]. Эти испытания не

продемонстрировали терапевтическую эффективность метода [10, 11]. Причина заключалась в слабой селективности и низкой концентрации бора, из-за чего "фоновое" облучение протонами отдачи и  $\gamma$ -квантами в результате реакций  $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$  и  $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$  было достаточно велико.

Второй период определили пионерские работы Хатанаки с сотрудниками, проведённые в Японии с 1968 по конец 80-х годов. Хатанака стал применять внутриартериальную инъекцию боркаптата натрия<sup>1</sup> (BSH), синтезированного Соловэй [12], проводить открытое облучение опухоли после хирургии и добился впечатляющих результатов – 5-летняя выживаемость составила 58% для группы пациентов со злокачественными глиомами 3 и 4 градаций [13]. В 1987 г. Мишима осуществил лечение поверхностной злокачественной меланомы, применив борфенилаланин<sup>2</sup> (BPA) [14].

Эти результаты дали толчок третьему периоду развития нейтронозахватной терапии – клиническим испытаниям глубинных внутримозговых опухолей с применением пучков эпитепловых нейтронов от ядерных реакторов. Терапия пациентов была проведена в Брукхевене [15] и Кембридже [16] в США, в Голландии [17], Финляндии [18], Швеции [19], Чехии [20], Японии [21], Аргентине [22] и Тайване [23]. БНЗТ была распространена и на другие заболевания, такие как опухоль шеи [24, 25], менингиома [26], мезотелиома плевры [27] и гепатоцеллюлярная карцинома [28]. Несмотря на предпринятые усилия и научный прогресс, внутренние проблемы привели к серьёзному кризису. До сих пор только ядерные реакторы способны были производить требуемые пучки эпитепловых нейтронов. Однако функционирование этих установок сильно зависит от политической поддержки, и в силу разных причин все они прервали проведение терапии, за исключением Университета Тсинг Хуа (Тайвань) и атомного центра Барилоче

<sup>1</sup> Обогащён изотопом бор-10. Химическая формула:  $\text{Na}_2\text{B}_{12}\text{H}_{11}\text{SH}$ .

<sup>2</sup> Обогащённый изотопом бор-10 борфенилаланин в оптически изомерной форме L. Химическая формула:  $(\text{HO})_2^{10}\text{B}-\text{C}_6\text{H}_4-\text{CH}_2\text{CH}(\text{NH}_2)-\text{CO}_2\text{H}$ .

(Аргентина). Все закрытия были обусловлены только политическими и экономическими причинами, а никак не клиническими результатами.

В настоящее время исследования по БНЗТ неизбежно переходят в следующий период, связанный с использованием ускорителей заряженных частиц для получения пучков эпитепловых нейтронов. Сауервейн в заключении вводной статьи книги «Нейтронзахватная терапия. Принципы и применения» подчеркивает: “Ключевой фактор для успеха БНЗТ в первую очередь заключается в коллаборации между различными дисциплинами, от ядерной физики до хирургии, от химии до радиационной онкологии, от математики до радиобиологии. ... Второй важный аспект состоит в наличии надежного источника нейтронов, размещаемого в клинике. До тех пор, пока технические проблемы не будут решены, не будет реального прогресса в БНЗТ. Аспект лекарственных препаратов, который раньше часто казался узким местом БНЗТ, менее важен. Два препарата, которые уже использовались в клинических испытаниях, а именно, BSH и BPA, обеспечивают очень хороший градиент бора между некоторыми опухолями и окружающими нормальными клетками, чтобы планировать и продолжать клинические испытания” [7, стр. 9].

Первые обсуждения и предложения ускорительных источников для БНЗТ приходятся на конец 80-х – начало 90-х гг. вслед за достигнутым прогрессом методики в клинических испытаниях на ядерных реакторах. Особо актуальной эта тематика сделалась в последнее время из-за закрытия практически всех ядерных реакторов, используемых для проведения клинических испытаний БНЗТ. Дополнительную актуальность ускорительной концепции БНЗТ придаёт тот факт, что получаемые нейтронные пучки могут обеспечить лучшее качество терапии, чем пучки ядерных реакторов.



За прошедшие 20 лет было предложено множество проектов ускорительных источников нейтронов, но из-за сложности задачи совсем небольшое количество из них может быть в ближайшее время реализовано.

Основное требование, которое предъявляют к терапевтическому пучку, часто формулируют следующим образом: плотность потока эпитепловых нейтронов выше  $10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  с тем, чтобы длительность облучения была менее часа. Под эпитепловыми понимаются нейтроны с энергиями в интервале от 0,5 эВ до 10 кэВ. Использование эпитепловых нейтронов обусловлено необходимостью получить максимальную плотность тепловых нейтронов на глубине расположения опухоли. В терапевтическом пучке могут присутствовать потоки медленных нейтронов, быстрых нейтронов и  $\gamma$ -излучения. Медленные нейтроны приводят к дополнительной нелокализованной дозе в результате поглощения их азотом или водородом с испусканием протона и  $\gamma$ -кванта соответственно. Быстрые нейтроны в результате упругого рассеяния преимущественно на ядрах водорода приводят к протонам отдачи и вносят заметный вклад в дозу на поверхности. Так как совсем избавиться от быстрых нейтронов и  $\gamma$ -излучения невозможно, рекомендуют ограничить их вклады в дозу величиной  $2 \cdot 10^{-13}$  Гр на эпитепловой нейтрон. Данные требования были сформулированы после анализа результатов клинических испытания методики, проведенных на ядерных реакторах, как рекомендации для ускорительных источников нейтронов. Эти рекомендации были сформированы в 90-е годы, когда началось интенсивное обсуждение ускорительной концепции. Следует отметить, что в недавно вышедшей книге о нейтронозахватной терапии Харлингом и Рилей были сведены в единую таблицу параметры пучков ядерных реакторов, использованных для терапии [7, стр. 30]. Указанные выше 3 параметра (плотность потока эпитепловых нейтронов, вклад в дозу фотонов

и вклад в дозу быстрых нейтронов) были получены на ядерных реакторах, но ни на одном из реакторов они не были получены все вместе.

За последнее десятилетие был достигнут существенный прогресс в развитии ускорительной концепции БНЗТ, в частности, в оптимизации систем формирования пучка, и получено лучшее понимание того, что требуется. Стало ясно, что термин «эпитепловые нейтроны» нуждается в уточнении. Слишком широк диапазон энергий нейтронов, чтобы все они были оптимальны для БНЗТ. Данное осознание нашло отражение в недавно вышедшей книге о нейтронозахватной терапии. А. Крейнер в главе об ускорителях повторяет утверждение необходимости использования эпитепловых нейтронов, но уточняет, что “идеальным является спектр, центрированный недалеко от верхней границы диапазона”, т.е. 10 кэВ [7, стр. 43]. В следующей главе этой же книги Леунг делает подобное утверждение, но несколькими другими словами – идеальными для БНЗТ являются нейтроны с энергиями от 1 кэВ до 30 кэВ [7, рис. 4.11 на стр. 65].

Сами по себе спектр и плотность потока нейтронов не являются конечной целью исследований. Для терапии важны мощность дозы, терапевтическое отношение и глубина терапии, которые зависят не только от параметров пучка, но и от концентрации бора в опухоли и в нормальных тканях. Именно эти параметры могут определять качество лечения. Терапевтическим отношением  $AD$  называется отношение максимальной мощности доз в опухоли и в нормальных тканях. Глубиной терапии  $AR$  называется расстояние от поверхности, до которой мощность дозы в опухоли превосходит максимальную мощность дозы в нормальных тканях. Нейтронные пучки ядерных реакторов обеспечивали мощность дозы 0,2 – 2 Зв/мин, терапевтическое отношение 4 – 6 и глубину терапии от 8 до 9,7 см при концентрации бора 18 и 65 ppm соответственно в нормальной ткани и в опухоли [7, стр. 30].

Таким образом, требование к ускорительным источникам нейтронов формулируется так: необходимо обеспечить мощность дозы не менее 1 Зв/мин, глубину терапии не менее 8 см и терапевтическое отношение не менее 4.

Данная работа посвящена разработке ускорительного источника эпитепловых нейтронов, который отличается компактностью, безопасностью и качеством терапевтического нейтронного пучка и потому востребован онкологическими клиниками для проведения бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей. По теме диссертации опубликовано 84 работы [29-112], из них 30 – в рецензируемых научных журналах, 41 – в трудах российских и международных научных конференций, 5 – в виде патентов, 2 – в виде заявок на получение патента РФ и 1 – в виде свидетельства о регистрации ноу-хау.

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

1. Оптимизация ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и получение 2 МэВ 1,6 мА протонного пучка с высокой монохроматичностью по энергии и стабильностью по току.
2. Разработка и испытание нейтроногенерирующей мишени, оптимальной для формирования потока эпитепловых нейтронов для БНЗТ, включая изучение процессов напыления лития, теплосъёма, блистеринга, гамма-излучения, наведённой активности.
3. Оптимизация систем формирования пучка нейтронов для БНЗТ. Предложена система припорогового режима генерации в реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ , привлекательного малой активацией. Система позволяет сохранить направленность потока нейтронов, обусловленную кинематической коллимацией. Предложена ортогональная система, позволяющая направлять пучок нейтронов под любым углом и проводить облучение пациента с разных сторон.

4. Изучение генерации нейтронов и измерение их потока, спектра и мощности дозы, включая разработку и применение диагностических средств.
5. Демонстрация пригодности источника эпитепловых нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и генерации нейтронов в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  для проведения БНЗТ в условиях онкологических клиник.
6. Формирование пучка моноэнергетических нейтронов с использованием однозначной зависимости энергии нейтронов от угла их испускания из тонкого литиевого слоя в результате пороговой реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ . Такой пучок может быть применён для калибровки детекторов элементарных частиц.

# **Глава 1**

## **Ускоритель заряженных частиц для БНЗТ**

В Главе 1 описаны предложенные за последние два десятилетия ускорители для развития методики БНЗТ с указанием их характеристик, особенностей и с обсуждением их применимости для нейтронозахватной терапии. Далее описан предложенный электростатический ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией и созданный его прототип. Приведены результаты экспериментальных исследований по изучению инжекции пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель, ускорения и обдирки пучка в газовой обдирочной мишени, ускорения и транспортировки протонного пучка до нейтроногенерирующей мишени.

### **§ 1.1. Обзор предложенных ускорителей**

Первые обсуждения и предложения ускорительных источников для БНЗТ приходятся на конец 80-х – начало 90-х гг. [117-121] вслед за достигнутым прогрессом методики в клинических испытаниях на ядерных реакторах. Были предложены такие ускорительные системы, как электростатические квадрупольные, тандемные каскадные и высокочастотные квадрупольные, способные ускорять пучки заряженных частиц с током в единицы миллиампер до энергий в единицы мегаэлектронвольт. В 1994 г. в

Джексона (США) состоялся 1-й и пока единственный международный семинар “Основанные на ускорителе источники нейтронов для БНЗТ” [122], на котором подробно обсуждались эти проекты и достигнутые результаты. Несмотря на предпринятые усилия, все предложения того времени не были реализованы, в том числе из-за сложности задачи.

В 2003 г. Томасом Блю и Жаклин Янч была опубликована наиболее полная обзорная статья об ускорителях для БНЗТ [123]. Вначале они отметили то обстоятельство, что лишь небольшое количество типов ускорителей были предложены в качестве потенциальных для использования в БНЗТ. В то же время, несмотря на сложность задачи, большинство инженеров и физиков считают, что нет технических проблем, препятствующих созданию в обозримом будущем ускорителей с необходимым током, и проблемы здесь скорее финансовые, чем технические.

Все ускорители можно разделить на два класса: рециркулирующие (циклотроны) и линейные (электростатические и радиочастотные).

Циклотроны отличаются компактностью и эффективностью ускорения, поскольку заряженные частицы проходят через ускоряющую систему много раз. Однако циклотроны характеризуются меньшим током, чем линейные ускорители. Также магнитная система циклотрона может быть большой и дорогой, а вывод пучка затруднительным. В настоящее время циклотроны используются в клиниках для терапии быстрыми нейтронами и для получения короткоживущих изотопов с целью проведения позитронно-эмиссионной томографии. В обоих этих приложениях используется пучок с бóльшей энергией и с меньшим током, чем требуется для БНЗТ. Другими словами, требуемые для БНЗТ параметры далеки от обычного режима работы циклотронов. Поэтому циклотрон вряд ли может рассматриваться как потенциальный кандидат для БНЗТ, за исключением разве что терапии быстрыми нейтронами, улучшенной за счёт БНЗТ.

Электростатические линейные ускорители широко применяются в физических исследованиях, поскольку позволяют ускорять частицы различной массы и зарядов до различных энергий. Примером линейных ускорителей является ускоритель Ван-де-Граафа. В Массачусетском технологическом институте (Бостон, США) для исследований по БНЗТ был сооружен ускоритель LAVA [125]. Ускоритель построен в тандемной конфигурации, что означает, что сначала отрицательные ионы водорода из источника (который находится под земляным потенциалом) ускоряются до обдирочной фольги, находящейся под положительным потенциалом. В обдирочной фольге ионы теряют электроны, и на выходе получается протонный пучок, который тем же потенциалом ещё раз ускоряется и с энергией, равной удвоенному потенциалу, попадает на мишень, которая находится под земляным потенциалом. На ускорителе был получен 1 мА 1,5 МэВ протонный пучок [126]. Безусловно, тандемная конфигурация обладает тем преимуществом, что одним и тем же потенциалом заряженные частицы ускоряются дважды, и источник и мишень находятся под земляным потенциалом. Недостатком ускорителя LAVA является малое время жизни обдирочной фольги – несколько миллиампер-часов. Общий недостаток электростатических систем – электрические пробой, которые для протонных ускорителей усугубляются наличием потока электронов.

Для решения проблем с пробоями при увеличении тока возможно использовать схему с электростатическими квадрупольями. Такой проект был предложен в лаборатории Беркли (США) [127, 128]. Поскольку такой ускоритель уже не является тандемным и для него не требуется обдирочная мишень, он становится пригодным для долговременной работы. Однако предложенный ускоритель с током десятков миллиампер несколько велик: диаметр ускорительной бочки 2,4 м, длина – 6,1 м. Так, на Рис. 1 представлена фотография первичной обмотки ускорительной трубки [129].

Потенциальным линейным ускорителем для БНЗТ может быть Динамитрон, подобный тому, что работает в Университете Бирмингема (Англия) при энергии 2,8 МэВ с током до 1,25 мА [130].

В радиочастотных ускорителях заряженные частицы ускоряются наведённым электрическим полем, переменным в пространстве и во времени. Ускорители конструируются таким



Рис. 1. Фотография первичной обмотки ускорительной трубки.

образом, чтобы пространственно-временное поведение электрического поля всегда приводило к ускорению сгустка заряженных частиц. Следовательно, радиочастотные линейные ускорители (линаки) не могут быть пригодны для исследований применимости различных реакций для БНЗТ, но могут быть пригодны для клинических целей, когда тип заряженных частиц и их энергия будут точно определены. Протонным линаком, который был первым рассмотрен с точки зрения пригодности для БНЗТ, был квадрупольный [131], на нём в импульсном режиме был достигнут ток 10 мА. Изучение возможности работы радиочастотных ускорителей в непрерывном режиме со средним током более 10 мА было предложено только в нескольких исследовательских проектах, но ни один из них не мог рассматриваться в качестве коммерческой установки, пригодной для размещения в клинике [132, 133].

Тандемный ускоритель на основе ускорительных трубок был предложен компанией HVEE (High Voltage Engineering Europa), которая с 1959 г. поставила более трех сотен ускорителей от 400 кэВ типа Ван-де-Граафа до 20 МэВ Тандетронов. Версия на 2,5 МэВ 1 мА протонный пучок представлена на Рис. 2.



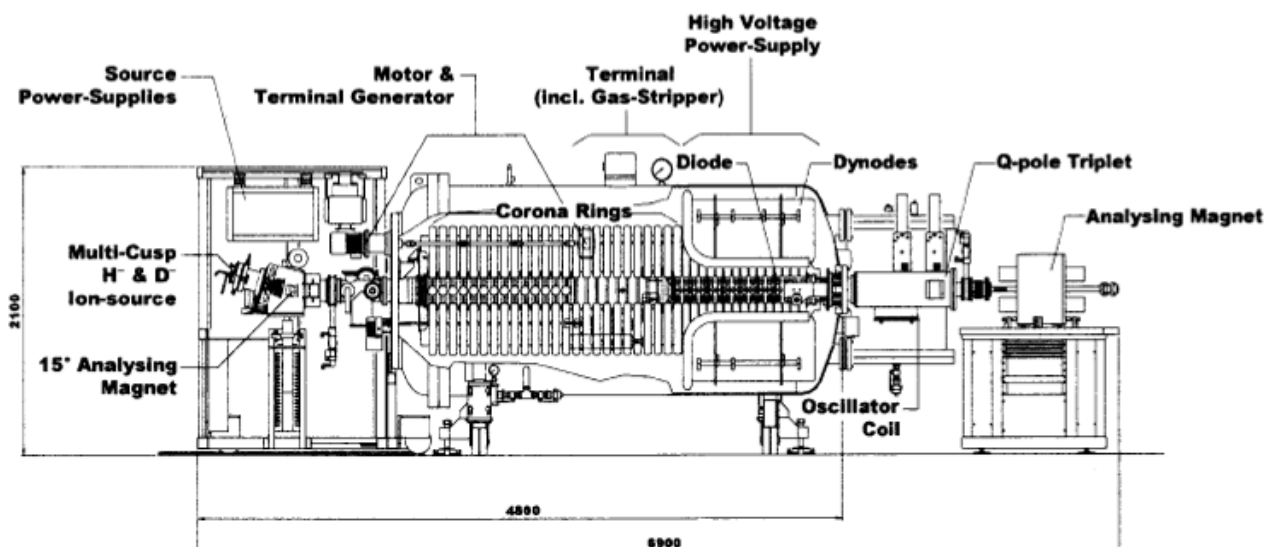


Рис. 2. 2,5 МэВ 1 мА Тандетрон™.

Среди проектов первого десятилетия XXI в. необходимо отметить следующие: 1) продвижение проекта в Аргентине, 2) сооружение ускорителя в Линьяро (Италия), 3) приспособление ускорителя в Обнинске, 4) начало нескольких проектов в Японии. В этой же последовательности опишем их ниже.

В Институте науки и технологий, Сан Мартин (Аргентина) развивается проект электростатического квадрупольного ускорителя-тандема для БНЗТ с надеждой получить 2,5 МэВ протонный пучок с током 20-30 мА [134, 135]. Схема проекта представлена на Рис. 3. В настоящее время закончен дизайн ускорителя на полное напряжение 1,2 МВ и прототипа на половинное напряжение [136] и ведутся исследования на прототипе электростатического квадрупольного.

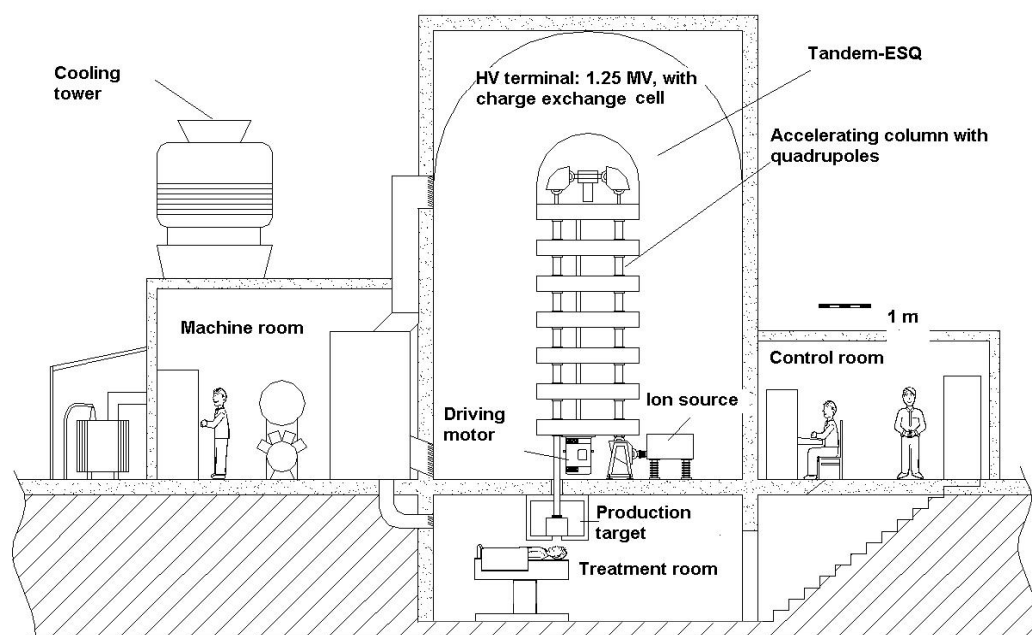


Рис. 3. Схема разрабатываемого в Аргентине электростатического квадрупольного ускорителя-тандема.

В Линьяро (Италия) развивается гигантский проект по получению экзотических радиоактивных ионных пучков путём облучения  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами, получаемыми при сбросе 100 МэВ 1 мА протонного пучка на бериллиевую мишень (Рис. 4). Предполагается в ускорительном тракте сделать ответвление и использовать 5 МэВ 30 мА протонный пучок для разных приложений, в том числе и для БНЗТ [137]. В качестве мишени, генерирующей поток быстрых нейтронов, применена бериллиевая. Для замедления нейтронов предполагается использовать модератор размером  $156 \times 171 \times 187$  см. Прототип бериллиевой мишени был изготовлен и успешно испытан [138].

В 2014 г. в Италии была принята программа развития нейтронозахватной терапии, предусматривающая создание в Павии (Италия) центра, оснащенного 2,5 МэВ 20 мА протонным ускорителем производства компании GT Advanced Technologies (Дэнвер, Канада) [139].



Рис. 4. Схема установки SPES-1.

В Обнинске в Физико-энергетическом институте работает каскадный ускоритель КГ-2,5 – прямоточный ускоритель типа Кокрофта–Валтона. Ускоритель был разработан и изготовлен Научно-исследовательским институтом электрофизической аппаратуры им. Д.Е. Ефремова (Санкт-Петербург) в 1970 г. [140] и многие годы используется для проведения физических экспериментов. Источник высокого напряжения, ускорительная трубка и ионный источник расположены внутри ускорительного бака, заполненного газом  $N_2/CO_2$  при давлении 0,8 МПа (Рис. 5). Диаметр отверстий электродов в ускорительной трубке – от 150 до 60 мм. Для подавления электронного тока используются постоянные магниты. Ионный источник радиочастотного типа расположен в высоковольтном терминале и рассчитан на генерацию тока до 2 мА. Ускоритель оснащен системой вакуумной откачки, системами контроля и фокусировки пучка, магнитным анализатором (Рис. 6). Стабильность энергии – до 0,1%.

На ускорителе в Обнинске предполагается установить толстую бериллиевую мишень для генерации в результате экзотермической реакции

${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$  нейтронов с энергией от 0,5 МэВ до 6 МэВ для проведения терапии быстрыми нейтронами. Терапевтический нейтронный пучок окружен защитой и коллиматорной сборкой (железо и полиэтилен) толщиной 50 – 70 см. При увеличении тока дейтронов до 4 мА должна быть достигнута плотность потока нейтронов на выходе из коллиматора  $6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что в 2 раза больше плотности потока терапевтического пучка нейтронов на реакторе БР-10 в ФЭИ, который успешно использовался в течение 20 лет сотрудниками Медицинского радиологического научного центра РАМН для терапии быстрыми нейтронами.

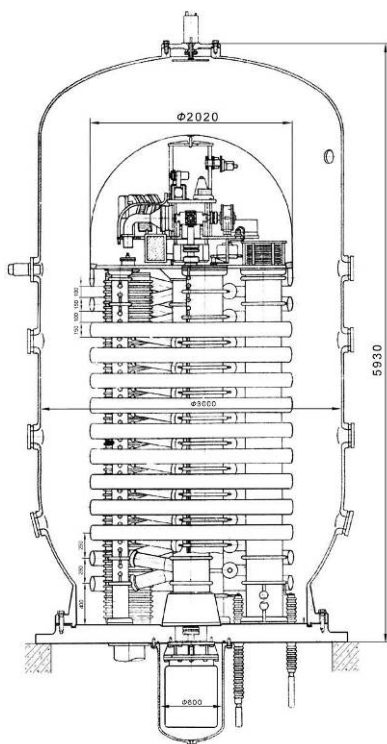


Рис. 5. Высоковольтная структура ускорителя КГ-2,5.

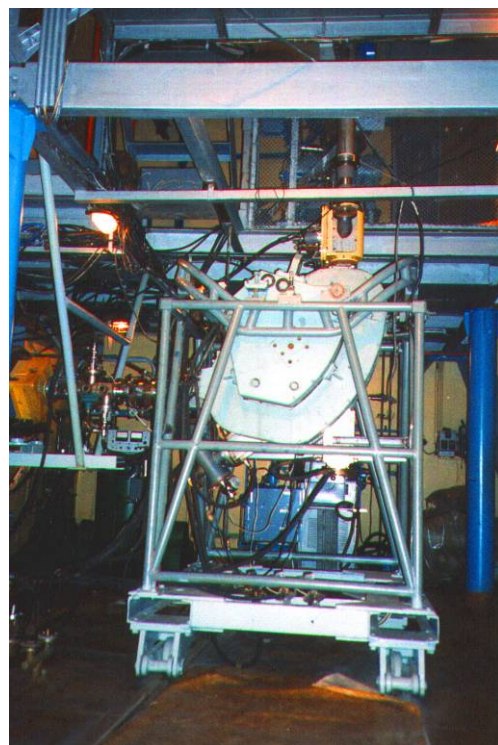


Рис. 6. Электромагнитный масс-анализатор.

На установке также планируется генерация нейтронов со средней энергией 0,7 МэВ в результате сброса 2,4 МэВ протонного пучка на толстую литиевую мишень (Рис. 7). Мишень представляет собой никелевый стакан диаметром 50 мм, на дне которого расплавляется литий толщиной порядка

0,5 мм. Мишень охлаждается водой, текущей по 90 никелевым трубочкам диаметром 0,55 мм с толщиной стенок 0,05 мм, припаянным к дну стакана. Мишень рассчитана на плотность мощности  $5 \text{ кВт см}^{-2}$ . При такой плотности мощности перепад температуры только на литиевом слое составит 300 К и литий будет в жидком состоянии. Конечно, использование жидкой толстой литиевой мишени позволяет решить проблему блистеринга, но ограничивает возможности ориентации мишени и может приводить к проблемам, связанным с испарением лития. Для терапии быстрыми нейтронами будут использоваться полиэтиленовая защита и коллиматор, а для нейтронозахватной терапии – замедлитель из тяжелой воды или Al и  $\text{AlF}_3$ . Мощность дозы при токе 4 мА будет в районе 1 Гр/мин, что, по мнению разработчиков, приемлемо для проведения нейтронозахватной терапии опухолей головного мозга.

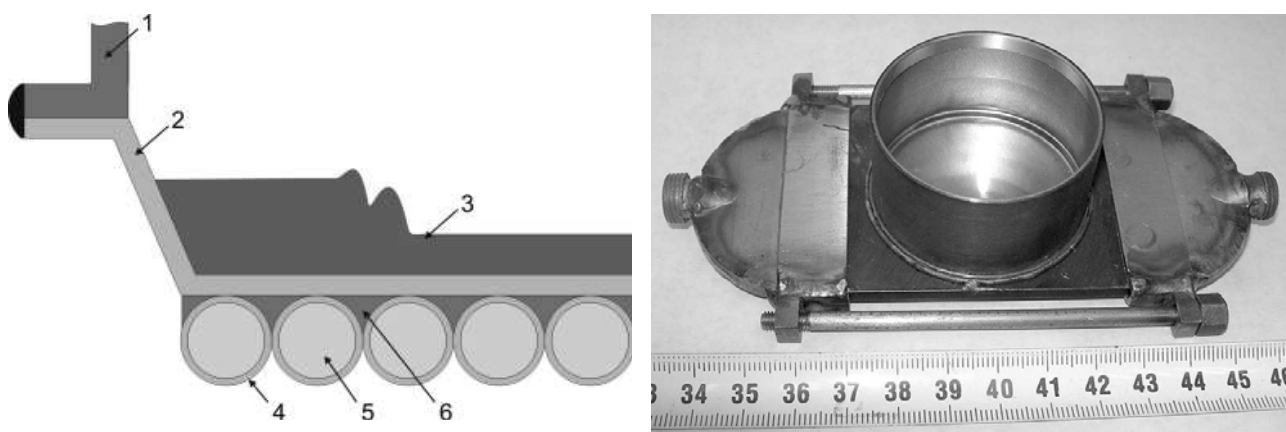


Рис. 7. Литиевая мишень: 1 – стакан, 2 – корпус, 3 – литий, 4 – трубочки, 5 – вода, 6 – серебряный припой.

В Японии с 2005 г. начинались несколько ускорительных проектов для БНЗТ. Во-первых, в марте 2005 г. компания Ichigaya TRS (Япония) подписала контракт на 2 года с компанией Ion Beam Application (ИВА, Бельгия) на изготовление и запуск, как анонсировалось, первого в мире ускорительного источника эпитепловых нейтронов (Рис. 8). В соответствии с контрактом центр должен был заработать в Осака (Япония) в 2007 г. Компания ИВА,

известная как мировой производитель циклотронов для наработки короткоживущих изотопов для позитронно-эмиссионной томографии, в качестве ускорителя предложила использовать Динамитрон, который изготавливается компанией RDI (ставшей впоследствии отделением ИВА) в США и должен будет производить 20 мА 2,8 МэВ протонный пучок. В качестве нейтроногенерирующей мишени после консультаций с автором диссертации была выбрана тонкая металлическая литиевая мишень, подобная разработанной в Новосибирске [32, 33].

При сооружении ускорителя возникли затруднения, и выполнение контракта по взаимному согласию сторон было остановлено. Но, несмотря на прекращение контракта, исследования на Динамитроне продолжались [141]. В 2013 г. достигнута договоренность о поставке этого ускорителя с током 15 мА в Университет Нагои (Япония) [142].

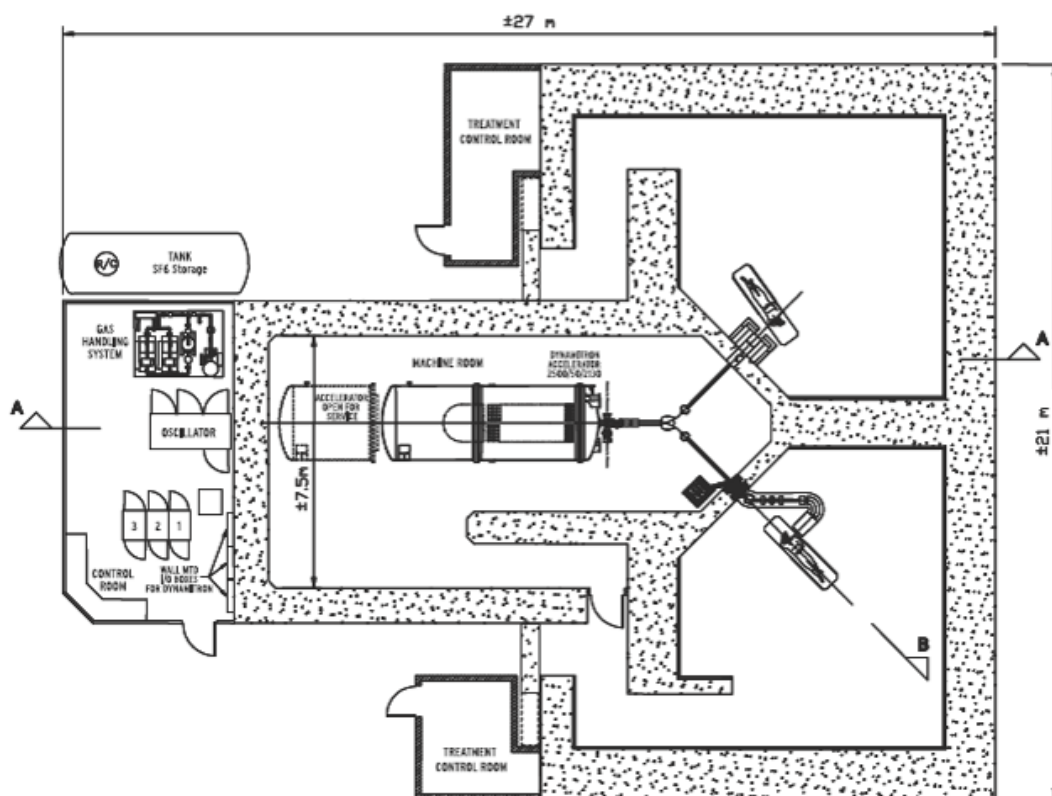


Рис. 8. Ускорительный центр для БНЗТ, предложенный компанией ИВА.

Вторым проектом в Японии, финансируемым с мая 2005 по март 2008, был ERIT (energy/emittance recovery internal target) – кольцевой накопитель с энергией протонов 10 МэВ, током 70 мА с внутренней бериллиевой мишенью [143]. Схема предложенного ускорителя представлена на Рис. 9. В работе [144] описан анализ траекторий заряженных частиц и показано, что требуемый поперечный аксептанс 1000 п мм мрад достижим. Хотя анонсировалось завершение сооружения установки в Университете Киото (Япония) (Рис. 10) [145], но в настоящее время информации о продолжении деятельности по программе БНЗТ нет. Возможно, это связано с осознанием того, что не удастся получить пучок нейтронов, удовлетворяющий требованиям БНЗТ, в частности по плотности потока. На Рис. 9 видно, что расстояние от центра генерации нейтронов до пациента достаточно велико.

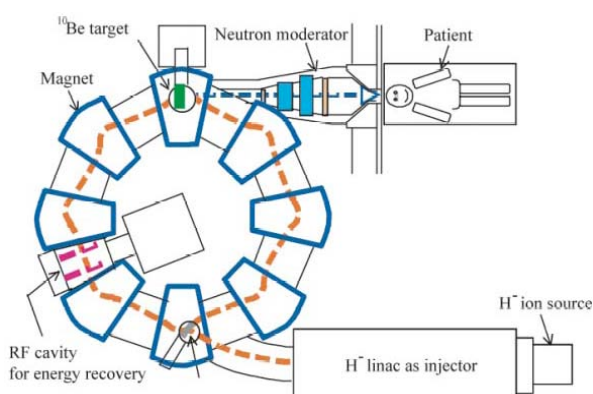


Рис. 9. Схема установки ERIT



Рис. 10. Установка FFAG-ERIT.

Третий проект в Японии для Института реакторных исследований университета Киото (KURRI) начался с июля 2007 г. Компанией Sumitomo Heavy Industries, Ltd. был разработан, изготовлен, установлен в KURRI и запущен циклотрон НМ-30 (Рис. 11) [146] с системой формирования пучка (Рис. 12). На циклотроне весом 60 т получен 30 МэВ протонный пучок с проектным током 1,1 мА [147]. В результате сброса пучка на внешнюю

бериллиевую мишень (применена конструкция мишени [217], разработанная автором диссертации) излучаются нейтроны с энергией до 28 МэВ. Терапевтический пучок формируется с помощью замедлителя-отражателя из свинца и железа и формирователя из алюминия и фтористого кальция, имеющих малое сечение рассеяния нейтронов в области нескольких десятков килоэлектронвольт. Интенсивность потока эпитепловых нейтронов получена  $1,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что в два раза больше, чем на ранее работавшем реакторе в университете Киото, на котором было проведено 275 клинических испытаний [148]. В настоящее время на установке приступили к подготовке предклинических исследований на клетках и мышах. В то же время, возможно, что из-за присутствия заметной компоненты быстрых нейтронов формируемый поток не удовлетворяет требованиям БНЗТ, поскольку ведутся обсуждения создания новой установки с жидколитиевой мишенью с привлечением компаний Mitsubishi Heavy Industries, Mechatronic Systems и Sumitomo Corporation, а в июне 2014 г. – с привлечением GT Advanced Technologies.

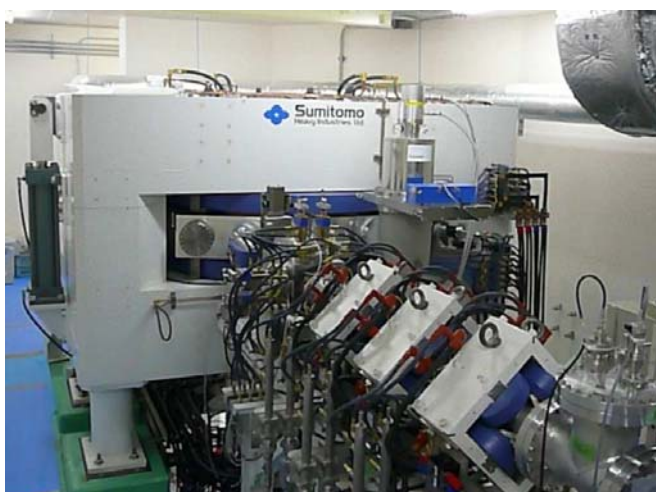


Рис. 11. Циклотрон HM-30 в KURRI.



Рис. 12. Терапевтическое помещение.



В настоящее время в японском городе Токай, там, где на реакторе JRR-4 JAЕА проводились клинические испытания БНЗТ, Университетом Цукубы совместно с компанией Mitsubishi Heavy Industry Co. и КЕК изготавливается 8 МэВ 5 мА линак с бериллиевой мишенью [149].

Потенциально привлекательным представляется проект, разрабатываемый Cancer Intelligence Care Systems для Национального онкологического центра (National Cancer Center) и госпиталя Едогава (Edogawa Hospital) в Токио. Компания AccSys Technology, Inc. (Калифорния, США), дочернее предприятие Hitachi, в январе 2013 г. подписала соглашение об изготовлении 20 мА 2,5 МэВ линака (Т. Kubonіwa, генеральный менеджер отделения терапии частицами компании Hitachi, при личной встрече 16.12.2013 уточнил, что требование на ток снижено до 10 мА). Для генерации нейтронов предполагается использовать мишень с тонким слоем лития на палладиевой подложке. Параметры протонного пучка и выбранная мишень оптимальны для БНЗТ. Национальный онкологический центр сможет стать одним из лидеров проведения БНЗТ. В настоящее время в Токио заканчивается подготовка площадки под сооружение здания для размещения установки [150]. Заметим, что проф. Хатанака в 1968 году впервые в Японии осуществил БНЗТ именно на реакторе НТR производства Hitachi.

## § 1.2. Проект ускорительного источника нейтронов

В 1998 г. сотрудниками ИЯФ СО РАН (Новосибирск) и Физико-энергетического института (Обнинск) был предложен и опубликован проект ускорительного источника нейтронов для терапии быстрыми нейтронами и нейтронозахватной терапии [29]. В нём содержались 3 новаторские идеи. Первая состояла в том, что для получения сильноточного протонного пучка предложен новый тип ускорителя – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией электродов. Вторая касалась выбора реакции генерации нейтронов – поскольку реакция  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  является наилучшей для получения эпитепловых нейтронов, то именно её следует использовать, несмотря на низкую температуру плавления, низкую теплопроводность и высокую химическую активность лития. Третья идея состояла в попытке применить для терапии режим припороговой генерации нейтронов, когда из-за кинематической коллимации генерируемые нейтроны летят преимущественно вперёд и имеют относительно низкую энергию – около 40 кэВ.

Тандемные ускорители с традиционными ускорительными трубками с характерным током менее 1 мА широко применяются в комплексах ускорительной масс-спектрометрии и ионной имплантации.

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией впервые был предложен английскими учёными в 1994 г. [151]. Ими же была введена аббревиатура VITA. Предложение состояло в том, что весь ускоритель помещали в вакуумный объем, т.е. вакуум создавали не только внутри, но и снаружи ускорительной трубки, которая в традиционных устройствах заполнена элегазом. В описании ими оформленного патента [152] подчеркивается, что данное предложение

позволяет избавиться от применения потенциально опасного и дорогостоящего элегаза.

Нами ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией ВИТА был предложен спустя 4 года [29]. Основной посыл нашего предложения состоял не в том, чтобы избавиться от применения элегаза, а в том, чтобы отнести изолятор подальше от пучка заряженных частиц для улучшения высоковольтной прочности вакуумного зазора. Таким образом, хотя ускорители называются идентично, но они принципиально отличаются. Инициатива и энтузиазм сделать тандемный ускоритель с вакуумной изоляцией электродов в попытке получить сильнооточный протонный пучок исходила от Григория Ивановича Сильвестрова. Вторую и третью идею активно продвигал Виктор Николаевич Кононов (ФЭИ, Обнинск). Вклад автора диссертации состоял в проведении расчётов транспортировки протонного пучка, подтвердивших возможность его прохождения через сильную входную линзу ускорителя и обдирочную мишень. Также он выступил в роли технического редактора при подготовке основополагающей статьи [29], что подтверждается в её заглавии сноской на его электронный адрес. После обсуждения проекта на объединенной научной сессии [60], на международных конференциях [59, 61, 64] и публикации в научном журнале [30] началась его реализация.

Схематически проект установки представлен на Рис. 13. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией предназначен для получения 2,5 МэВ 10 МА протонного пучка. Генерируемые из источника отрицательные ионы водорода инжектируются в ускоритель, ускоряются до 1,25 МэВ и обдираются в газовой обдирочной мишени, установленной внутри высоковольтного электрода. Затем получившиеся протоны ускоряются тем же потенциалом 1,25 МВ до энергии 2,5 МэВ и транспортируется до литиевой мишени, из которой генерируются нейтроны в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

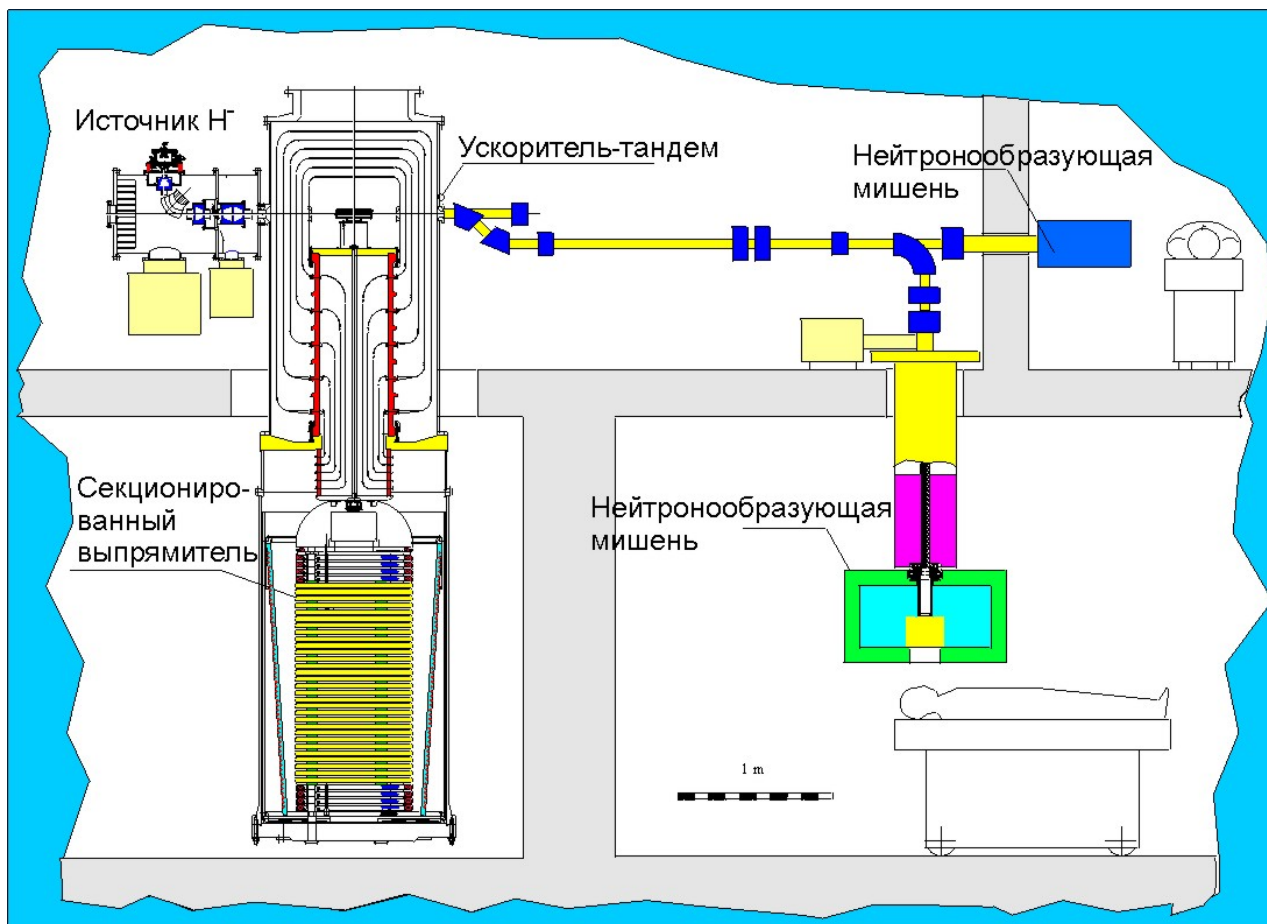


Рис. 13. Схема источника нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией.

### § 1.3. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией

На Рис. 14 представлена схема созданного 2 МэВ 5 мА ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией [36, 73]. Для генерации пучка отрицательных ионов водорода с током до 5 мА и энергией до 23 кэВ применяется источник 1, разработанный Ю.И. Бельченко [153, 154]. 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 нём 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 до нейтроногенерирующей мишени. В тракте транспортировки пучка высокой энергии установлены две пары квадрупольных линз, поворотный магнит и система развертки (не показаны). Потенциал на высоковольтный 2 и пять промежуточных электродов ускорителя 6 подается от высоковольтного источника напряжения 10 (большая часть не показана) через проходной изолятор 8 и 9, в котором установлен омический делитель. В качестве высоковольтного источника напряжения используется выпрямитель промышленного ускорителя электронов серии ЭЛВ, разработанного и производимого в ИЯФ СО РАН и широко применяемого в технологических целях во многих промышленных предприятиях и фирмах 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.

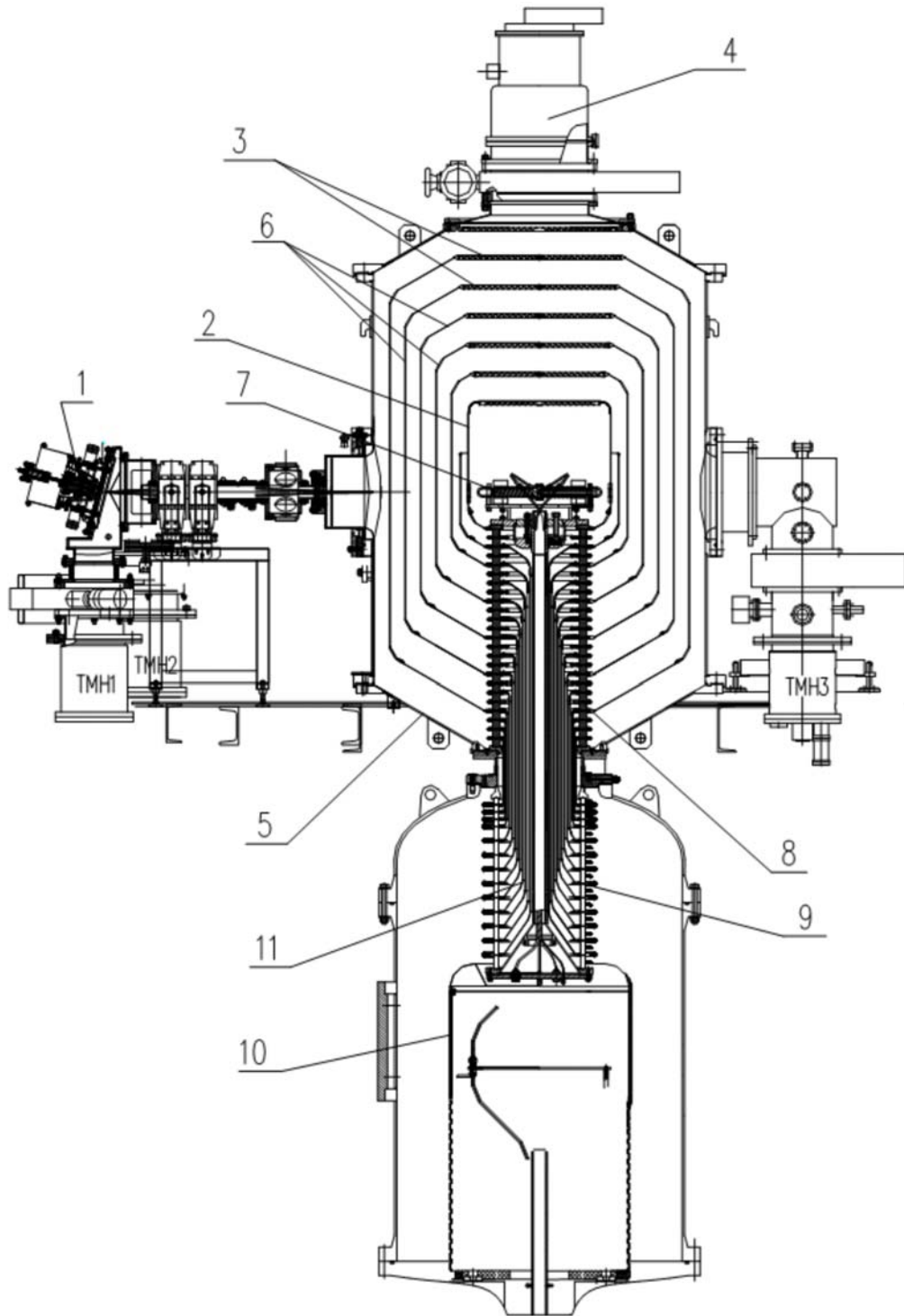


Рис. 14. Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией: 1 – источник отрицательных ионов водорода; 2 – высоковольтный электрод; 3 – жалюзи электродов-экранов; 4 – криогенный насос; 5 – вакуумный бак; 6 – промежуточные электроды-экраны; 7 – газовая перезарядная мишень; 8 – вакуумная часть проходного изолятора; 9 – газовая часть проходного изолятора; 10 – источник высокого напряжения; 11 – внутренние коаксиальные цилиндры, соединяющие электроды одинакового потенциала газовой и вакуумной частей изолятора.

Вакуумная часть проходного изолятора (Рис. 15) собрана из 24 кольцевых стеклянных изоляторов диаметром 400 мм и высотой 35 мм, вакуумно-плотностянутых с промежуточными электродами через индиевые, а с 2012 г. резиновые уплотнители. Газовая часть изолятора, расположенная в баке высоковольтного выпрямителя, состоит из 14 керамических колец диаметром 400 мм и высотой до 60 мм, склеенных со своими электродами. Труба, стягивающая обе части в единый проходной изолятор с усилием 5 т,

расположена на оси системы. Внутренняя часть проходного изолятора заполнена элегазом ( $\text{SF}_6$ ) под давлением до 0,3 МПа, бак высоковольтного выпрямителя – до 0,8 МПа. Резистивный делитель расположен вокруг газовой части проходного изолятора и через электроды газовой части изолятора, металлические тонкостенные трубы, коаксиально расположенные внутри изолятора, и электроды вакуумной части изолятора равномерно распределяет потенциал высоковольтного источника по промежуточным ускоряющим электродам. Распределение потенциала по электродам вакуумной части изолятора, гальванически не связанным с коаксиальными трубами, задается резисторами, расположенными внутри вакуумной части проходного изолятора.

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



Рис. 15. Проходной изолятор.

откачки газа через жалюзи электродов вне ускорительного промежутка позволяет надеяться на получение сильноточного протонного пучка.

Из-за отнесения изолятора от ускорительного канала площадь электродов стала  $41 \text{ м}^2$ , что значительно больше характерных значений в других типах ускорителей. Энергия, запасаемая в емкостях высоковольтных зазоров, имеет достаточно большую величину – до 30 Дж. Известно, что пробой с выделяемой энергией более 10 Дж приводят к падению высоковольтной прочности миллиметровых вакуумных зазоров [155]. Другими словами, из-за повреждений поверхности электродов в результате пробоя становится невозможным подъём напряжения до прежнего уровня. Достоверных данных о высоковольтной прочности сантиметровых зазоров с большой запасённой энергией не удалось найти в литературных источниках, и перед проектированием ускорителя были проведены эксперименты на изготовленном однозазорном (45 мм) прототипе ускорителя, высоковольтный электрод которого площадью  $0,71 \text{ м}^2$  аналогичен электроду ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Была изучена высоковольтная прочность зазора при изменении емкости, подключаемой к испытываемому зазору, и измерена зависимость темнового тока от напряженности электрического поля. Выяснено, что пробой с запасённой энергией до 50 Дж не снижают высоковольтной прочности 45 мм зазора, и вплоть до напряжённости электрического поля 60 кВ/см величина темнового тока приемлемо мала [31]. Эти результаты совместно с результатами рассмотрения динамики пробоев высоковольтных элементов [156] послужили основой проектирования ускорителя с запасённой энергией в зазоре до 30 Дж и напряженностью 25 кВ/см. Поскольку в созданном ускорителе площадь поверхности электродов значительно превосходила площадь поверхности в проведённом эксперименте, то сначала для достижения необходимой высоковольтной прочности была проведена позазорная тренировка всех зазоров с помощью специально



изготовленного устройства. Затем осуществлена тренировка на полное напряжение при подключении всех зазоров. В результате требуемое напряжение ускорителя 1 МВ было получено [56].

В ускорителе с высокой напряженностью электрического поля и большой площадью поверхностей электродов в межэлектродных промежутках неизбежно протекают темновые токи различной природы [157, 158, 159]. Ввиду использования активного делителя напряжения на проходном изоляторе для задания потенциала по электродам-экранам и малой (сотни микроампер) величины тока по этому делителю темновые токи в ускоряющих зазорах способны повлиять на распределение потенциала вдоль ускорительного канала, а, следовательно, и на транспортировку, фокусировку и ускорение пучка. Было изучено протекание темновых токов в ускорителе и сопутствующее этому процессу газоотделение и тормозное излучение. Выяснено, что проведение часовой тренировки ускорителя снижает величину темновых токов с нескольких сот микроампер до приемлемых единиц микроампер, а мощность поглощенной дозы тормозного излучения – с величины  $\sim 1$  мЗв/ч до  $\sim 10$  мкЗв/ч на расстоянии 2 м от ускорителя [49, 53, 54, 94]. Такое временное поведение темнового тока указывает на его природу – он связан с десорбцией газа с поверхности электродов при подъеме напряжения.

В этих экспериментах проявился интересный и полезный для понимания эффект, связанный с протеканием темнового тока большой интенсивности. При увеличении апертуры ускорительного канала темновой ток с характерных значений 300 мкА возрастал до 3 – 4 мА. Возрастание тока сопровождалось примерно 2-кратным увеличением газоотделения и почти 100-кратным – мощности дозы тормозного излучения. Выяснено, что при увеличении апертуры канала с 20 до 58 мм напряженность электрического поля острого края отверстия катодной части рамки крепления диафрагмы возрастает на 20 % до величины более 50 кВ/см. Это приводит к усиленной эмиссии

электронов, выносимых непосредственно в ускорительный канал и ускоряемых до полного потенциала. Обнаружено, что протекание этого тока повлекло частичное расплавление диафрагмы высоковольтного электрода и напыление металла на катодную поверхность предыдущего электрода (Рис. 16). Выяснено, что этот темновой ток не связан с десорбцией газа при подъёме напряжения, его природа – автоэмиссия электронов с неровности микрорельефа. Такой темновой ток называется автоэмиссионным. Данный эффект возникновения темнового, автоэмиссионного, тока повышенной интенсивности является безусловно опасным для работоспособности ускорителя и радиационной безопасности и требует проведения мер по его устранению. Такими мерами, которые позволили избавиться от темнового тока большой интенсивности, явились установка диафрагм с отверстиями диаметром от 20 до 40 мм и закругление острого края отверстий катодной части рамки крепления диафрагм.

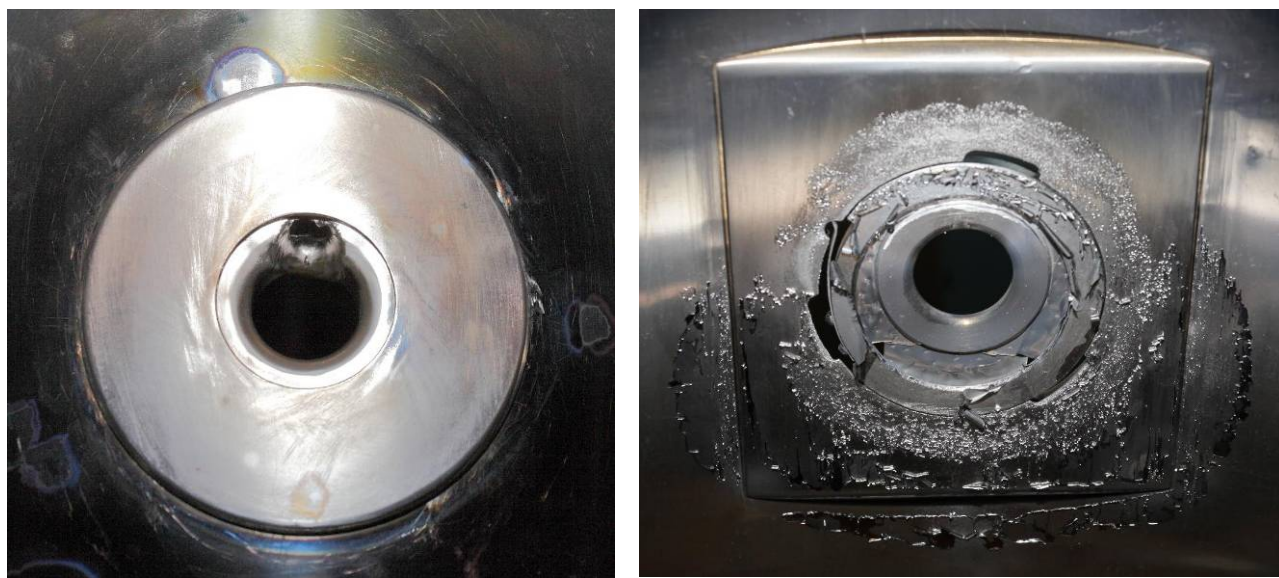


Рис. 16. Фотографии диафрагмы высоковольтного электрода (слева, вид со стороны инъекции пучка) и диафрагмы предыдущего электрода (справа, вид со стороны обдирочной мишени)

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией в деталях обсуждался на симпозиуме [73] и подробно описан в научных статьях [31, 35, 36].

Детали изучения электрической прочности ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией, темновых токов и тормозного излучения изложены в работах [31, 54, 56, 156] и подробно описаны в диссертации на соискание учёной степени кандидата технических наук И.Н. Сорокина [160].

## § 1.4. Инжекция пучка в ускоритель

Помимо большой запасённой энергии другой проблемой предложенного ускорителя казалась большая сила входной линзы. Требовалось инжектируемый пучок отрицательных ионов водорода с энергией в районе 21 кэВ перефокусировать перед входной линзой ускорителя с тем, чтобы потом ускорять его с темпом 25 кэВ/см в узком ускорительном канале.

В работе [29] автором диссертации методом численного моделирования с помощью программы SAM [161] была показана возможность пропускания пучка отрицательных ионов водорода через перезарядную трубку в предположении отсутствия влияния пространственного заряда.

Затем в работе [100] был проведен анализ возможных схем согласованного ввода пучка в ускоритель, позволяющих с минимальными потерями ускорять и проводить пучок сквозь перезарядную трубку. Параметры пучка отрицательных ионов водорода брались из работы [153]: однородное распределение плотности тока на выходе из ионно-оптической системы с диаметром 3 мм и регулярным углом разлета 50 мрад. Расчёт динамики пучка проводили программой ExtraSAM [162], позволяющей учитывать как поперечное, так и продольное поле объёмного заряда ионного пучка.

При проектировании ионно-оптического тракта рассматривали следующие два способа транспортировки ионного пучка от источника до ускорителя: с помощью аксиальных электростатических линз с торможением пучка и с помощью аксиальных магнитных линз.

Каждый из указанных выше способов имеет свои преимущества и недостатки. Безусловным достоинством электростатических линз перед магнитными является их малое энергопотребление. Однако чтобы обеспечить

требуемую фокусировку ионного пучка, приходится проводить его глубокое торможение в линзе с 25 кэВ до  $1 \div 2$  кэВ. При этом пучок под действием сил объёмного заряда значительно расширяется и может занимать бóльшую часть апертуры линзы. Это приводит к появлению сильных aberrаций и к трудностям его согласованного ввода в ускоритель и проводки сквозь узкую перезарядную трубку. Кроме этого, использование электростатических линз приводит к исчезновению уже после первой линзы такого важного свойства непрерывного пучка отрицательных ионов водорода, как компенсация объёмного заряда пучка за счёт ионизации остаточного газа. В результате необходима дополнительная фокусировка пучка для компенсации сил пространственного заряда пучка. Отметим, что полная компенсация при этом невозможна вследствие неоднородного распределения плотности заряда пучка после прохождения им глубоко тормозящей электростатической линзы.

Магнитные линзы позволяют транспортировать полностью скомпенсированный пучок отрицательных ионов водорода с постоянной энергией. В результате максимальный размер пучка и оптические свойства канала слабо зависят от тока пучка. Кроме этого, магнитные линзы имеют такое важное преимущество перед электростатическими линзами, как возможность подбирать их оптимальное положение без изменения конструкции канала.

Вследствие таких достоинств, как возможность транспортировать скомпенсированные пучки ионов высокой интенсивности и подбирать оптимальное положение фокусирующих элементов без изменения конструкции канала, было выбрано решение использовать магнитные линзы.

Образующаяся на входе в ускоритель электростатическая фокусирующая линза имеет фокусное расстояние, сравнимое с размером межэлектродного зазора. Согласованный ввод пучка в ускоритель с использованием магнитных линз возможен в двух режимах: «жесткой» и «мягкой» фокусировки пучка.

В схеме с «жесткой» фокусировкой компенсация фокусирующего действия входной электростатической линзы достигается за счёт впуска в ускоритель сильно расходящегося ионного пучка малого радиуса. Такой пучок можно получить только путём его перефокусировки с помощью магнитной линзы непосредственно перед входом в ускоритель.

Недостатками такой схемы являются заметное увеличение эмиттанса пучка на входе в ускоритель за счёт нелинейного действия сил объёмного заряда и большая чувствительность его коэффициента прохождения и выходных параметров как к углу разлёта, так и к осевой координате точки перефокусировки пучка на входе в ускоритель. В то же время достоинством такой схемы является слабая зависимость радиуса пучка в перезарядной трубке и его коэффициента прохождения сквозь трубку от тока пучка. Это позволяет без проблем проводить через ускоритель пучки разной интенсивности.

В схеме с «мягкой» фокусировкой действие первой линзы ослабляется за счёт плавного нарастания электрического поля на входе в ускоритель. При этом угол наклона огибающей пучка в этой области близок к нулю, а радиус пучка подбирается таким, чтобы фокусирующее действие слабой электростатической входной линзы почти компенсировалось расталкивающим действием поперечных сил объёмного заряда пучка (равновесный радиус пучка). Недостатком такой схемы является сильная зависимость равновесного входного радиуса пучка, а следовательно, и радиуса пучка в перезарядной трубке от тока пучка. В то же время достоинствами этой схемы по сравнению с «жесткой» фокусировкой являются существенно меньшее увеличение эмиттанса пучка на входе в ускоритель за счёт ослабления действия сил объёмного заряда и меньшая чувствительность коэффициента прохождения сквозь трубку и выходных параметров пучка от угла сходимости пучка на входе в ускоритель. Для пучка с однородным радиальным распределением

плотности тока можно найти аналитические распределения потенциала и поля, которые обеспечивают его ускорение при постоянном радиусе.

В целом описанные выше схемы ввода пучка в ускоритель с «жесткой» и «мягкой» фокусировкой пучка дополняют друг друга, незначительно отличаясь в геометрии ионно-оптического тракта. Поэтому при разработке окончательной геометрии ионно-оптического тракта было решено обеспечить возможность проверить экспериментально как «жесткую», так и «мягкую» фокусировку пучка, но фактически остановились на использовании «жесткой» фокусировки магнитными линзами.

После окончания сооружения ускорителя и его запуска на нём был получен протонный пучок с энергией 2 МэВ, но с малым током – в районе 100 – 200  $\mu\text{A}$  и эпизодически в течение короткого времени – до 1 мА. Такого тока пучка вполне хватало для демонстрации генерации нейтронов [39, 41] и для исследований по генерации монохроматических  $\gamma$ -квантов [42], но явно недостаточно для планируемых *in vitro* и *in vivo* исследований БНЗТ и других приложений.

Для выяснения причин, ограничивающих ток, проведено детальное исследование транспортировки пучка отрицательных ионов водорода [52, 96], для чего был изготовлен многоканальный детектор пучка. Он был установлен перед входным отверстием первого ускоряющего электрода ускорителя.

Основным элементом детектора является медная пластина размером 10 × 10 см толщиной 6 мм, служащая приёмником пучка. Для подавления вторичной эмиссии электронов с целью измерения ионного тока перед пластиной установлена сетка под запирающим потенциалом. В медной пластине просверлены 43 отверстия диаметром 5 мм, как показано на Рис. 17. Расстояние между центрами соседних отверстий составляет 7,5 мм. За каждым отверстием установлены медные цилиндры Фарадея в виде гильзы высотой 10 мм с внутренним диаметром 5 мм. Все гильзы механически закреплены

между двумя квадратными изоляционными пластинами и центрированы относительно отверстий медного приёмника пучка. Периферийные цилиндры Фарадея объединены в 3 группы по 8 цилиндров так, как показано на Рис. 17. Токи, снимаемые с медного приёмника пучка, с 19 центральных цилиндров Фарадея и с 3 групп периферийных цилиндров, через 24-штырьковый вакуумный ввод поступали на входы 32-канального АЦП PCI-1713 (Advantech, Тайвань). Шунтирующие сопротивления на входе АЦП имели величину 1 кОм.

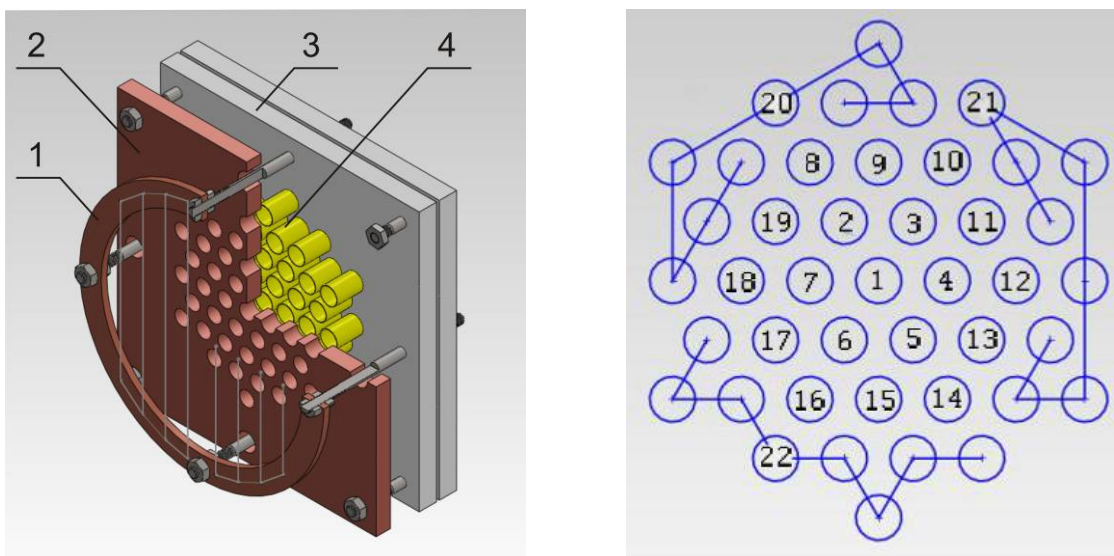


Рис. 17 . Детектор пучка: 1 – запирающая сетка, 2 – медная пластина, 3 – изоляционные пластины, 4 – медные гильзы.

АЦП установлен в PCI разъём компьютера, размещенного в радиационно-защищенном зале в непосредственной близости от ускорителя. Компьютер подключён к локальной сети и с помощью сервера передает массив оцифрованных значений тока на пультовую установки к клиентскому интерфейсу. Клиентский интерфейс программно восстанавливает картину распределения плотности тока в пучке по значениям напряжения каналов АЦП. Также в режиме реального времени производится аппроксимация дискретного распределения тока по нормальному распределению, для чего используется алгоритм Левенберга–Марквардта [163]. Применение алгоритма для



двумерного распределения и необходимость введения предположения о наличии максимума в центре пучка ограничивает достоверность такой аппроксимации. Однако использование этой аппроксимации, как оказалось, стало удобным оперативным инструментом оценки размера пучка и его положения в режиме реального времени. Пример данного пользовательского интерфейса программы регистрации пучка представлен на Рис. 18.

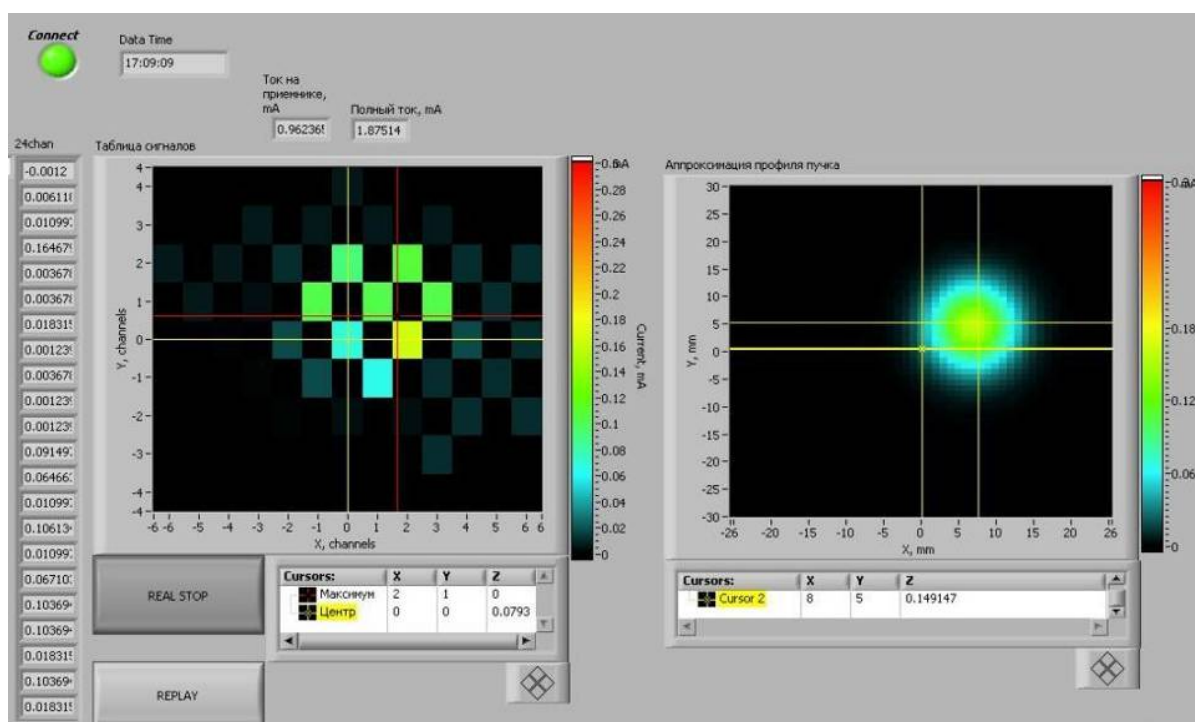


Рис. 18. Пользовательский интерфейс программы измерения пространственного распределения пучка.

На Рис. 19 представлена схема эксперимента, включающая в себя источник отрицательных ионов водорода 1 с поворотным  $15^\circ$  магнитом, конусную диафрагму 2, канал транспортировки пучка с магнитными фокусирующими линзами 3 и корректором 4, диагностическую камеру и часть ускорителя, внутри которого установлен детектор 5. Обратим внимание на то, что на время проведения эксперимента медная входная диафрагма 7 с отверстием диаметром 15 мм была убрана.

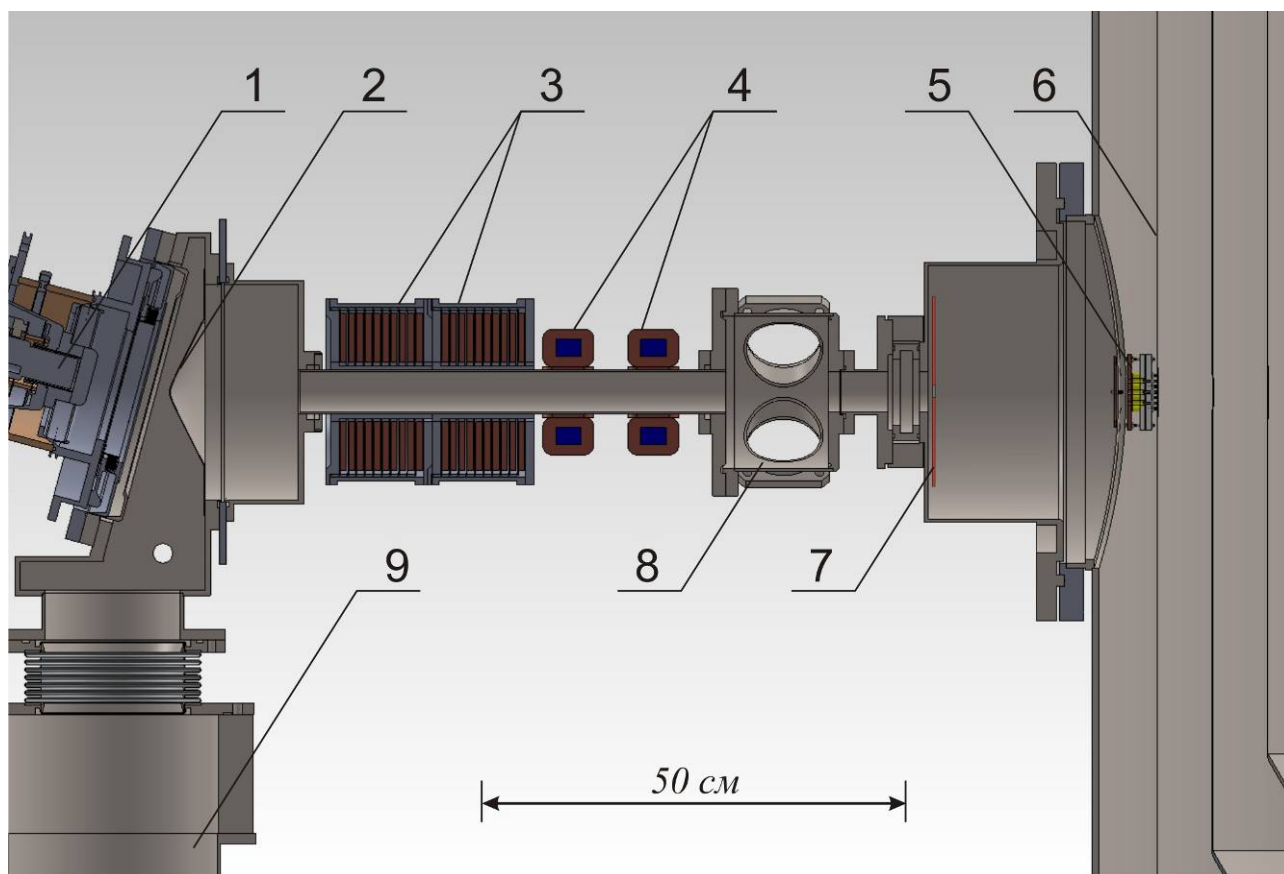


Рис. 19. Схема эксперимента: 1 – источник отрицательных ионов водорода; 2 – конусная диафрагма; 3 – фокусирующие магнитные линзы; 4 – корректор; 5 – детектор пучка; 6 – первый электрод ускорителя; 7 – входная диафрагма (была убрана на время проведения эксперимента); 8 – диагностическая камера; 9 – насос ТМН.

Для формирования пучка отрицательных ионов водорода с энергией 21 кэВ и током до 5 мА применяется поверхностно-плазменный источник, использующий пеннинговский разряд с полыми катодами [153]. После поворота пучка на угол  $15^\circ$  осевая часть пучка вырезается конусной диафрагмой с диаметром отверстия 28 мм и влетает в транспортный канал. Откачка вакуумного объема источника ионов и объема за диафрагмой производится турбомолекулярными насосами ТМН-1500 и Alcatel ATP900 соответственно.

Далее разлетающийся пучок фокусируется двумя магнитными линзами. Каждая из линз (Рис. 20) состоит из 10 модулей, представляющих собой теплоотводящий алюминиевый диск, на который приклеены 39 витков токовой шинки сечением  $2,8 \times 4 \text{ мм}^2$ . Диаметр внутреннего отверстия на диске равен 64 мм, наружный диаметр диска – 200 мм, период модульной структуры – 10,25 мм. Каждая из магнитных линз запитывается от независимого источника питания, и токи линз могут быть разными, но в проведённых экспериментах они выставлялись одинаковыми и противоположными по знаку. При характерном токе 50 А максимальное магнитное поле на оси линз имеет величину 2,1 кГс. Вслед за линзами установлен магнитный корректор. Каждый из двух элементов корректора состоит из двух пар катушек, запитываемых от независимых источников питания. Угловое смещение пучка каждой пары катушек характеризуется величиной 10 мрад/А.

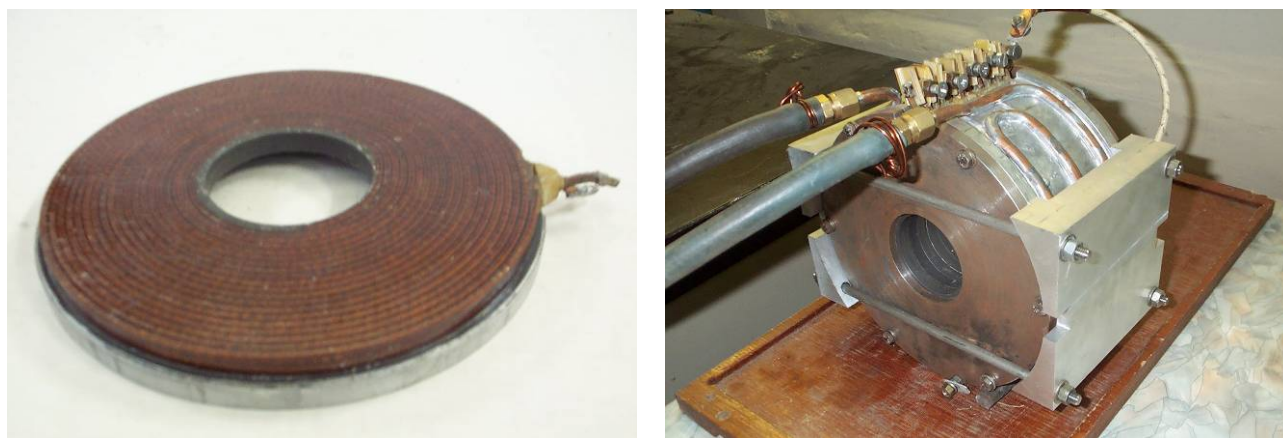


Рис. 20. Модуль обмотки (слева) и линза в сборе (справа).

Детектор пучка закреплён непосредственно на первом электроде ускорителя, так что поверхность приёмника пучка оказалась на 47 мм перед поверхностью электрода. Детектор центрирован вдоль транспортного канала с помощью лазера (Рис. 21).

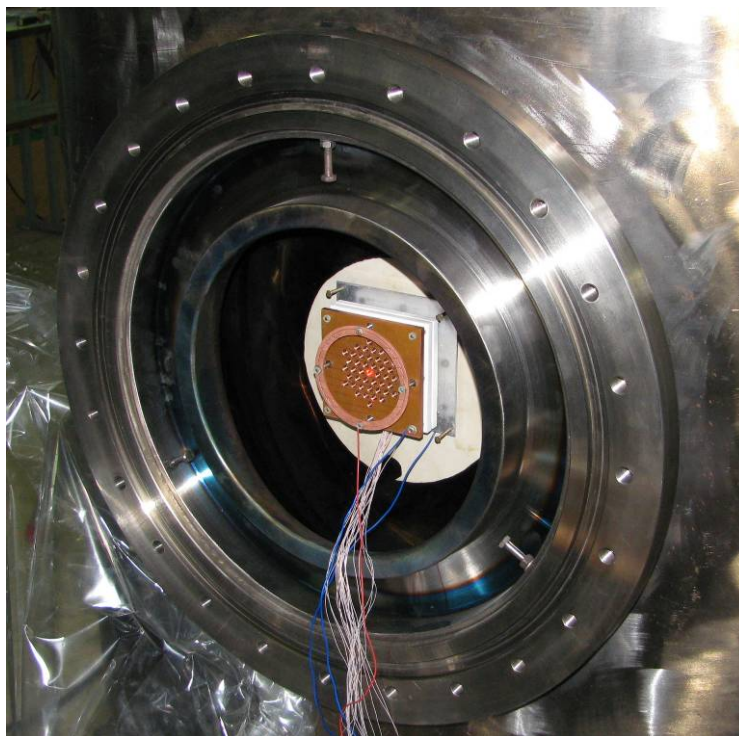


Рис. 21. Установленный детектор пучка.

Ввод пучка в ускоритель предполагает его перефокусировку в области перед входной линзой, т.е. перед первым электродом. Желание экспериментально измерить параметры пучка в этой области и определило выбор места размещения детектора. При этом следует иметь в виду, что во время эксперимента напряжение на ускоритель и, соответственно, на первый электрод не подавалось.

На Рис. 22 представлена вольт-амперная характеристика детектора, измеренная при токе фокусирующих линз 46 А. Определено, что коэффициент вторичной эмиссии электронов составляет величину  $1,6 \pm 0,2$  и для измерения тока пучка необходимо подавать на сетку запирающее напряжения не менее 20 В.

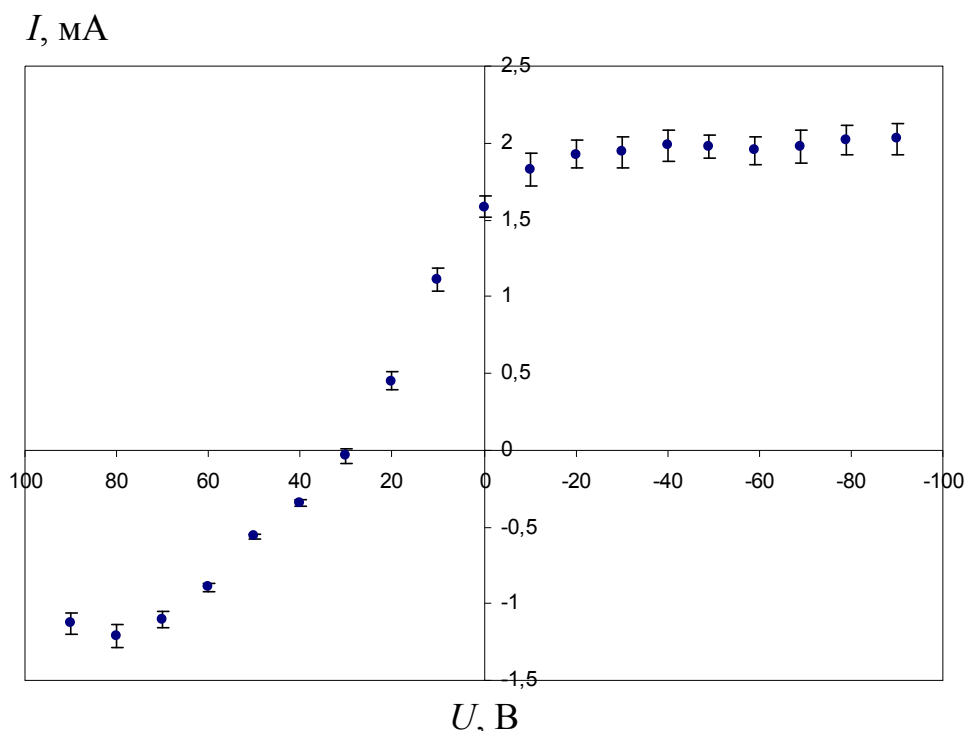


Рис. 22. Зависимость регистрируемого детектором тока от напряжения сетки.

Магнитными линзами пучок фокусируется, и измеряется ток на приёмник пучка детектора, токи во все 19 центральных цилиндров и токи 3 групп периферийных цилиндров. Проводится суммирование всех токов. Далее токи центральных цилиндров нормируются на суммарный ток, находятся максимальные значения, которые анализируются на предмет достоверности. Достоверному результату присваивается название максимального прохождения пучка через отверстие диаметром 5 мм. Такие измерения проводились при разных токах в магнитных линзах – от 40 до 62 А, при этом токи в каждой из двух линз выставлялись равными. Выяснено, что максимальная фокусировка обеспечивается при токе 50 А. В этом случае в отверстие приёмника пучка диаметром 5 мм проходит 57 % пучка. Поскольку расстояние между отверстиями сравнимо с размером пучка, то для реализации вышеописанной процедуры применяется покачивание пучка корректором с тем, чтобы случайным образом попасть пучком в центр одного из отверстий.

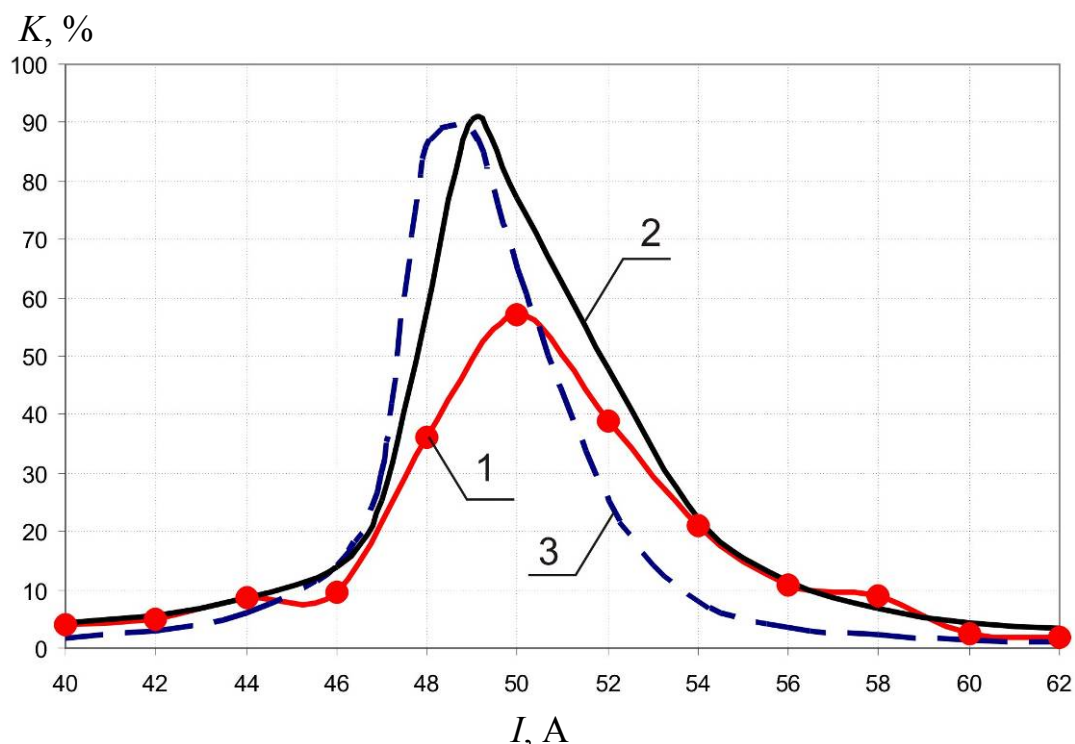


Рис. 23. Зависимость процентного содержания тока пучка отрицательных ионов водорода в осевой области диаметром 5 мм  $K$  от тока магнитных фокусирующих линз  $I$ : 1 – измеренная, 2 – расчётная при  $T = 0$  эВ, 3 – расчётная при  $T = 10$  эВ.

На Рис. 23 представлен экспериментально измеренный максимальный ток (нормированный на суммарный), регистрируемый одним из цилиндров Фарадея с входным отверстием диаметром 5 мм, при разных токах магнитных фокусирующих линз. Также на Рис. 23 представлены расчётные зависимости процентного содержания тока в приосевой области диаметром 5 мм в предположении “холодного” и “горячего” пучка, когда на плазменной границе источника ионов поперечная температура задается либо 0, либо 10 эВ. В расчётах предполагается полная компенсация пространственного заряда пучка отрицательных ионов от выходного отверстия ионного источника до цилиндра Фарадея. Видно, что расчёт в предположении “холодного” пучка значительно лучше соответствует измеренным значениям. Расчётное поведение пучка при поперечной температуре 1 эВ, полагаемой характерной для данного источника ионов, и даже 2 эВ близко к поведению “холодного” пучка. В случае

отсутствия компенсации пространственного заряда в данном диапазоне токов линз практически не удаётся осуществить фокусировку пучка – под действием объёмного заряда он заполняет всю апертуру транспортного канала почти на всей его длине.

В то же время при сильной фокусировке пучка экспериментально измеренные и расчётные данные достаточно сильно отличаются. Это может быть связано со следующими факторами. Расчёт показывает, что  $\frac{2}{3}$  “холодного” пучка фокусируется в диаметре 1 мм, а “горячего” – в 3 мм. В случае, если в области фокусировки не обеспечивается полная компенсация пространственного заряда, размер сильнофокусированного пучка может существенно увеличиться, и, соответственно, коэффициент процентного содержания тока в приосевой области уменьшится. Такой эффект возможен, поскольку под действием пучка с медного приёмника детектора идет вторичная эмиссия электронов с коэффициентом  $1,6 \pm 0,2$ , и эмитированные электроны заперты в пространстве между приёмником и сеткой запирающим потенциалом сетки. Более того, пучок с высокой плотностью тока может приводить к локальному перегреву приёмника или цилиндра и ещё более усиленной эмиссии электронов. Также причина заниженных результатов измерений может быть связана с неполным запирающим потенциалом цилиндра Фарадея и попаданием их на приёмник пучка. Данный эффект при сильной фокусировке пучка проявляется ещё сильнее вследствие того, что потенциал цилиндра Фарадея может стать отрицательнее потенциала приёмника пучка, поскольку они определяются регистрируемыми токами одинаковых нагрузочных сопротивлений.

Т.о., определено, что результаты эксперимента хорошо согласуются с численным расчётом транспортировки и фокусировки пучка, в котором поперечная температура ионов на плазменной границе источника принимается не более 2 эВ и предполагается полная компенсация пространственного заряда.



Рис. 24. Фотография подвижной диафрагмы 3 на входе в ускоритель (вид со стороны обдирочной мишени). Показаны также: 1 – входной канал инъекции пучка диаметром 50 мм, 2 – металлическое зеркало.

После проведения экспериментов детектор был снят с 1-го электрода, но входная диафрагма (7 на Рис. 19) не была установлена на прежнее место. Вместо неё была установлена подвижная диафрагма с отверстиями диаметром 5, 10 и 20 мм, закрепленная на вакуумно-плотном штоке вращения (Рис. 24).

На Рис. 24 подвижная диафрагма показана в положении, когда она не перекрывает пучок. Поворачивая диафрагму, можно ограничивать размер инжектируемого пучка диаметром 5, 10 или 20 мм или перекрывать его полностью. Такой эксперимент был проведён, и основной результат, уже к тому времени ожидаемый, приведён на Рис. 25. Видно, что показания омического делителя в проходном изоляторе с полным сопротивлением 1,8 ГОм зависят от того, как перекрыт инжекционный канал (подробно диагностические средства и явления в вакуумных зазорах, такие как темновые токи, описаны в следующем параграфе). Объяснение данного эффекта состоит



в том, что при перекрытии пучка диафрагмой последняя нагревается, с неё идёт эмиссия электронов, которые ускоряются, попадают на первый электрод и уменьшают его потенциал. В омическом делителе проходного изолятора опорное измерительное сопротивление подсоединено к заземлённому электроду, и фактически оно измеряет потенциал первого электрода. Данный эффект незаметен для отверстия диаметром 20 мм, но уже значителен для отверстия 10 мм, а тем более 5 мм. В случае, когда диафрагма полностью перекрывает инжекционный канал, инъекции пучка в ускоритель нет, но измеряемый ток нагрузки источника питания имеет величину 530  $\mu\text{A}$ , и потенциал первого электрода уменьшается в 2,5 раза. Если бы не было эмиссии электронов и их ускорения, то при закрытой диафрагме не было бы подсадки потенциала и появления тока нагрузки.

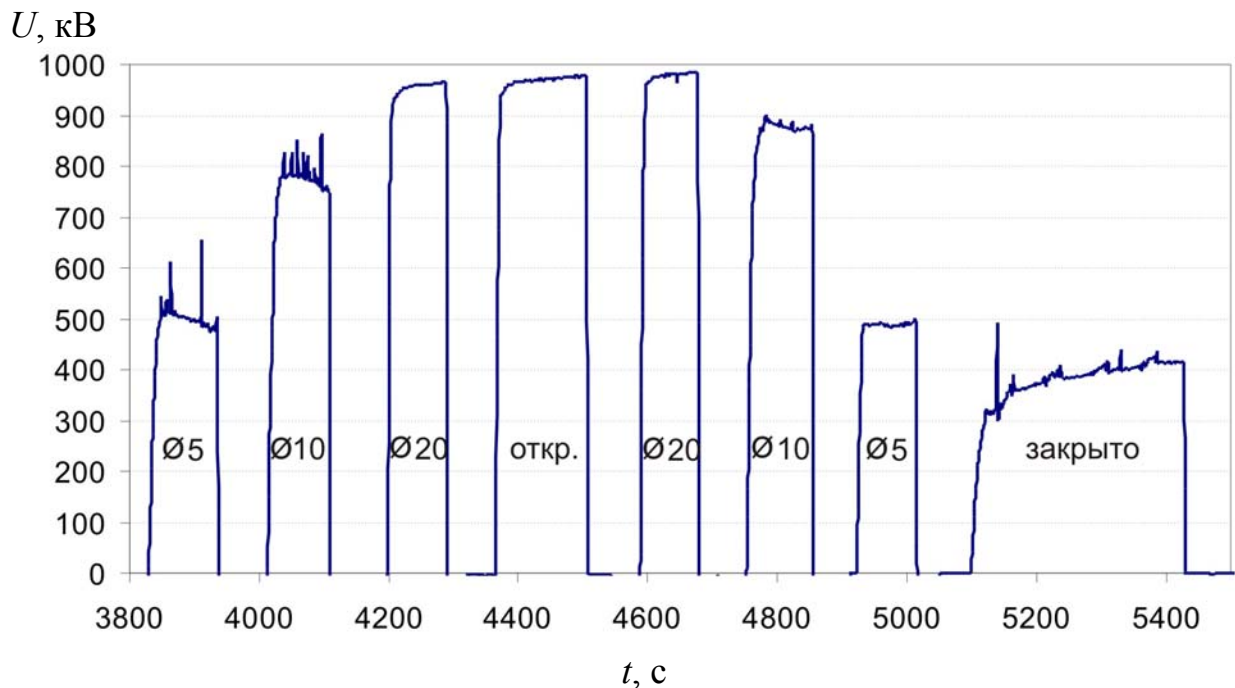


Рис. 25. Потенциал высоковольтного электрода, измеряемый опорным сопротивлением омического делителя проходного изолятора при разных отверстиях диафрагмы.

Повышенное внимание к данному эффекту и сама постановка эксперимента обусловлены тем, что вплоть до проведения вышеописанного исследования с многоканальным детектором инжекция и ускорение пучка всегда сопровождались «подсадкой» (уменьшением) потенциала 1-го ускоряющего электрода. Причиной «подсадки» потенциала считали осаждение части инжектируемого пучка отрицательных ионов водорода на первый ускоряющий электрод. С целью исправления этого эффекта был даже спроектирован и изготовлен высоковольтный ввод для подачи корректирующего напряжения на первый зазор от отдельного высоковольтного источника питания. Фактически же причиной подсадки являются вторичные электроны, эмитированные с нагреваемой пучком диафрагмы и ускоряемые электрическим полем первого зазора. На Рис. 26 приведены фотографии медной входной диафрагмы: в левой части рисунка – вид со стороны обдирочной мишени (диаметр отверстия 10 мм); в правой части – позднее, уже с диаметром отверстия 15 мм, вид со стороны инжекции пучка. Штангенциркуль раскрыт на диаметр инжекционного канала, т.е. на 50 мм. Видны следы побежалости, обусловленные нагревом диафрагмы пучком.

Таким образом, выяснено, что уменьшение потенциала первого электрода ускорителя было обусловлено током электронов, эмитируемых с диафрагмы, отделяющей тракт транспортировки пучка от ускорителя и нагреваемой периферийной частью инжектируемого ионного пучка. Как только входная диафрагма была убрана (7 на Рис. 19), эффект «подсадки» потенциала первого ускоряющего электрода пропал и стало возможным осуществлять ввод пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель и его ускорение в нём без существенных потерь.

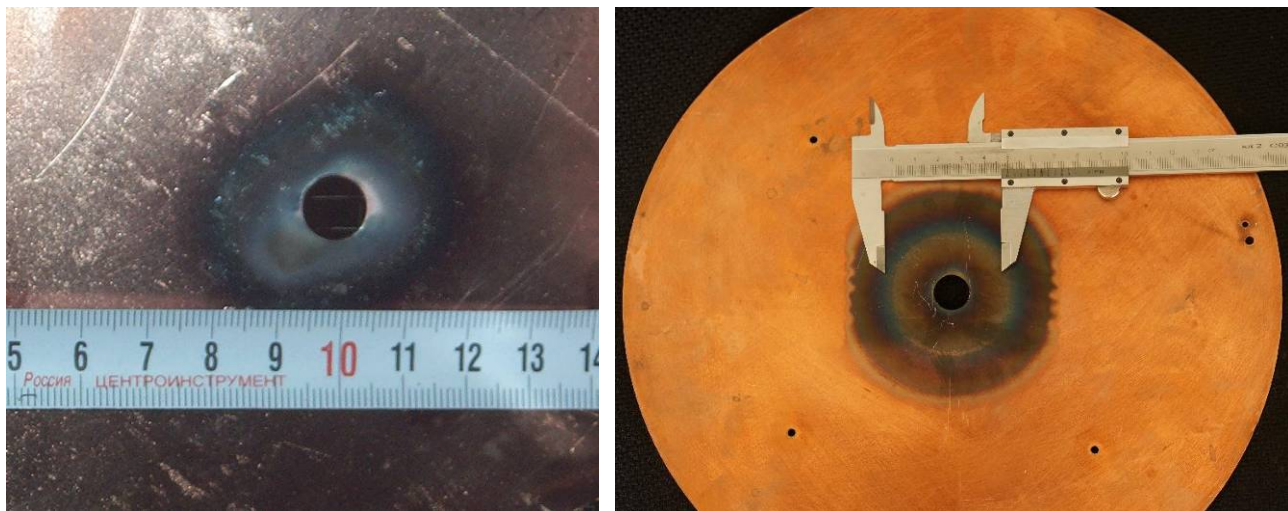


Рис. 26. Медная входная диафрагма ускорителя: слева – вид со стороны обдирочной мишени, справа – со стороны инъекции пучка.

## § 1.5. Обдирка пучка отрицательных ионов водорода

### *1.5.1. Выбор обдирочной мишени*

При проектировании тандемного ускорителя были рассмотрены разные виды обдирочных мишеней и выбрана оптимальная для реализации.

Твёрдые мишени. В качестве перезарядных мишеней отрицательных ионов водорода энергией более 400 МэВ при токе порядка 0,1 мА применяется графитовая фольга толщиной от 0,1 до 1 мкм. При достигаемой температуре фольги 900 К давление насыщенного пара очень низкое, менее  $10^{-10}$  Торр [164, стр. 202], и время жизни составляет несколько недель [165]. При прохождении же 1 МэВ 10 мА пучка диаметром 10 мм через графитовую фольгу толщиной 1 мкм ионизационные потери энергии составят 10 кэВ [166], и фольга без принудительного охлаждения нагревается до температуры 2800 К, при которой давление насыщенного пара возрастает до  $10^{-2}$  Торр [164, стр. 202]. Большой энергетический разброс пучка ионов после перезарядки, ограниченный срок жизни фольги и высокое давление насыщенных паров графита при высокой температуре не позволяют применить графитовую фольгу в качестве перезарядной мишени.

Жидкометаллические мишени. В ИЯФ СО РАН накоплен большой опыт работы с жидким литием [167]. Из условия допустимого нагрева до 320 °С, когда давление насыщенного пара достигает  $10^{-5}$  Торр [164, стр. 201], скорость струи жидкого лития, используемой как мишень толщиной 10 мкм и шириной 10 мм, падающей перпендикулярно пучку ускоренных ионов, должна быть выше 10 м/с, что достижимо. Применение жидколитиевой мишени рассматривалось в качестве возможного варианта [62], но не было реализовано. Одной из причин послужил известный факт, что нагрев дозвуковой струи

приводит к её ускорению и существенному уменьшению плотности струи [168, 169].

Паровые мишени. Простота получения мишени на парах нагретого магния, низкое давление насыщенного пара (менее  $10^{-10}$  Торр при 20 °С [164, стр. 201]), конденсирующегося после выхода из перезарядной трубки на конструктивных элементах установки, отсутствие необходимости вакуумной откачки пара позволяют считать магниевые паровые мишени наиболее удачными для применения в низковольтных установках [170]. Однако в данном случае магний, попадающий в ускорительный тракт с темпом 40 г в месяц, оседает на поверхности электродов и снижает электрическую прочность вакуумных промежутков [158].

Пароструйные мишени. В качестве перезарядных мишеней с большим аксептансом возможно использование поперечных звуковых или сверхзвуковых парометаллических струй с циркуляцией [171, 172], когда конденсируемый в жидкость пар перекачивается к нагревателю на выходе из сопла. Вышедшие из перезарядной мишени пары ртути могут откачиваться криогенным насосом. Использование ртути требует обеспечения дополнительных мер безопасности, а использование лития предполагает проверку сохранения электрической прочности вакуумных промежутков.

Газовые мишени. Для перезарядки отрицательных ионов водорода с энергией 1 МэВ в протоны подходит практически любая газовая мишень, поскольку позволяет преобразовать почти 100 % пучка в протоны [173, 171, 174]. Необходимые данные о сечениях и равновесном выходе протонов приведены в Табл. 1. Значения, приведённые в последних двух строках Табл. 1, требуют комментария. Дело в том, что геометрически все двухатомные и большинство трехатомных молекул линейны. Быстрая налетающая частица эффективно взаимодействует лишь с одним из атомов, поскольку вероятность ориентации молекулы в направлении движения быстрой частицы весьма мала.

Вероятность взаимодействия с несколькими атомами при столкновении быстрой частицы с многоатомной объёмно-структурированной молекулой, такой как  $\text{CCl}_2\text{F}_2$  или  $\text{SF}_4$ , уже слабо зависит от ориентации молекулы. Поэтому немногочисленные экспериментальные данные [174] указывают на значительное превосходство величины их сечения перезарядки над величиной сечения двух-трехатомных молекул.

Табл. 1. Сечения, связанные с перезарядкой 1 МэВ  $\text{H}^-$ , и равновесный выход протонов  $F_{+\infty}$  [173, 171 (курсивом), 174 (подчеркиванием)].

Газ	$\sigma_{-0}, \text{см}^2$	$\sigma_{0+}, \text{см}^2$	$\sigma_{-+}, \text{см}^2$	$\sigma_{0-}, \text{см}^2$	$\sigma_{+0}, \text{см}^2$	$\sigma_{+-}, \text{см}^2$	$F_{+\infty}, \%$
$\text{H}_2$	$7,2 \cdot 10^{-17}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$	$3,5 \cdot 10^{-18}$		$4,6 \cdot 10^{-22}$	$2,6 \cdot 10^{-28}$	99,9946
He	$4 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$	$1,3 \cdot 10^{-18}$		$3,6 \cdot 10^{-21}$		99,9640
$\text{N}_2$	$3 \cdot 10^{-16}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$4,7 \cdot 10^{-17}$	$2 \cdot 10^{-18}$	$6 \cdot 10^{-20}$	$6 \cdot 10^{-24}$	99,9925
$\text{O}_2$	$3,6 \cdot 10^{-16}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	$1,7 \cdot 10^{-17}$		$7,5 \cdot 10^{-20}$		99,9931
Ar	$4,2 \cdot 10^{-16}$ <i><math>3,6 \cdot 10^{-16}</math></i>	$1,6 \cdot 10^{-16}$ <i><math>1,3 \cdot 10^{-16}</math></i>	$2,2 \cdot 10^{-17}$	$6 \cdot 10^{-21}$	$8 \cdot 10^{-20}$	$1,7 \cdot 10^{-24}$	99,9880
Mg	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$1,3 \cdot 10^{-16}$	$8,4 \cdot 10^{-17}$				
$\text{CO}_2$	$5,2 \cdot 10^{-16}$ <i><math>3,7 \cdot 10^{-16}</math></i>	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$2,0 \cdot 10^{-17}$		$9 \cdot 10^{-20}$		
Kr	<i><math>3,6 \cdot 10^{-16}</math></i>	<i><math>1,5 \cdot 10^{-16}</math></i>	<i><math>2,5 \cdot 10^{-17}</math></i>				
Xe	<i><math>4,4 \cdot 10^{-16}</math></i>	<i><math>1,8 \cdot 10^{-16}</math></i>	<i><math>3,8 \cdot 10^{-17}</math></i>				
$\text{SF}_4$	<u><math>1,5 \cdot 10^{-15}</math></u>	<u><math>6,3 \cdot 10^{-16}</math></u>	<u><math>9,4 \cdot 10^{-17}</math></u>				
$\text{CCl}_2\text{F}_2$		<u><math>5,2 \cdot 10^{-16}</math></u>					

Мы полагаем, что сечения перезарядки на других компактных объёмно-структурированных молекулах, галогенидах  $\text{TaBr}_5$ ,  $\text{SF}_5$ ,  $\text{SF}_6$ , содержащих более

5 атомов галогена, будут на 20 – 40 % больше, чем для SF<sub>4</sub>. Помимо большого сечения перезарядки, такие молекулы привлекательны ещё и тем, что в них атомы, способные выделяться в твердой фазе, хорошо "упрятаны" в глубине молекулы. Так как продукты диссоциации основной молекулы, атомы галогена и галогениды более низкого порядка в основном летучи, выделение твердого осадка будет минимальным. Вместе с тем, экзотичность такой мишени не позволяет остановить выбор на её использовании без проведения предварительных экспериментов.

Конструктивно мишень изготовлена в виде цилиндрической трубки с напуском газа в середине. При прохождении пучка через мишень изменяется зарядовый состав пучка. Характерные значения выхода протонов приведены в Табл. 2.

Табл. 2. Толщина мишени ( $10^{16}$  см<sup>-2</sup>) из разных газов для обеспечения требуемого выхода протонов.

Выход протонов, %	90	95	99	99,9
N <sub>2</sub>	1,8	2,2	3,3	4,7
Ar	1,7	2,1	3,1	4,5
CO <sub>2</sub>	1,9	2,4	3,5	5
SF <sub>4</sub>	0,4	0,54	0,8	1,1

Рассмотрим аргоновую газовую перезарядную мишень. Её выбор обусловлен тем, что аргон – инертный газ и, что наиболее важно, одноатомный – перезарядка не сопровождается диссоциацией аргона, приводящей к нежелательному нагреву и получению нежелательных продуктов диссоциации. Поскольку энергия диссоциированных атомов порядка нескольких

электронвольт [176], то для обеспечения необходимой толщины перезарядной мишени требуется существенно больший расход молекулярного газа.

Для перезарядки 99 % пучка требуется линейная толщина аргоновой мишени  $nL = 3,1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Эта толщина соответствует среднему давлению  $p = \langle nL \rangle kT/L$ , практическое выражение для которого при комнатной температуре оказывается достаточно простым:  $\langle P \rangle [\text{Торр}] = 0,94 L^{-1} [\text{см}]$ . Так, для перезарядной трубки длиной  $L = 40 \text{ см}$  среднее давление  $\langle P \rangle = 2,3 \cdot 10^{-2} \text{ Торр}$ . В рассматриваемом диапазоне длин перезарядной трубки 20 – 40 см длина свободного пробега  $\lambda > L/375$  превышает 0,5 мм. Считается [175, 177], что при длине свободного пробега молекул  $\lambda < 0,01 D$ , где  $D$  — диаметр трубки, реализуется вязкостный режим течения, при  $\lambda > 0,33 D$  — молекулярный, когда молекулы движутся сами по себе, не замечая друг друга, наталкиваясь на стенки трубопровода и отражаясь от них, и при  $0,01 D < \lambda < 0,33 D$  имеет место промежуточный режим течения. В данном случае получается, что для трубки длиной 40 см диаметром 10 мм длина свободного пробега  $\lambda \geq 0,1 D$ , и в центре трубки реализуется промежуточный режим течения, в то время как на выходе — молекулярный.

Оценим расход газа при молекулярном течении. Проводимость трубки определяется как  $U_m [\text{л/с}] \sim 10 \alpha D^3 L^{-1}$  [177], где размеры в сантиметрах, а  $\alpha$  — коэффициент Клаузинга, который учитывает уменьшение проводимости из-за наличия потока перед входом в трубку и после выхода из трубки, зависит от отношения  $L/D$  и в данном случае равен 0,91. Однако из-за напуска газа непосредственно в трубку  $\alpha$  следует брать больше, и для оценки сверху будем считать  $\alpha = 1$ . Поскольку газ напускается в середину трубки и вытекает через оба отверстия, то расход газа определяется как  $Q = 2 P_0 U$ , где проводимость  $U$  определяется на длине, в 2 раза меньшей длины перезарядной трубки, а  $P_0$  — давление в центре, которое в 2 раза больше среднего  $\langle P \rangle$ , поскольку вдоль трубки давление распределено линейно [178]. Тогда получаем расход



$Q = 46$  мТорр л/с. Численный расчёт, проведённый методом пробных частиц без учёта их столкновения друг с другом, даёт расход газа в 1,6 раза меньший.

Учтём влияние реализации промежуточного режима течения. Проводимость в промежуточном режиме  $U_{mv}$  выразим через проводимость в молекулярном режиме  $U$  в следующей форме, удобной для сравнения [179]:

$$U_{mv} = U \left( 0,074 \frac{D}{\lambda} + \zeta \right) = U \left( 14 \frac{D}{L} + \zeta \right),$$

где  $\zeta$  является слабозависящей функцией давления, температуры, вязкости газа и диаметра трубы и изменяется от  $\zeta = 1$  для молекулярного режима течения до  $\zeta = 0,81$  для вязкостного. В рассматриваемом случае  $\lambda = 2,1$  мм и  $U_{mv} \approx 1,2 U_m$ . Т.о., расход газа увеличивается на 20 % и составляет величину  $Q = 55$  мТорр л/с, что соответствует потоку частиц  $1,8 \times 10^{18} \text{ с}^{-1}$ .

Расход газа может быть уменьшен в 1,6 раза, если допустить 95 %-ую перезарядку пучка, причём уменьшение происходит как за счёт снижения давления, так и за счёт приближения режима течения к молекулярному.

Подводя итог, запишем выражение для расхода любого газа в нашем диапазоне параметров и обратим внимание на зависимость расхода газа от длины и диаметра перезарядной трубки:

$$Q = 3 \times 10^{-18} nL \frac{D^3}{L^2} \frac{T^{1,5}}{\sqrt{M}} \left( 4,8 \times 10^{-16} nL \frac{D}{L} + \zeta \right),$$

где расход  $Q$  выражен в лТорр/с, все размеры берутся в сантиметрах, температура  $T$  в градусах Кельвина,  $M$  – молекулярная масса. Для уменьшения расхода газа следует стремиться уменьшить диаметр и увеличить длину трубки, т. е. реализовать молекулярный режим истечения. Реализация режима течения, близкого к вязкостному, нежелательна и в силу следующего эффекта. Перезарядка пучка приводит к значительному нагреву газа. Если в бестолкновительном случае нагрев отдельных молекул легко снимается охлаждением перезарядной трубки, поскольку нагретая молекула быстро

попадает на стенку перезарядной трубки и передает ей значительную часть энергии, то в вязкостном, столкновительном, режиме, как хорошо известно [168, 169], нагрев дозвуковой струи приводит к её ускорению и к уменьшению плотности, что потребует ещё большего расхода газа.

Определим давление внутри центрального электрода ускорителя с 5 промежуточными электродами при высокой скорости откачки насосов, установленных снаружи. Отверстие диаметром 20 см в высоковольтном электроде обеспечивает проводимость 3000 л/с и может быть увеличено увеличением диаметра. Отверстия в других 5 электродах, выполненных в виде крышечек диаметром не менее 50 см, приподнятых на 4 см, обеспечивают проводимость 6000 л/с. Если же отверстия в электродах на диаметре 50 см выполнить в виде жалюзи или секторов, то проводимость возрастёт до 12000 л/с. Видно, что проводимость через последовательно установленные электроды с отверстиями может быть обеспечена на уровне 1500 л/с. Следовательно, давление внутри высоковольтного электрода при потоке 55 мТорр л/с может быть  $3 \times 10^{-5}$  Торр, что допустимо.

Ионизационные потери энергии 1 МэВ иона при перезарядке на молекулах азота, составляющие 275 эВ [29], приводят к 2,75 Вт потерь 10 мА пучка. При молекулярном режиме течения газа выделившаяся энергия переносится молекулами или атомами, непосредственно участвовавшими в акте перезарядки, на перезарядную трубку, при вязкостном – в результате теплопроводности. Перезарядка отрицательного иона водорода в протон сопровождается появлением 2 электронов со скоростями, равными скорости быстрого иона. Эта рассеянная в мишени мощность 500 эВ электронов составляет 10 Вт и передается на стенку перезарядной трубки по каналу электронной теплопроводности. Мощность нагрева перезарядной трубки в результате резерфордовского рассеяния составляет величину порядка 2 Вт.

Т. о., суммарная мощность потерь энергии в перезарядной мишени имеет величину 15 Вт и в основном переносится на стенку перезарядной трубки.

Аналогичные процессы перезарядки быстрого иона, сопровождаемые появлением атомов, протонов, электронов и потерями энергии, имеются и в ускорительном тракте. Хотя плотность остаточного газа много меньше плотности газа в перезарядной мишени, потоки ускоренных электрическим полем образующихся электронов, ионов вместе с потоком быстрых атомов водорода бомбардируют электроды и приводят к дополнительному току на электроды.

Результаты выбора типа обдирочной мишени были представлены и обсуждались на научной конференции [66] и содержатся в препринте [101].

### *1.5.2. Конструкция и параметры газовой обдирочной мишени*

В качестве оптимальной для реализации была выбрана газовая (аргоновая) обдирочная мишень. Она выполнена в виде охлаждаемой цилиндрической трубки с напуском газа посередине и установлена внутри высоковольтного электрода на проходной изолятор. Фотография мишени с отверстием диаметром 16 мм и длиной 400 мм приведена на Рис. 27. До 2011 г. на установке использовалась подобная мишень с отверстием диаметром 10 мм.



Рис. 27. Фотография 16-мм обдирочной мишени, установленной на проходной изолятор.

Подача газа в обдирочную мишень осуществляется следующим образом. В высоковольтном электроде источника питания ускорителя расположены 5-литровый баллон аргона с газовым редуктором GCE, электромеханический клапан подачи газа в перезарядную мишень, управляемый 27 В источник питания клапана, питаемый последней секцией высоковольтного выпрямителя, и прецизионный игольчатый натекатель. Между клапаном и натекателем расположен буферный объём. Поступление газа в него обеспечивается открыванием клапана в ручном режиме или с определенной частотой. Давление газа в буферном объёме определяется частотой открывания клапана, но не может превышать выходного давления редуктора. В проведённых экспериментах длительность открывания клапана была установлена 160 мс, а выходное давление редуктора 4 атм. Из буферного объёма газ через прецизионный игольчатый натекатель поступает в обдирочную мишень по трубке длиной 2 м с внутренним диаметром 4 мм, расположенной внутри проходного изолятора. Характерное время вытекания газа составляет 500 с.

Для обдирочной трубки диаметром 16 мм, длиной 400 мм и температурой 300 К расход аргона с хорошей точностью линейно зависит от толщины мишени и может быть представлен следующим выражением:

$$Q [10^{18} \text{ с}^{-1}] = 2,63 n l [10^{16} \text{ см}^{-2}], \text{ или } Q [\text{мТорр л с}^{-1}] = 75 n l [10^{16} \text{ см}^{-2}].$$

Для отрицательного иона водорода энергией 1 МэВ сечения процессов, связанные с его перезарядкой в аргоне, следующие [173]:  $\sigma_{-0} = 4,2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{0+} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{-+} = 2,2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{0-} = 6 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{+0} = 8 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_{+-} = 1,7 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ . Равновесный выход протонов из аргонной мишени составляет 99,9880 %. Зависимости зарядового состава пучка и тока на выходе от линейной плотности аргона в мишени приведены на Рис. 28; характерные значения – в Табл. 3.

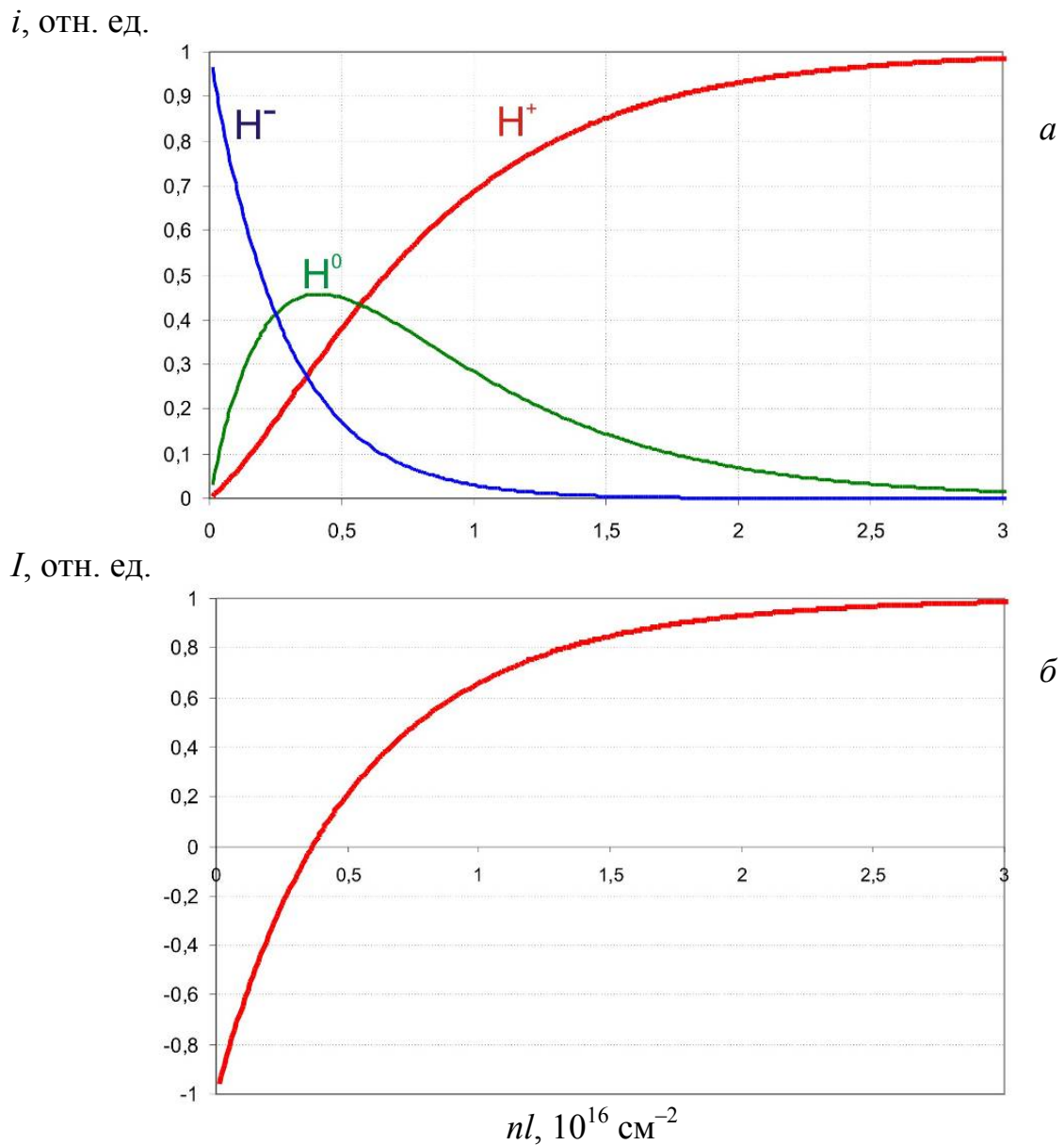


Рис. 28. Зависимость зарядового состава пучка (а) и тока на выходе (б) от линейной плотности аргоновой мишени.

Табл. 3. Процентное содержание протонов и ток пучка на выходе из обдирочной мишени для некоторых значений её толщины.

Линейная плотность $nl$ , $10^{16} \text{ см}^{-2}$	0,32	1	1,7	2,1	3,1
Выход протонов, %	23	70	90	95	99
Ток пучка, %	0	70	90	95	99

### *1.5.3. Экспериментальное изучение обдирки пучка*

На установке проведено экспериментальное исследование обдирки пучка отрицательных ионов водорода путём напуска газа в обдирочную мишень и измерения тока пучка на выходе из ускорителя.

При проведении экспериментов использовались следующие диагностические средства. Потенциал высоковольтного электрода определяется по показаниям омического делителя напряжения высоковольтного источника питания (сопротивление 23,2 ГОм) и называется “напряжением ускорителя”. Также потенциал высоковольтного электрода определяется по показаниям омического делителя в проходном изоляторе (сопротивление 1,8 ГОм) и называется “напряжением делителя изолятора”. При отсутствии темновых токов [158, 180, 157] эти напряжения идентичны. Поскольку потенциалы промежуточных электродов задаются делителем в проходном изоляторе, то при наличии темновых токов напряжение делителя изолятора может отличаться от напряжения ускорителя. Меньшее напряжение делителя изолятора указывает на преимущественный темновой ток в зазоре между вакуумным баком и первым ускоряющим электродом, большее – на преимущественный темновой ток в пространстве между ускоряющими электродами. Величина темнового тока определяется по разности тока, выдаваемого высоковольтным источником питания, и измеряемого тока через опорное сопротивление омического делителя проходного изолятора. Следует обратить внимание на то, что темновой ток между электродами не регистрируется, и потому фактически вычисляется только темновой ток между вакуумным баком и электродами, преимущественно первым.

При инжектировании пучка в ускоритель разность тока, выдаваемого высоковольтным источником питания, и измеряемого тока через опорное сопротивление омического делителя проходного изолятора будет определяться

не только собственно темновыми токами  $I_{\text{темн}}$ , но и пучком, а именно  $I_{\text{ускор}} = I_{\text{темн}} + I_{\text{-потери}} + I_0 + 2 I_+$ , где  $I_{\text{-потери}}$  – потери пучка отрицательных ионов водорода на электроды ускорителя,  $I_0$  – поток образовавшихся в результате перезарядки нейтралов и  $I_+$  – ток протонов. На выходе из ускорителя в первом диагностическом баке тракта транспортировки высокоэнергичного пучка установлен охлаждаемый цилиндр Фарадея, измеряющий прошедший ток  $I_{\text{Ф}} = I_+ - I_{\text{-прош}}$ , где  $I_{\text{-прош}}$  – ток отрицательных ионов водорода на выходе из ускорителя. Разница между током ускорителя и током цилиндра Фарадея  $I_{\text{ускор}} - I_{\text{Ф}} = I_{\text{темн}} + I_{\text{-потери}} + I_0 + 2 I_+ - I_+ + I_{\text{-прош}} = I_{\text{темн}} + I_+ + I_0 + I_{\text{-прош}}$  является суммой темнового тока и потока инжектируемых частиц. Фактически измеряемая данным способом величина характеризует ток в ускорительном тракте, включающем в себя темновой ток в ускорительных зазорах, инжектируемый ток ионного пучка и, как будет показано в следующем параграфе, ток заряженных частиц, вызванный взаимодействием инжектируемого пучка с остаточным и обдирочным газом.

Вакуум измеряется компактной вакуумной лампой Pfeiffer Vacuum типа PKR 251, характеризующейся линейной чувствительностью по воздуху в широком диапазоне давлений и линейной чувствительностью по аргону в диапазоне  $10^{-4} - 10^{-2}$  Па с коэффициентом 0,8, т.е. реальное давление аргона составляет 80 % от измеренного. Лампа установлена сразу на выходе из ускорителя в колене откачки турбомолекулярного насоса ТМН-3 (см. Рис. 14).

Проведены измерения тока пучка на выходе ускорителя и величины остаточного давления при различных напусках газа в обдирочную мишень (приводимые ниже данные относятся к эксперименту 13.10.2011). Без напуска газа давление в объеме около турбомолекулярного насоса было  $0,5 \cdot 10^{-4}$  Па. При напуске газа с частотой 1/40 Гц давление выходило на стационарный уровень  $6 \cdot 10^{-4}$  Па, с частотой 1/20 Гц –  $11 \cdot 10^{-4}$  Па, с частотой 1/10 Гц –  $22 \cdot 10^{-4}$  Па, с частотой 1/5 Гц –  $33 \cdot 10^{-4}$  Па. Видна линейная зависимость



остаточного давления от количества напускаемого газа вплоть до частоты 1/10 Гц. При закрытии шибера криогенного насоса остаточное давление возрастало на порядок, что указывает на то, что криогенным насосом откачивается 90 % напускаемого аргона. Таким образом, толщина газовой мишени может опосредованно характеризоваться давлением остаточного газа.

В ускоритель с потенциалом высоковольтного электрода 800 кВ инжектировался пучок отрицательных ионов водорода энергией 21 кэВ. Поток инжектируемых частиц имел величину  $225 \pm 10 \mu\text{A}$ , а темновой ток был на уровне  $24 \pm 4 \mu\text{A}$ . При отсутствии подачи газа в обдирочную мишень цилиндр Фарадея регистрирует отрицательный ток (Рис. 29). Этот ток является током отрицательных ионов водорода, которые были сначала ускорены, а затем замедлены. При подаче газа в обдирочную мишень происходит перезарядка отрицательных ионов водорода в протоны. При достижении плотности аргоновой мишени  $0,29 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  (данное значение отличается от приведенного в Табл. 3 из-за меньшей энергии отрицательных ионов водорода) ток протонного пучка сравнивается с током отрицательных ионов водорода, и регистрируемый детектором ток становится равным нулю. Регистрация момента перехода тока от отрицательных значений к положительным при изменении давления является полезной прямой диагностикой плотности обдирочной мишени. При дальнейшем увеличении газонапуска регистрируемый положительный ток возрастает и выходит на насыщение.

Зависимость тока на выходе из ускорителя от давления остаточного газа с момента времени 690 с, после которого не производилась корректировка транспортировки пучка магнитными линзами и корректорами, представлена на Рис. 30. Там же приведена и расчётная зависимость, в которой максимальный ток протонного пучка принимался равным 188 мкА, учитывались 20 % потери отрицательных ионов водорода в ускорительном тракте от перезарядной

мишени до выхода из ускорителя, фиксировался переход от отрицательных значений тока к положительным и вводилось значение давления остаточного газа, при котором регистрируемый отрицательный ток максимален, в данном случае  $1,95 \cdot 10^{-4}$  Па.

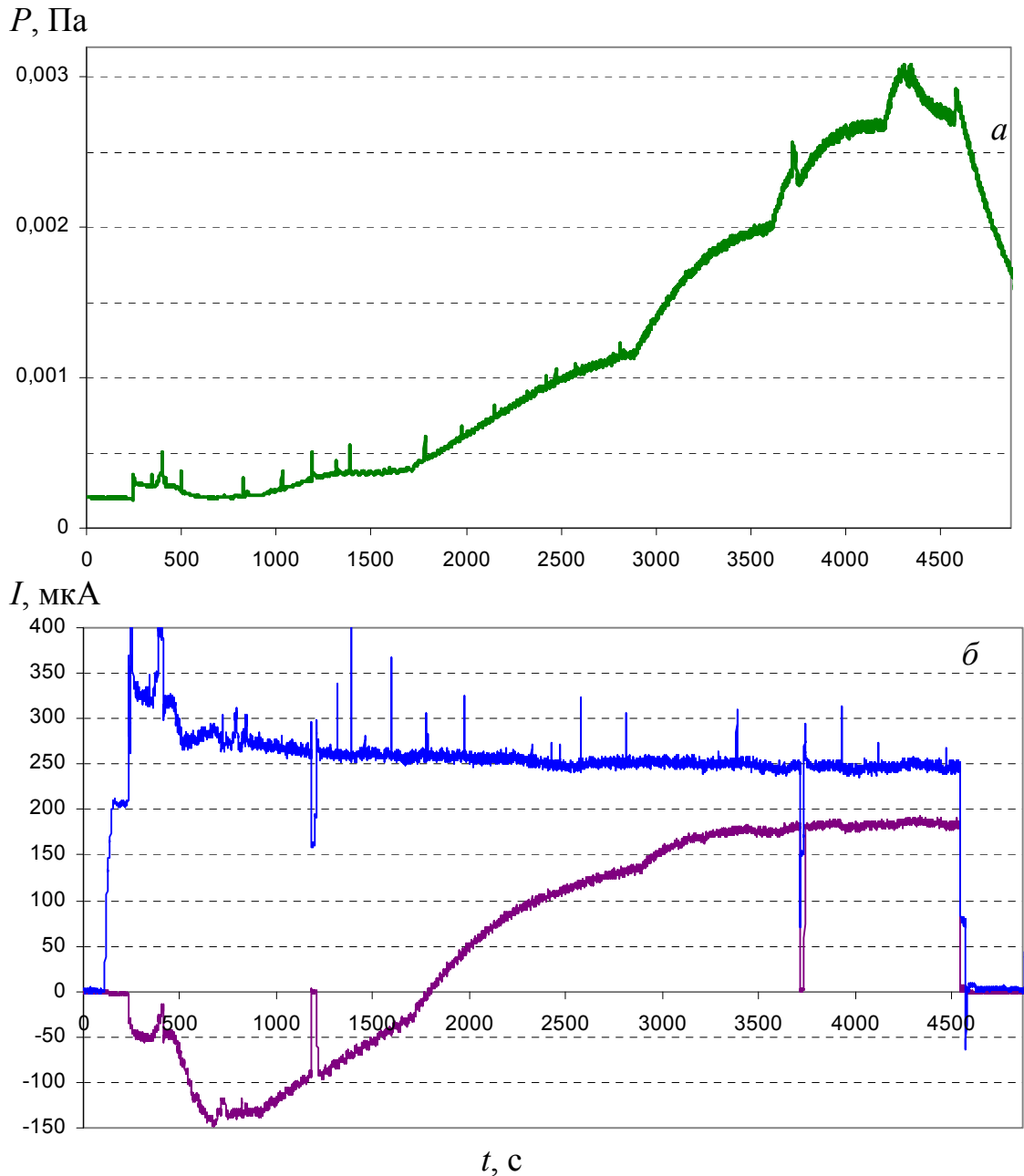


Рис. 29. Временные зависимости давления остаточного газа  $P$  (а), тока ускорителя ( $\delta$ , верхняя кривая) и тока цилиндра Фарадея ( $\delta$ , нижняя кривая).

При давлении остаточного газа  $10^{-4}$  Па на всем тракте от перезарядной мишени до цилиндра Фарадея потери отрицательных ионов водорода за счёт перезарядки составляют менее 1 %, поэтому выбор давления остаточного газа, при котором регистрируемый отрицательный ток максимален, обусловлен подгонкой к экспериментальным данным. Следует заметить, что при напуске аргона его давление внутри мишени значительно превосходит давление остаточного газа, например, достигает 5 Па при линейной плотности мишени  $0,29 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

Потери отрицательных ионов водорода в ускорительном тракте после перезарядной мишени связаны с тем, что, в отличие от протонов, отрицательные ионы в этом тракте тормозятся и пучок увеличивается до размеров, превышающих отверстие диафрагм (диаметры диафрагм в тракте ускорения отрицательных ионов были 43, 43, 35, 30, 25 и 20 мм, а в тракте ускорения протонов – все 20 мм). На Рис. 31 приведены траектории отрицательных ионов водорода. Видно, что на последние 3 электрода попадает часть пучка отрицательных ионов, и эта часть составляет 20 %. Такая расчётная доля потерь хорошо согласуется с экспериментальной (22 %), определенной из того, что при протоном токе 188 мкА максимальный регистрируемый ток отрицательных ионов водорода составляет 146 мкА (Рис. 30). Данная поправка потерь абсолютно не влияет на расчётную кривую в области насыщения, но немного уменьшает расчётную толщину мишени нулевого тока – с  $0,29 \cdot 10^{16}$  до  $0,27 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . На Рис. 30 видно, что измеренная зависимость тока пучка от толщины газовой обдирочной мишени хорошо согласуется с расчётной, а по моменту перехода от отрицательных значений тока к положительным – нормируется. Относительно большое отклонение измеренных значений от расчётных в области отрицательных значений тока объясняется импульсным газоотделением с поверхности электродов из-за темновых токов в виде микрозарядов [54, 157].

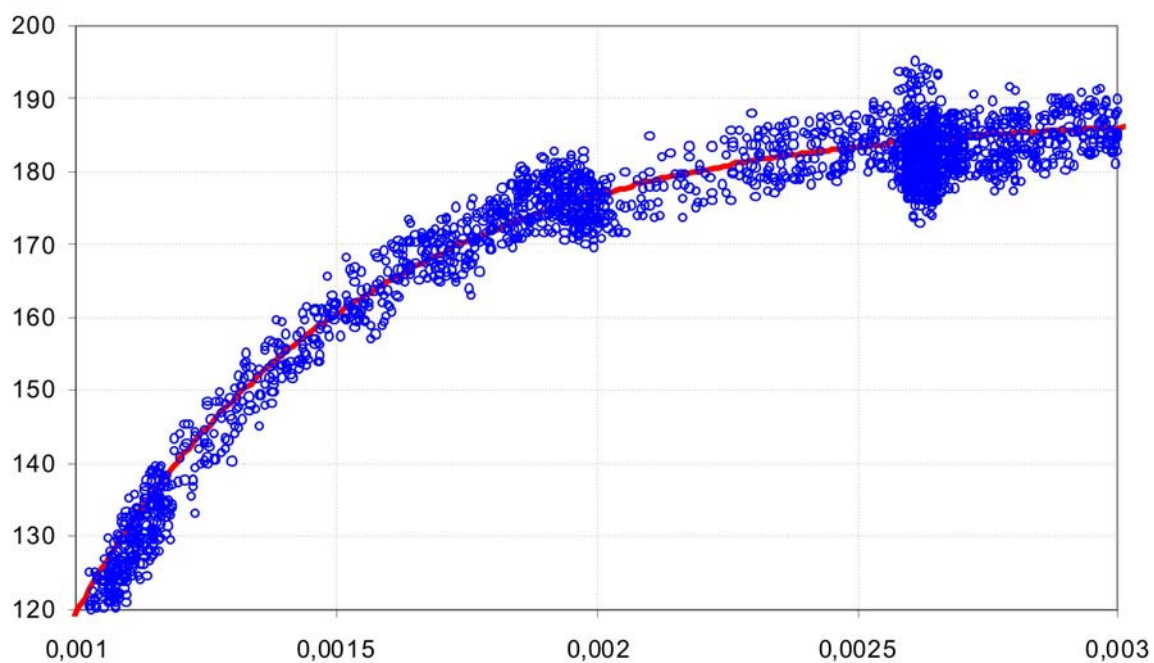
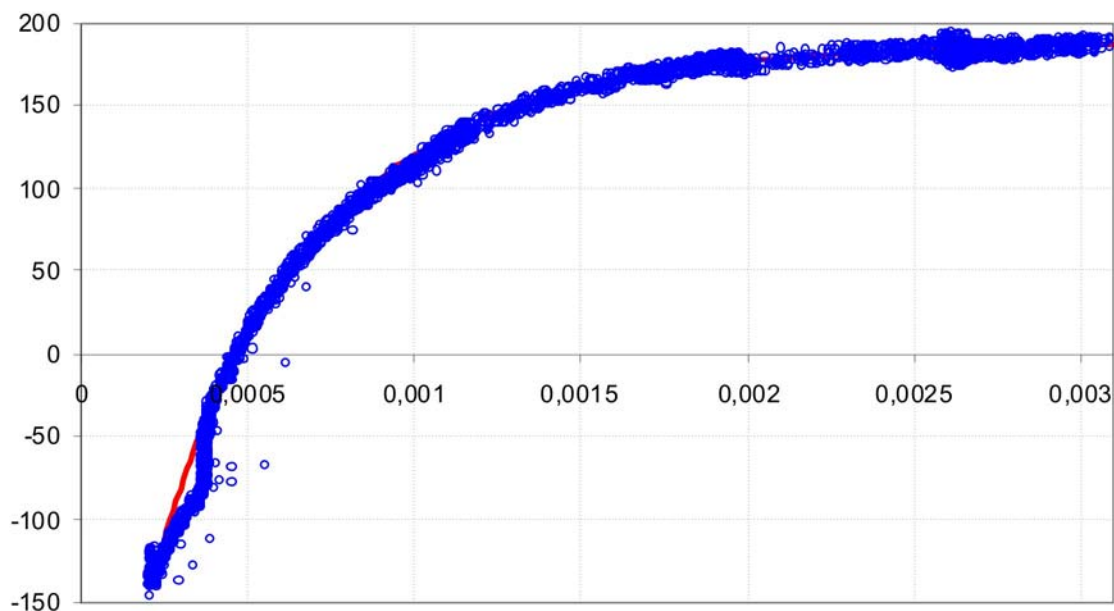
$I$ , мкА $P$ , Па

Рис. 30. Измеренная и расчётная (линия) зависимости тока на выходе ускорителя от давления остаточного газа (внизу приведена область насыщения тока в увеличенном масштабе).

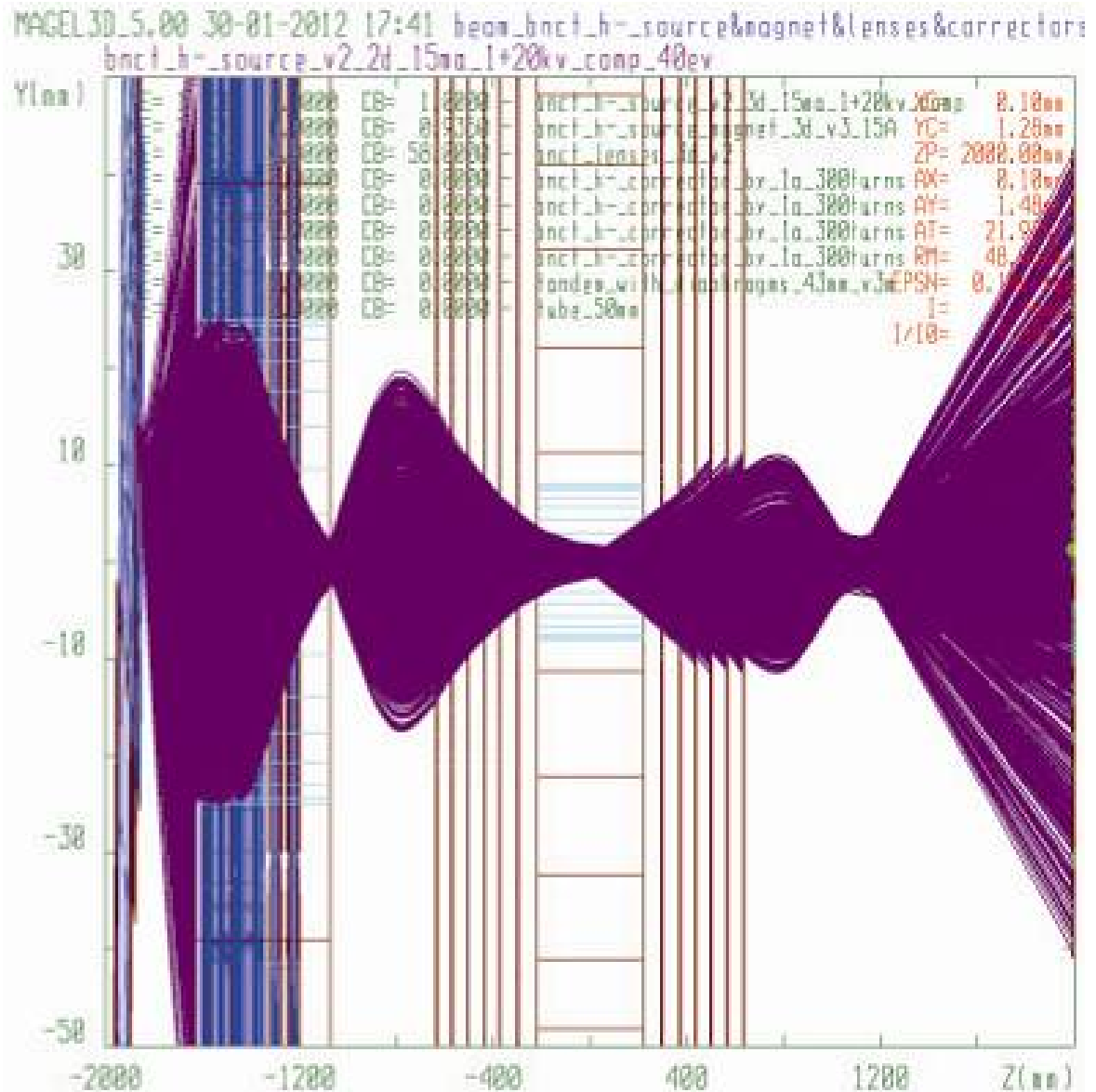


Рис. 31. Траектории отрицательных ионов водорода в ускорителе (источник отрицательных ионов водорода расположен слева, координата  $z = 0$  соответствует центру обдирочной мишени, цилиндр Фарадея расположен в  $z = 1500$  мм).

Проведём сравнение измеряемого давления остаточного вакуума с расчётным. Для обеспечения 90 % перезарядки пучка отрицательных ионов водорода с энергией 0,82 МэВ в протоны требуется аргоновая мишень с линейной плотностью  $1,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . Расход газа будет  $0,1 \text{ Торр л с}^{-1}$ . При скорости откачки криогенным насосом  $3\,000 \text{ л/с}$ , ограниченной системой жалюзи электродов, давление в высоковольтном электроде будет  $4 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$

[101]. То, что лампа вблизи турбомолекулярного насоса показывает в этот момент лучший вакуум,  $1,7 \cdot 10^{-3}$  Па, объясняется расположением лампы. Проведённая оценка показывает отсутствие противоречий и позволяет считать, что при напуске газа в перезарядную мишень давление газа в межэлектродном пространстве ускорителя в 2 – 3 раза больше измеряемого давления, а в тракте транспортировки пучка – на уровне показаний вакуумной лампы.

Таким образом, предложен и реализован способ калибровки газовой обдирочной мишени, основанный на измерении газонапуска, при котором на выходе из ускорителя ток протонов сравнивается с током неперезарядившихся отрицательных ионов водорода. Сформулирована процедура задания параметров системы газонапуска для обеспечения требуемой степени перезарядки ионного пучка. Процедура следующая: сначала подбирается такая частота импульсов открывания клапана, которая обеспечивает на выходе из обдирочной мишени равенство протонного тока току пучка отрицательных ионов водорода. Затем частота импульсов увеличивается в соответствии с данными Табл. 3 для обеспечения требуемой перезарядки пучка, например, в 5,3 раза для 90 % перезарядки.

Результаты проведённого изучения обдирочной мишени и её калибровки были представлены и обсуждены на международной конференции [95] и опубликованы в научном журнале [51].

## § 1.6. Экспериментальное изучение потоков ионов и электронов, сопутствующих ускоряемому ионному пучку

Поводом к пристальному изучению потоков ионов и электронов, сопутствующих инжектируемому и ускоряемому пучку ионов, послужил на первый взгляд странный эффект, наблюдаемый при обдирке ионного пучка с током более 1 мА. При увеличении газонапуска с некоторого значения регистрируемый на выходе ускорителя нормированный ток не растёт, как должно, а даже падает. Характерная зависимость тока, нормированного на ток инжектируемого пучка, от давления остаточного газа приведена на Рис. 32.

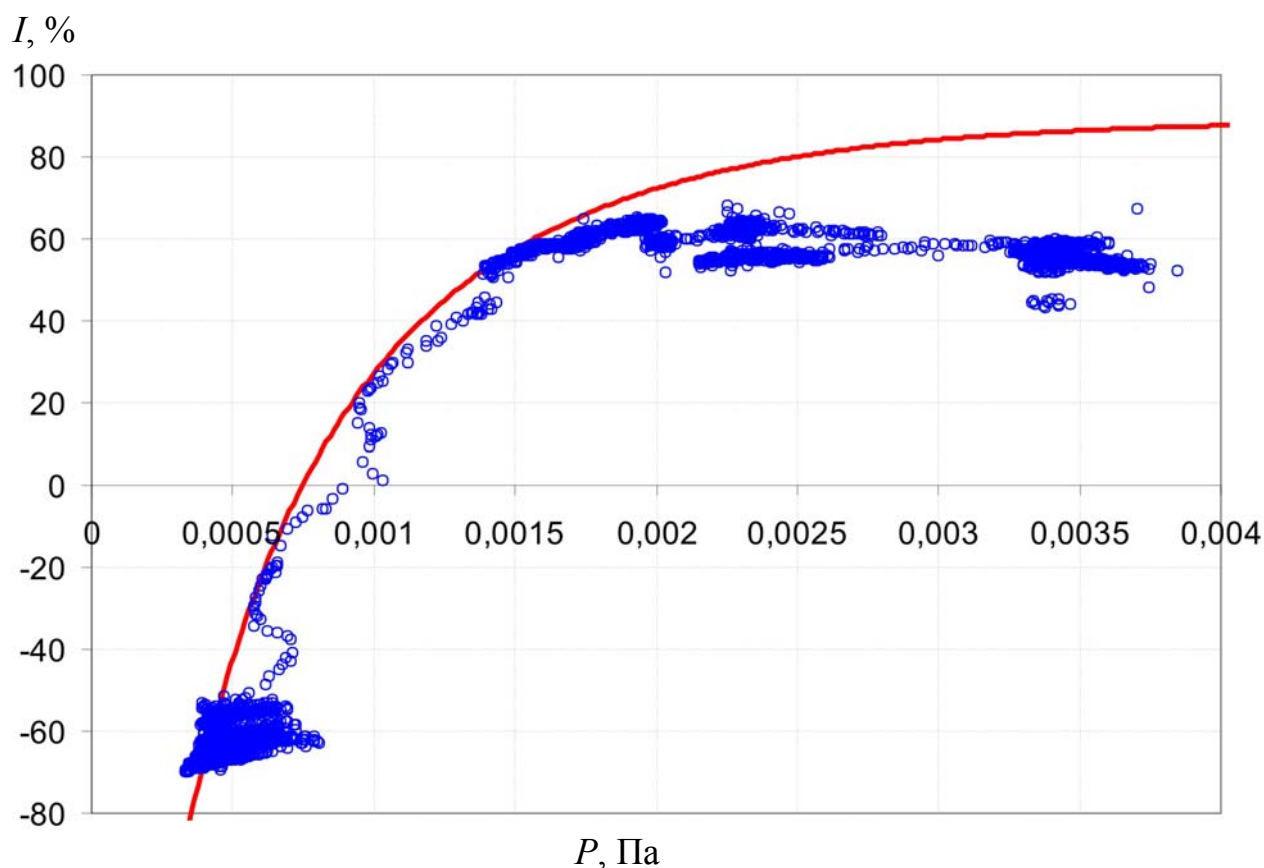


Рис. 32. Зависимость тока на выходе ускорителя  $I$ , нормированного на инжектируемый ток, от давления остаточного газа  $P$ : измеренный (точки), расчётный (сплошная линия).

Поскольку сильноточный ионный пучок не отличался высокой стабильностью, то для удобства определения степени обдирки пучка измеряемый цилиндром Фарадея ток на выходе ускорителя делился на ток в ускорительном зазоре (см. стр. 63), полагая темновой ток пренебрежимо малым. Обозначим этот ток в ускорительном зазоре  $I_{\text{flux}}$ .

Объяснение этого странного эффекта состоит в следующем. При увеличении газонапуска, конечно, ток протонного пучка не уменьшается – он растёт. Но нормированное значение тока уменьшается, поскольку увеличивается ток нагрузки ускорителя за счёт появления дополнительного тока, который не учитывался выше при определении величины тока в ускоряющем зазоре. Он может быть обусловлен ускорением положительных ионов аргона, образовавшихся в обдирочной трубке и вышедших через отверстие высоковольтного электрода в ускорительный канал, а также ионизацией инжектируемым пучком остаточного и обдирочного газа в ускорительном канале.

На Рис. 32 видно, что при давлении 0,0025 Па измеряемый на выходе из ускорителя ток  $I_p$  составляет 60 % от инжектируемого тока  $I_{\text{flux}}$ , в то время как должен быть на уровне 80 %. Предположим, что появляется дополнительный ток  $I_+$ , который ведёт к увеличению тока нагрузки  $I_{\text{ускор}}$  и, следовательно, к увеличению  $I_{\text{flux}}$  на величину  $I_+$ . Также предположим, что часть этого тока принимается цилиндром Фарадея; обозначим её  $k$ . Получается система двух уравнений с двумя неизвестными:

$$I_p = 0,8 I_{\text{flux}},$$

$$I_p + k I_+ = 0,6 (I_{\text{flux}} + I_+).$$

Решение есть  $I_+ = I_{\text{flux}} / (3 - 5k)$ . Т.е., экспериментально измеренный результат, представленный на Рис. 32, становится понятным и согласуется с расчётом при предположении о появлении дополнительного тока величиной не менее трети инжектируемого.



Предположение о формировании пучка ионов аргона нашло своё подтверждение, когда была вскрыта вакуумная камера. На Рис. 24 (стр. 48) приведена фотография входного фланца ускорителя изнутри, т.е. вид со стороны обдирочной мишени. Помимо инжекционного тракта 1 диаметром 50 мм там видны металлическое зеркало 2 и подвижная диафрагма 3. На поверхности подвижной диафрагмы в левом верхнем углу около отверстия диаметром 20 мм отчетливо виден сегмент модифицированной поверхности. Видно, что модификация поверхности произошла внутри круга диаметром 85 мм. Так совпало, что, если смотреть со стороны обдирочной мишени, то зеркало закрывает небольшую часть подвижной диафрагмы. На Рис. 24 видно, что в этой области не произошло модификации поверхности – там по-прежнему остались следы побегалости от более раннего эксперимента с перекрыванием инжекционного тракта.

Подвижная диафрагма была снята, и её часть исследована на растровом электронном микроскопе Jeol JCM-5700. На Рис. 33 приведены фотографии двух областей поверхности диафрагмы. Видно, что поверхность, подвергнутая облучению пучком аргона, становится более гладкой: при небольшом увеличении наблюдается заметное сокращение количества шероховатостей, а при большем увеличении – резкие грани сглаживаются и поверхность становится похожей на россыпь морских камешков. С помощью прилагаемого к микроскопу рентгеновского энергодисперсионного анализатора элементного состава IncaEnergy выяснено, что на облученной поверхности присутствует аргон в концентрации 0,7 %.

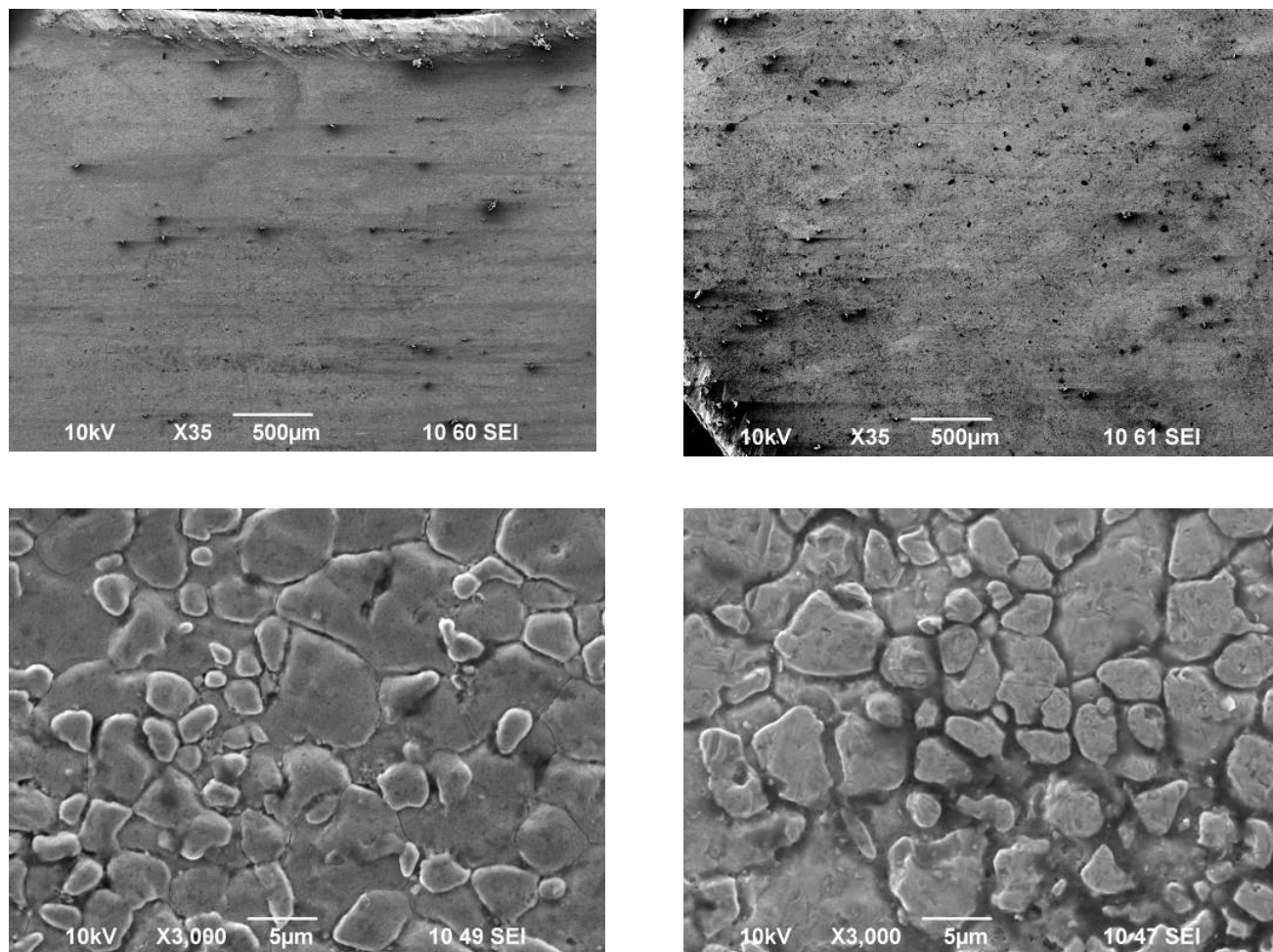


Рис. 33. Фотографии поверхностей: облученной пучком аргона (слева) и необлученной (справа), сделанные на электронном микроскопе Jeol JCM-5700.

Обсудим возможность формирования аргонового пучка. В обдирочной мишени ион водорода с энергией 1 МэВ теряет около 600 эВ и ионизует около 8 атомов аргона. Перезарядка отрицательного иона водорода в протон сопровождается также появлением двух электронов с энергией 500 эВ, которые ионизуют около 10 атомов аргона. Таким образом, полное число ионизаций в обдирочной мишени, производимых одним отрицательным ионом водорода, порядка 18 атомов аргона. При характерном токе 1 мА скорость наработки положительных ионов аргона будет 18 мА, что много меньше газонапуска ( $\sim 1$  экв. А), и образующаяся плазма будет слабоионизованной. Поскольку электроны более подвижны, чем ионы, то для сохранения

квазинейтральности плазма в обдирочной мишени принимает положительный потенциал с характерным значением 10 эВ. Под действием этого потенциала часть положительных ионов аргона выходит из перезарядной трубки и попадает в ускорительный канал, либо в канал ускорения отрицательных ионов водорода, либо в канал ускорения протонов. В ускорительных каналах ионы аргона ускоряются до 1 МэВ и дефокусируются входной или выходной линзой ускорителя.

Для изучения сопутствующего тока был изготовлен и установлен вместо подвижной диафрагмы детектор пучка, выполненный в виде двух concentрических кольцевых дисков (внутренний – с диаметрами 52 и 90 мм, внешний – 92 и 136 мм) и рамки с натянутой сеткой для подавления вторичной эмиссии (Рис. 34).

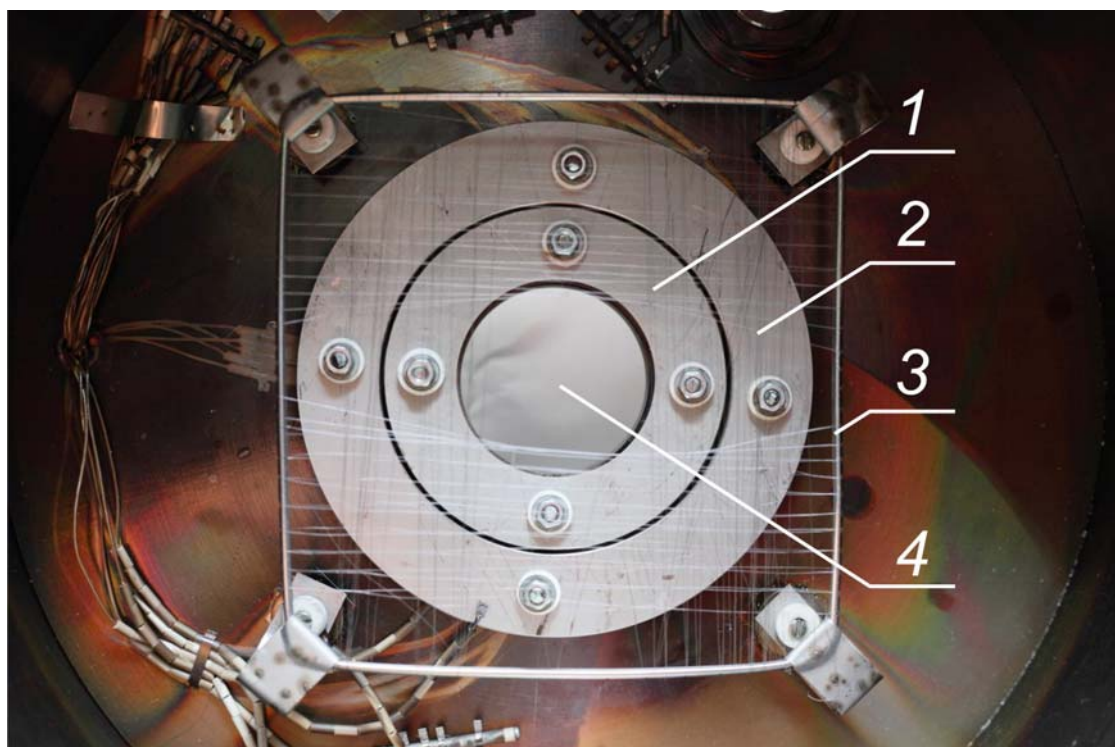


Рис. 34. Детектор: 1 – внутренний диск, 2 – внешний диск, 3 – рамка с сеткой, 4 – инжекционное отверстие диаметром 50 мм (закрыто с обратной стороны листом бумаги).

На Рис. 35 представлены результаты измерения тока на детектор при инъекции пучка током 1,5 мА и при плавном увеличении газонапуска в обдирочную мишень путём кратковременного открывания электромеханического клапана подачи газа с частотой раз в 20 секунд (с момента времени 150 с). Видно, что с увеличением газонапуска практически линейно растёт регистрируемый детектором ток. На внутреннем диске он увеличивается на 140 мкА, на внешнем – на 50 мкА. Таким образом, инъекция и ускорение пучка отрицательных ионов водорода сопровождается встречным потоком положительных ионов. Величина тока встречного пучка значительна. Только детектором, установленным по периферии ускорительного канала, регистрируется ток 190 мкА при инжектируемом токе 1,5 мА. Эти положительные ионы образуются в результате ионизации газа инжектируемым пучком внутри обдирочной мишени или в ускорительном канале.

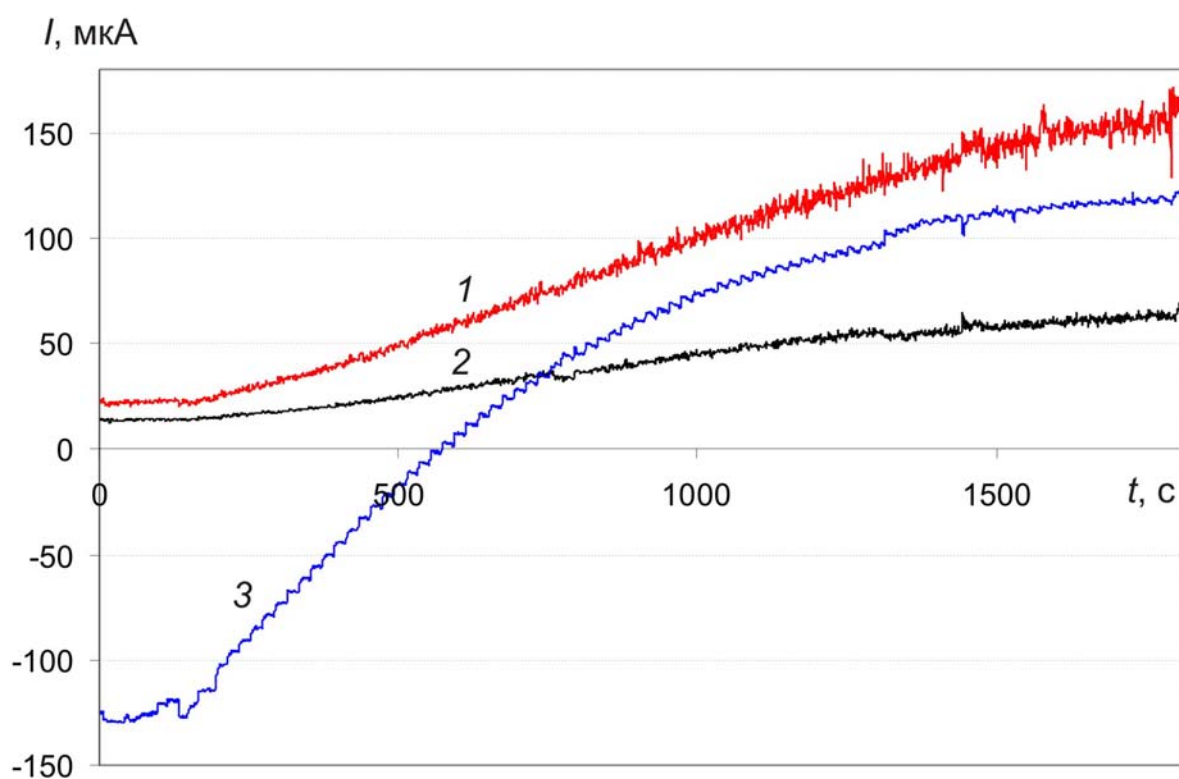


Рис. 35. Графики тока на внутренний диск детектора 1 и на внешний 2 при увеличении газонапуска в обдирочную мишень. Приведён график тока на выходе ускорителя 3 (значения тока уменьшены в 10 раз для удобства).

Поскольку к этому времени удалось обеспечить длительную стабильную работу установки и ионного источника, то представленная на Рис. 36 зависимость наглядно демонстрирует тот факт, что при увеличении газонапуска ток в ускоряющем зазоре растёт. В данном случае он возрастает на 250 мкА, когда в стандартном режиме работает криогенный насос, и почти на 500 мкА, когда насос выключен.

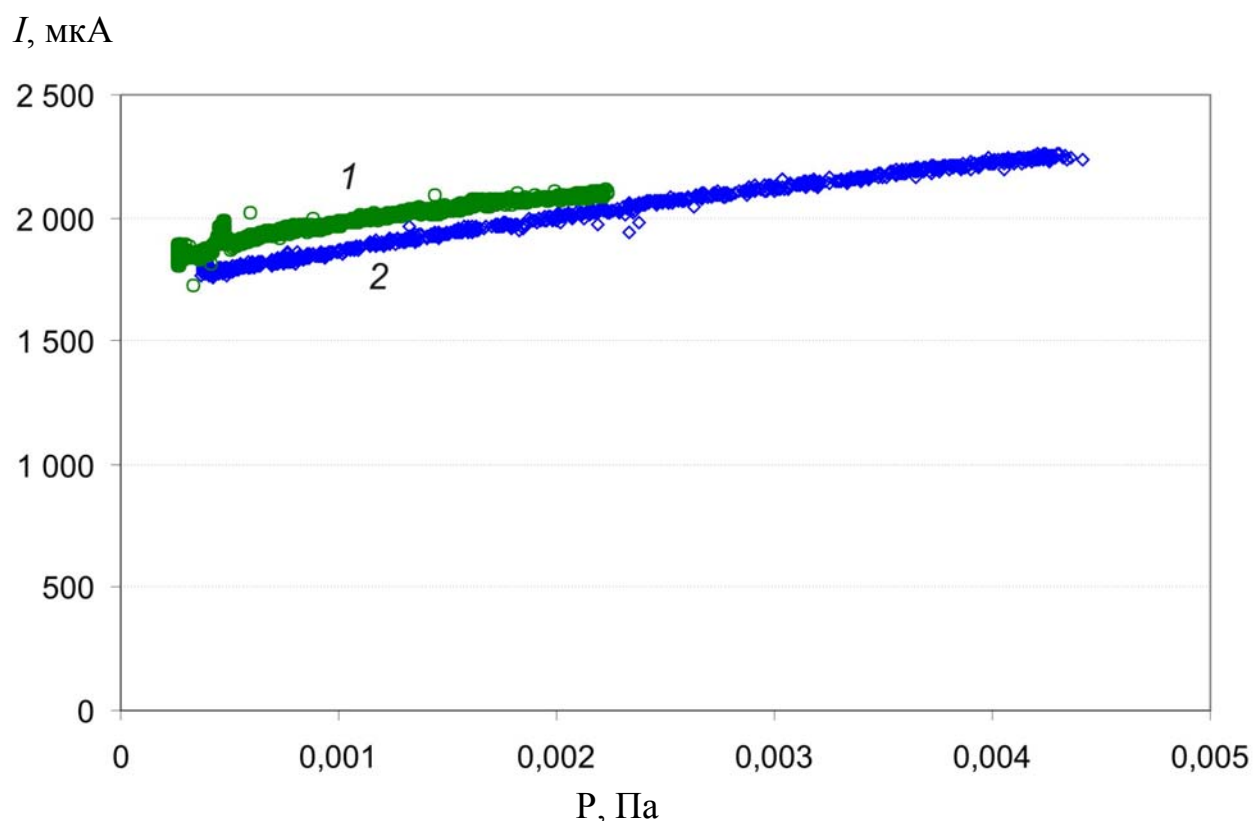


Рис. 36. Зависимость тока в ускоряющем зазоре от давления остаточного газа при увеличении газонапуска в обдирочную мишень: 1 – с работающим криогенным насосом, 2 – с выключенным.

Важным в понимании происходящих процессов является график зависимости этого тока от мощности поглощенной дозы тормозного излучения, измеряемого сферической ионизационной камерой автоматизированной системы радиационного мониторинга, подобной описанной в работе [181]. Он представлен на Рис. 37. Видно, что с увеличением газонапуска и,

соответственно, тока в ускоряющем зазоре линейно растёт и мощность тормозного излучения. Очень важно, что в отсутствие подачи газа в обдирочную мишень (при токе в районе 1800 мкА) тормозное излучение присутствует и его величина значительна. Поскольку поглощение ускоренных ионов конструкционными материалами не приводит к заметной мощности поглощенной дозы тормозного излучения, то оно объясняется ускорением электронов в ускорительном канале. Экстраполируя зависимость мощности излучения от тока на нулевое значение получим, пересечение при 1,555 мА. Это означает то, что в ускоритель инжектируется пучок отрицательных ионов водорода с током 1,555 мА вместе с сопутствующим потоком электронов величиной 230 мкА. Подача газа в обдирочную мишень приводит к появлению дополнительного сопутствующего тока в ускоряющем зазоре величиной 250 мкА, при этом бóльшая часть его (190 мкА) попадает на детектор, охватывающий периферийную область. Это связано с тем, что поток ускоренных положительных ионов расфокусируется сильной входной электростатической линзой ускорителя. Видно, что дополнительный ток в ускоряющем зазоре имеет величину 30 % от инжектируемого тока, что хорошо согласуется с величиной  $1/3$ , оцененной ранее при обсуждении результата, представленного на Рис. 32.

На Рис. 38 представлена зависимость тока от линейной толщины газовой обдирочной мишени, выраженной в единицах остаточного давления. Эксперимент проводился путём плавного увеличения газонапуска до пробоя в ускорителе. Видно, что в стандартном режиме с включенным криогенным насосом при инъекции пучка током 1,555 мА беспробойная работа ускорителя обеспечивается вплоть до уровня 90 % обдирки пучка. При дальнейшем увеличении подачи газа происходят пробой по полному напряжению. Без криогенного насоса пробой происходит при меньшем газонапуске – таком, при котором осуществляется только 50 % обдирка пучка.

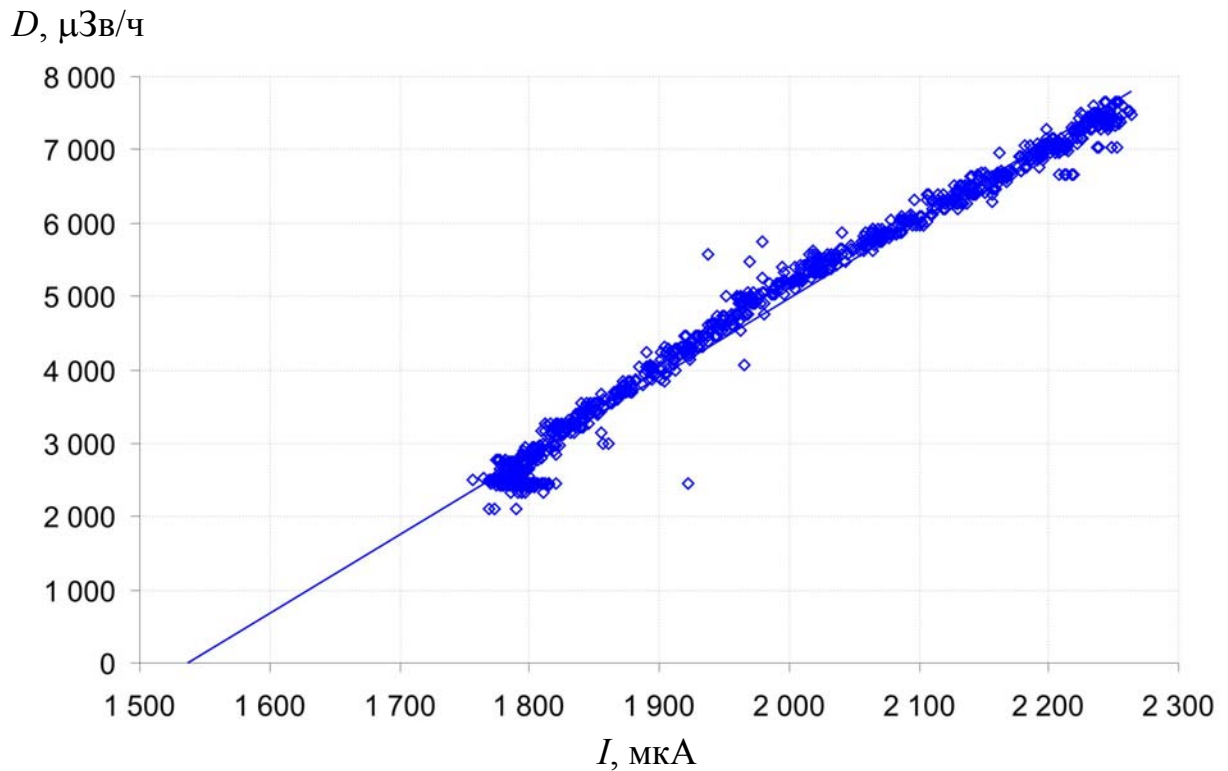


Рис. 37. Зависимость мощности поглощенной дозы тормозного излучения от тока в ускоряющем зазоре.

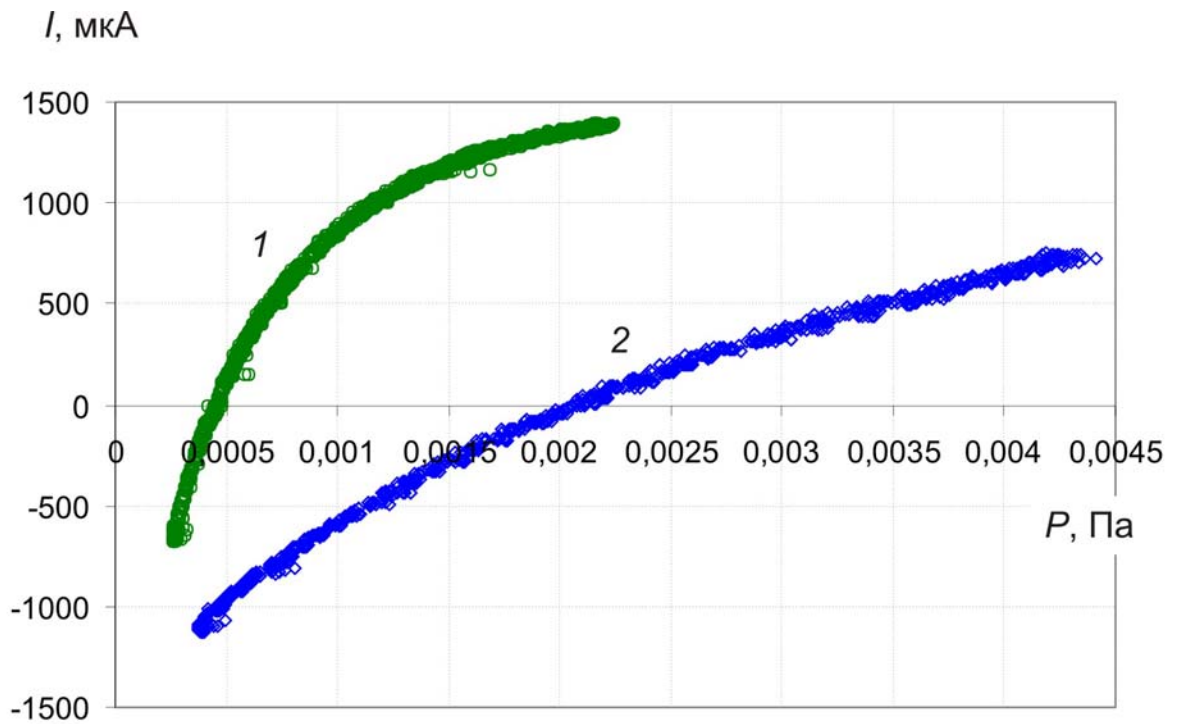


Рис. 38. Зависимость тока на выходе ускорителя от линейной толщины обдирочной мишени (в единицах давления): 1 – с работающим криогенным насосом, 2 – с выключенным.

При установке конусной диафрагмы с отверстием диаметром 28 мм (2 на Рис. 19) на входе в тракт транспортировки пучка низкой энергии диаметром 50 мм остаточный вакуум в ускорителе без напуска обдирочного газа улучшается в 2 раза (с  $2,6 \cdot 10^{-3}$  до  $1,3 \cdot 10^{-3}$  Па) и мощность поглощённой дозы тормозного излучения падает в 1,6 раза. Данный факт подтверждает, что под действием инжектируемого пучка в ускорительном канале происходит заметная ионизация газа, притекающего из источника отрицательных ионов водорода.

Таким образом, определено, что в ускорительном канале при инжекции ионного пучка появляется дополнительный ток, связанный с ионизацией пучком как обдирочного газа, так и газа, притекающего из источника отрицательных ионов, и сопровождаемый мощным рентгеновским излучением за счёт ускорения электронов. Также возможен процесс, когда ионизованные в обдирочной мишени положительные ионы аргона вытекают через отверстие высоковольтного электрода в ускорительный канал и ускоряются до полного напряжения. Резкая граница модификации поверхности подвижной диафрагмы (см. Рис. 24) указывает на наличие этого тока из обдирочной мишени или ультрафиолетового излучения из слабоионизованной плазмы в обдирочной мишени. Величина дополнительного тока в ускорительном канале значительна – до 0,3 величины инжектируемого тока.

Протекание в ускорительном канале дополнительного тока, сопутствующего инжектируемому пучку, приводит к следующим проблемам. Во-первых, часть мощности высоковольтного источника питания расходуется на ускорение этих частиц. Во-вторых, неравномерное попадание заряженных частиц на промежуточные электроды ускорительного тракта ведёт к перераспределению их потенциалов и к изменению условий ускорения и фокусировки инжектируемого пучка. В-третьих, попадание этих частиц на электроды может приводить к их расплавлению и деформации.



Для подавления этого нежелательного эффекта было предложено решение, содержащее объект интеллектуальной собственности. Предложение в первую очередь направлено на подавление потока ионов обдирочного газа, выходящих из обдирочной мишени в ускорительный канал и ускоряемых. Также его реализация позволяет улучшить газовые условия в ускорительном канале и тем самым уменьшить сопутствующий ток, вызванный ионизацией газа в ускорительном канале инжектируемым пучком. Заявка автора диссертации на получение патента РФ направлена в Федеральный институт промышленной собственности; уведомление ФИПС о получении заявки получено [111].

Для решения поставленной задачи в известном устройстве, содержащем обдирочную трубку, расположенную внутри высоковольтного электрода (терминала), с системой подвода газа и газовым источником, в пространстве между обдирочной трубкой и диафрагмами высоковольтного электрода размещаются магниты, а обдирочная трубка наклоняется (поворачивается) или смещается.

Изобретение направлено на то, чтобы внутри высоковольтного электрода отклонить поток положительно заряженных ионов обдирочного газа с тем, чтобы исключить их прохождение через диафрагму высоковольтного электрода. Такое отклонение потока ионов можно осуществить с помощью электрических и магнитных полей, в частности, поперечным магнитным полем.

Если на выходе из обдирочной трубки создать поперечное магнитное поле, то ионы начнут двигаться по окружности и отклоняться. Ларморовский радиус иона  $r$  определяется следующим практическим выражением:

$$r = 102 \frac{\sqrt{\mu E}}{Z B},$$

где  $r$  берётся в см,  $B$  – магнитное поле (Гаусс),  $E$  – энергия иона

(эВ),  $Z$  – заряд иона,  $\mu$  – отношение массы иона к массе протона. В магнитном поле 400 Гс ларморовский радиус положительно заряженного иона аргона с

энергией 10 эВ будет равен 5 см. Такая величина ларморовского радиуса приемлема, поскольку расстояние между торцом обдирочной трубки и диафрагмой равно 10 см.

В создаваемом поперечном магнитном поле будут отклоняться не только вытекающие ионы обдирочного газа, но и ионы высокой энергии, как инжектируемые отрицательно заряженные на входе в обдирочную мишень, так и положительно заряженные на выходе из неё. Ларморовский радиус 1 МэВ иона водорода в магнитном поле 400 Гс составляет величину 250 см, и на расстоянии 5 см пучок отклонится на угол порядка 2 градусов. Для оптимального прохождения пучка высокой энергии через обдирочную трубку последняя должна быть наклонена на соответствующий угол.

Сущность изобретения иллюстрируется Рис. 39. Привлекательность наклонной газовой обдирочной мишени состоит в том, что требуется достаточно слабое магнитное поле, однако необходимо смещение ускорительного тракта. Обдирочная мишень со смещением позволяет не переделывать ускорительный тракт, но требует 2-полюсного магнита. Здесь возможно решение как со слабым магнитным полем, немного приподнимающим инжектируемый пучок, так и более кардинальное, приподнимающее пучок на несколько сантиметров, но требующее более сильного магнитного поля. Привлекательность смещённой мишени, приведённой на Рис. 39, состоит ещё в том, что возможно размещение датчиков тока для измерения зарядовых и нейтральных компонент пучка.

Реализация наклонной мишени или мишени, смещённой вверх на несколько сантиметров, влечёт за собой ещё два положительных следствия. Во-первых, ультрафиолетовое излучение из плазмы в обдирочной мишени будет светить не в ускорительный тракт, а в стенку электрода. Во-вторых, значительно уменьшится поток газа в ускорительный тракт. Более того, можно будет реализовать дифференциальную откачку обдирочного газа с

рециркуляцией, предложенную в работе [101] и оформленную в виде патента РФ [182]. В объём между обдирочной мишенью и отверстием электрода устанавливается вакуумное сопротивление в виде диафрагмы с отверстием, и непосредственно внутри высоковольтного электрода размещается турбомолекулярный насос, выход которого подключён к трубке подачи аргона в обдирочную мишень.

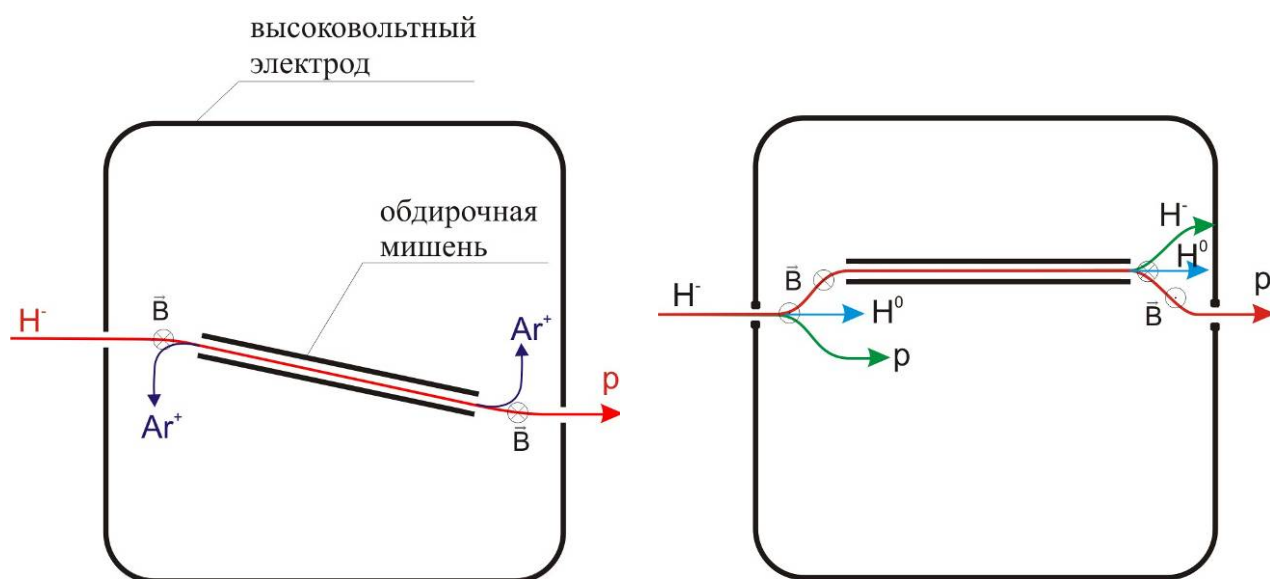


Рис. 39. Газовая обдирочная мишень с поперечным магнитным полем (слева – наклонная, справа – смещённая).

Таким образом, обнаружено и изучено протекание заряженных частиц, сопутствующих ускоряемому ионному пучку. Предложено решение по их уменьшению путём смещения обдирочной мишени относительно ускорительного тракта с применением 2-полюсных магнитов и реализации дифференциальной вакуумной откачки внутри высоковольтного электрода.

Результаты исследований доложены и обсуждены на XVI Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии [113].

## § 1.7. Транспортировка пучка высокой энергии

Высокоэнергетический тракт транспортировки пучка обеспечивает проводку вышедшего из ускорителя пучка протонов с энергией 2 МэВ до нейтронообразующей мишени. При проводке пучок фокусируется парой квадрупольных линз, затем отклоняется на  $90^\circ$  в вертикальной плоскости поворотным магнитом, снова фокусируется парой квадрупольных линз, проходит через систему магнитной развертки и попадает на мишень.

Поворотный магнит с радиусом поворота 45 см, напряженностью магнитного поля  $\sim 3$  кГс и показателем спада 0,5 обеспечивает одинаковую фокусировку протонного пучка в направлении вдоль и поперек магнитного поля. Градиент магнитного поля в квадрупольных линзах имеет величину до 400 Гс/см при длине поля 20 см. На Рис. 40 показана собранная горизонтальная часть высокоэнергетического тракта, на Рис. 41 – вертикальная.

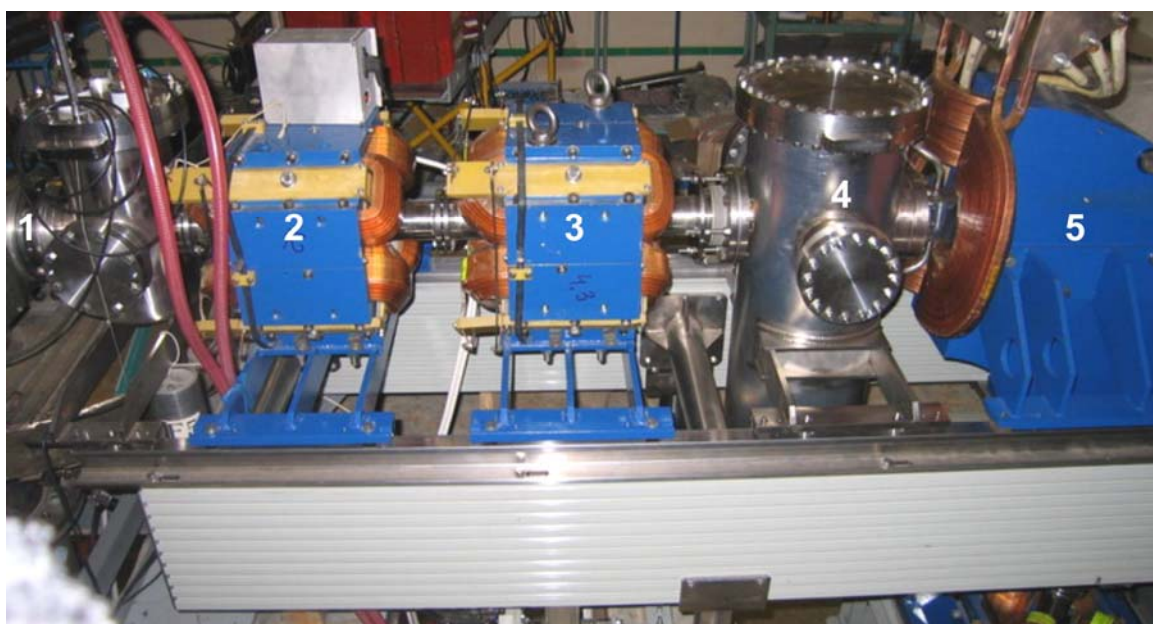


Рис. 40. Горизонтальная часть высокоэнергетического тракта: 1 – выход ускорителя; 2, 3 – квадрупольные линзы; 4 – диагностический бак; 5 – поворотный магнит.

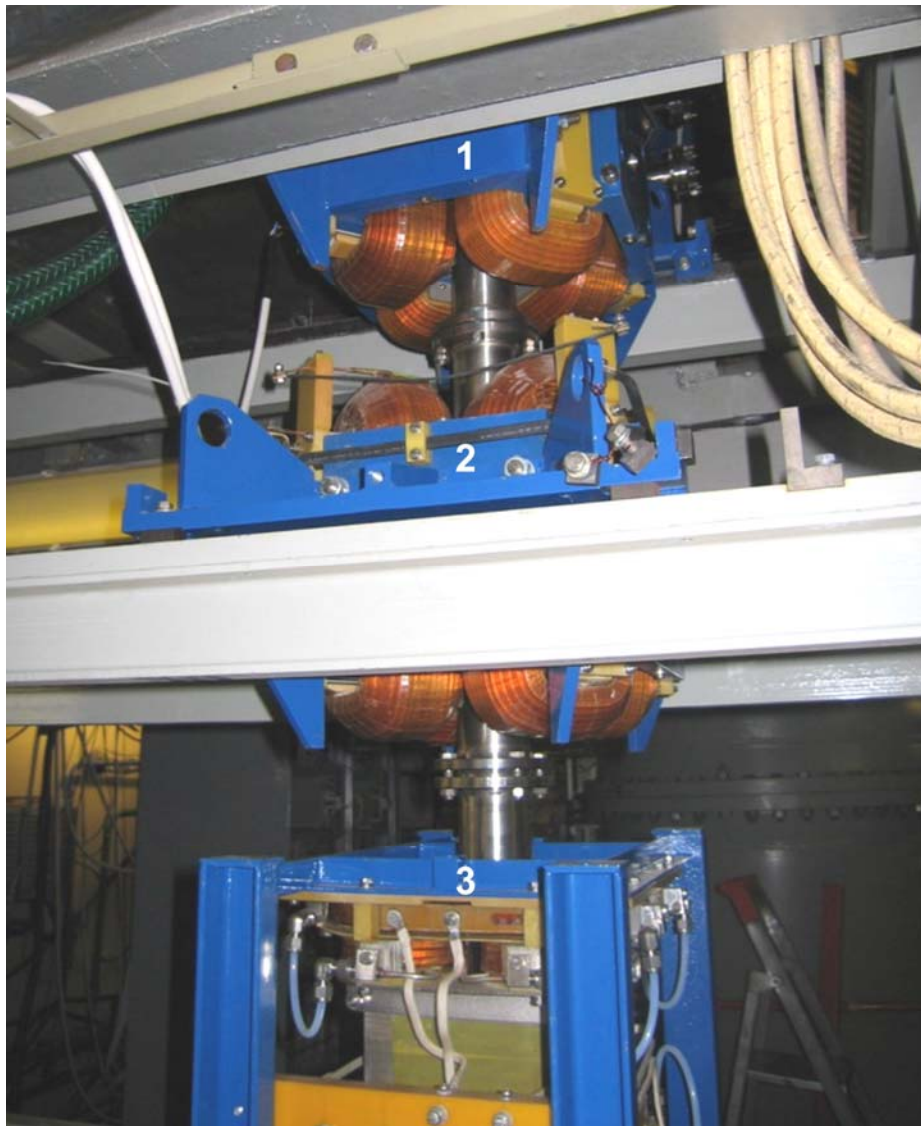


Рис. 41. Вертикальная часть высокоэнергетического тракта:  
1, 2 – квадрупольные линзы; 3 – устройство развертки.

Измеренный по расплавленному следу на мишени из нержавеющей стали диаметр пучка перед входом в поворотный магнит составляет 15 мм (Рис. 42). При фокусировке горизонтальным дублетом квадрупольных линз пучок фокусируется в пятно размером несколько миллиметров – на Рис. 42 приведён его отпечаток на графитовой мишени, установленной в том же месте перед входом в поворотный магнит.



Рис. 42. Расплавленный след протонного пучка на мишени из нержавеющей стали.

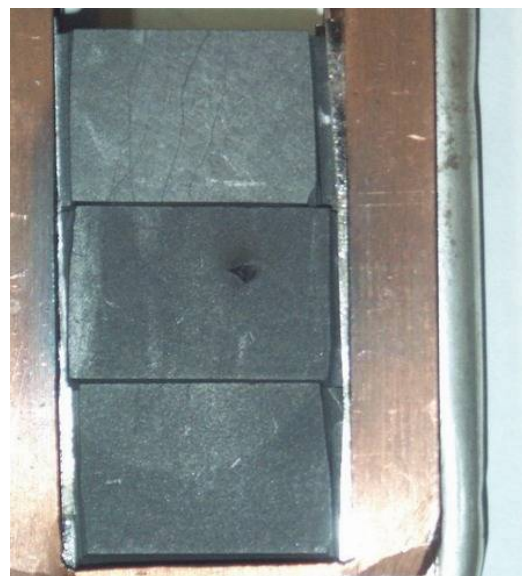


Рис. 43. Отпечаток сфокусированного протонного пучка на графитовой мишени.

При транспортировке пучка через поворотный магнит выявилась проблема, связанная с подъёмом или флуктуациями напряжения ускорителя. Для поворота пучка на  $90^\circ$  требуемая величина тока поворотного магнита программным образом задаётся из измеряемого напряжения ускорителя, но с неким запаздыванием. Такое запаздывание приводило к недостаточному отклонению пучка и его попаданию на стенки вакуумной камеры, в том числе на фланец сильфона, расположенного сразу за поворотным магнитом. Из-за фокусировки пучка поворотным магнитом произошло даже прожигание вакуумной камеры. На Рис. 44 видно прожжённое отверстие диаметром 4 мм. Также виден след пучка на противоположной стороне фланца, который обусловлен запаздыванием выставки тока поворотного магнита при уменьшении напряжения. Данная проблема была решена как программным способом – более быстрой выставкой тока магнита, так и механическим – постановкой молибденового экрана, защищающего фланец сильфона от возможного попадания протонного пучка.

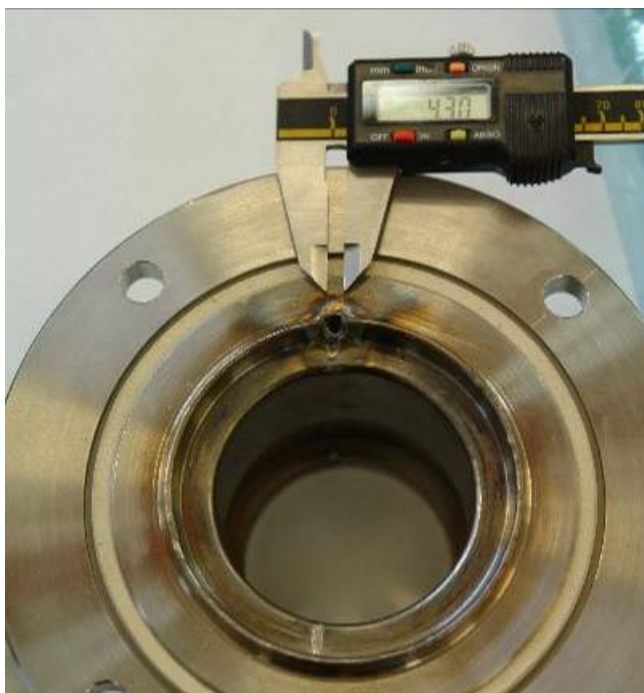


Рис. 44. Прожжённое отверстие в вакуумной камере.

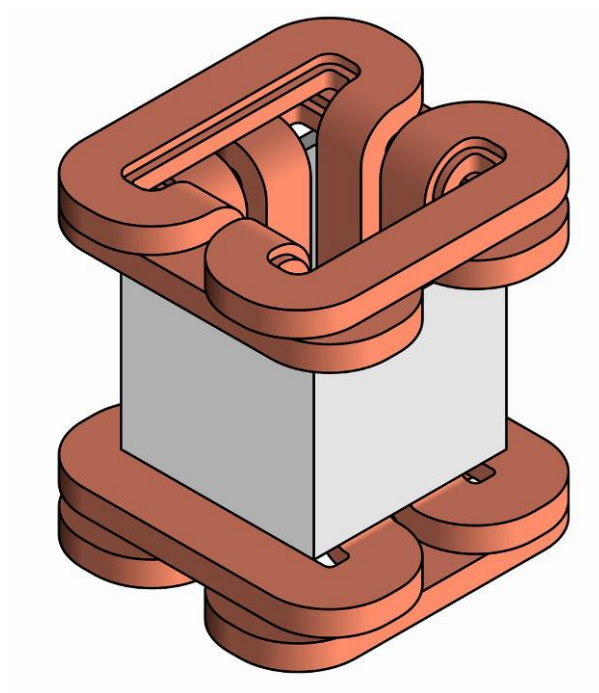


Рис. 45. Изометрический вид устройства развертки.

Устройство развертки должно обеспечить однородное распределение протонного пучка по поверхности мишени и не приводить к локальному перегреву литиевого слоя до температуры выше температуры его плавления ( $182\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). В работе Т.А. Всеволожской [73, стр. 46-49], приведено полученное ей аналитическое выражение зависимости температуры поверхности мишени от времени. В соответствии с этим выражением легко находится величина скачка температуры для различных параметров мишени и пучка. Рассмотрим следующий случай: подложка мишени диаметром 10 см, толщиной 3 мм сделана из меди; обратная сторона подложки омывается потоком воды; мощность нагрева 25 кВт; диаметр пучка 25 мм. Для этого случая импульсные скачки температуры составят  $32\text{ }^{\circ}\text{C}$  при частоте развертки 100 Гц,  $12\text{ }^{\circ}\text{C}$  при 1 кГц,  $4,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  при 5 кГц при средней температуре поверхности  $\sim 120\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Изготовленное устройство развертки протонного пучка по мишени [183] состоит из четырёх продольных плоских токовых обмоток, расположенных

вблизи внутренних стенок коробчатого магнитопровода с внутренним проёмом квадратного сечения (Рис. 45). Магнитопровод собран из изолированных пластин из трансформаторной стали толщиной 0,08 мм и допускает частоту развертки до 2000 Гц. На выходе из магнитопровода токовые обмотки имеют соединенные прямолинейным участком полукруглые петли для перехода тока на противоположную сторону. Развертка пучка осуществляется однородным магнитным полем с напряженностью до 500 Гс и длиной  $\sim 20$  см, вращающимся с частотой 100 – 2000 Гц. Расстояние между узлом развертки и мишенью составляет 1 м.

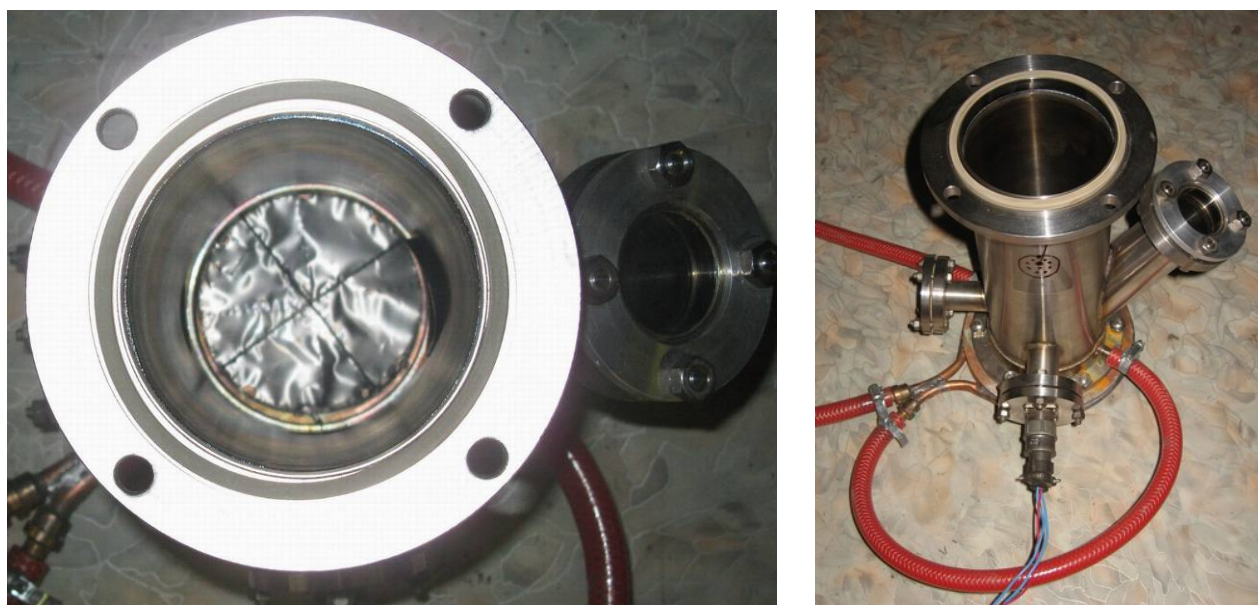


Рис. 46. Охлаждаемый вакуумный объём с танталовой фольгой.

Для изучения развертки пучка вместо мишенного узла был установлен охлаждаемый вакуумный объём с натянутой внутри танталовой фольгой толщиной 50 мкм, на которую принимается протонный пучок (Рис. 46). При нагреве тонкой фольги поперечная теплопроводность отсутствует, и охлаждение фольги происходит только за счёт излучения с поверхности фольги. Регистрация свечения нагретой фольги позволяет судить о плотности её нагрева, то есть о плотности тока пучка.



Регистрация свечения осуществляется вэб-камерой, установленной на стекло патрубка, приваренного к вакуумному объёму под небольшим углом относительно нормали. Для центрирования на фольгу были специально приварены крестом две проволоочки. На Рис. 47 слева приведена фотография, полученная без включения развертки. Видно, что свечение от пучка имеет вид эллипса размером  $3 \times 4$  см и оно смещено вправо относительно оси. С помощью корректоров пучок был выставлен на ось и включена система развертки. На фотографии справа видно равномерное свечение по всей поверхности мишени и крест, обусловленный наличием приваренных проволоочек для определения центра.

Использование свечения протонного пучка на танталовой фольге позволило экспериментально определить ряд соотношений между напряжением ускорителя и током поворотного магнита для попадания пучка в центр нейтроногенерирующей мишени. Эти данные позволили провести коррекцию расчётной зависимости между током в поворотном магните и ускорительным напряжением и использовать её в экспериментах по генерации нейтронов. Результаты проведённого исследования были представлены на международной конференции [83].

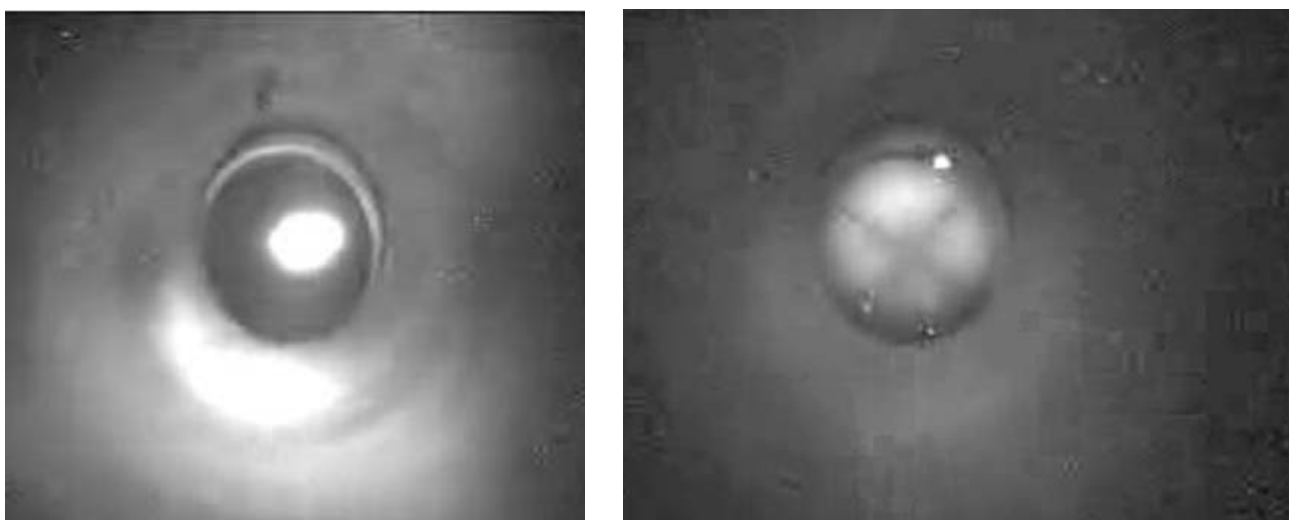


Рис. 47. Свечение танталовой фольги в отсутствие развертки пучка (слева) и при включенной развертке (справа).

## § 1.8. Измерение параметров протонного пучка

Для определения полного тока протонного пучка в тракте транспортировки используется приёмник пучка в виде медного конуса с водяным охлаждением (Рис. 48). Для подавления вторичных электронов предусмотрен электрод с отрицательным потенциалом. Устройство приёмника пучка позволяет установить её в любой из диагностических вакуумных объёмов, расположенных вдоль пути пучка, как до поворотного магнита, так и после.

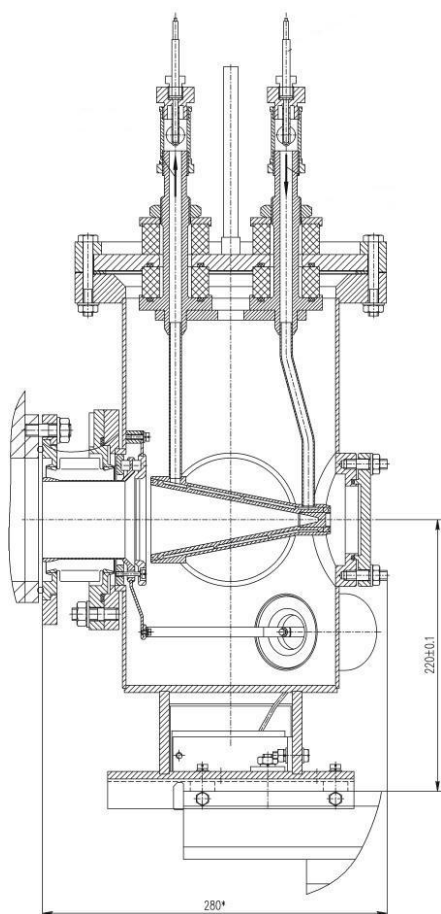


Рис. 48. Чертеж и фотография конусного приёмника пучка в вакуумной камере.

Для возможности подачи короткого импульса высокого напряжения на мишень с целью измерения спектра нейтронов времяпролётной методикой последняя была электрически изолирована от установки путём её подсоединения через изолятор (Рис. 49).

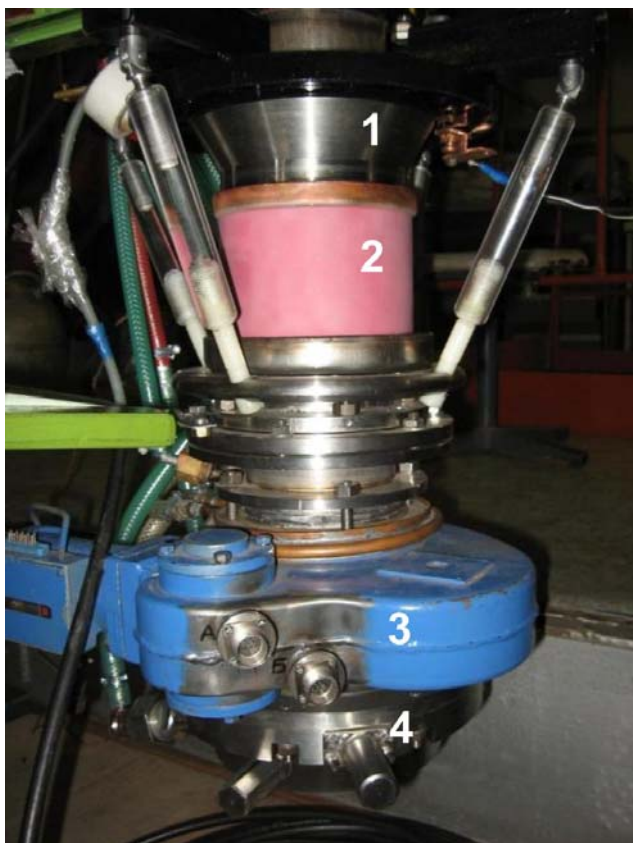


Рис. 49. Нейтроногенерирующая мишень:

- 1 – тракт транспортировки пучка;
- 2 – изолятор;
- 3 – система напыления лития;
- 4 – мишенный узел.

Такое изменение позволило проводить измерения тока протонного пучка на мишень. На Рис. 50 приведена вольт-амперная характеристика мишени. Видно, что при подаче положительного потенциала на мишень регистрируемый ток уменьшается на 6 %, что связано с запираемостью вторичных электронов, и регистрируемый ток является током протонного пучка. При подаче отрицательного потенциала регистрируемый ток увеличивается на 20 % из-за вытягивания части электронов. Поскольку изменения тока невелики, то мишенный узел является почти идеальным

цилиндром Фарадея, в котором геометрически обеспечивается хорошее запыриание вторичных электронов. Таким образом, ток протонного пучка на мишень меньше измеряемого на 6 %. Поскольку в данном эксперименте флуктуации тока имели величину 2,5 – 3 %, то окончательный результат имеет вид  $6 \pm 4 \%$ .

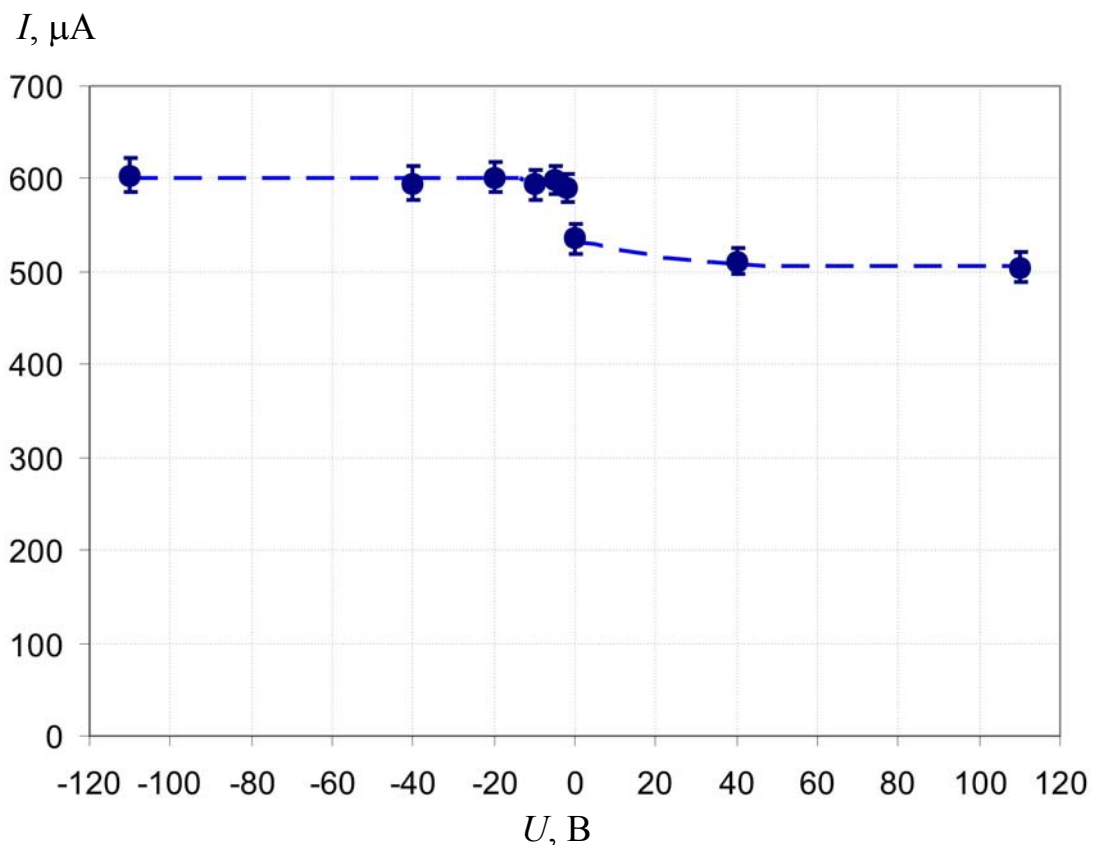


Рис. 50. Вольтамперная характеристика мишенного узла.

Измерения температуры охлаждающей воды на входе и выходе из литиевой мишени, а также расхода воды позволяют вычислять выделение мощности на литиевой мишени протонным пучком во время работы. Аналогичные параметры измеряются и для масляной системы охлаждения обдирочной мишени ускорителя, что позволяет определять мощность пучка, теряемую за счёт осаждения пучка на стенки обдирочной камеры. Для осуществления таких измерений используется промышленный контроллер

СТП961М (Рис. 47) с набором встроенных датчиков температуры, давления и расхода охлаждающих жидкостей. Он способен обслуживать одновременно шесть трубопроводов и может применяться как с водой, так и с маслом, конденсатом, перегретым паром, сухим или влажным насыщенным паром. СТП961М осуществляет непрерывный контроль входных электрических сигналов и параметров потоков теплоносителей воды и масла. Для управления используется компьютер и пакет SCADA систем, позволяющих конфигурировать измерительные и управляющие каналы этого контроллера.



Рис. 51. Контроллер СТП961М.

Для измерения энергии протонного пучка используется резистивный делитель напряжения высоковольтного источника питания. Калибровка осуществляется путём измерения мощности дозы нейтронов от напряжения – рост мощности дозы с нулевого уровня начинается с энергии 1,882 МэВ, порога реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

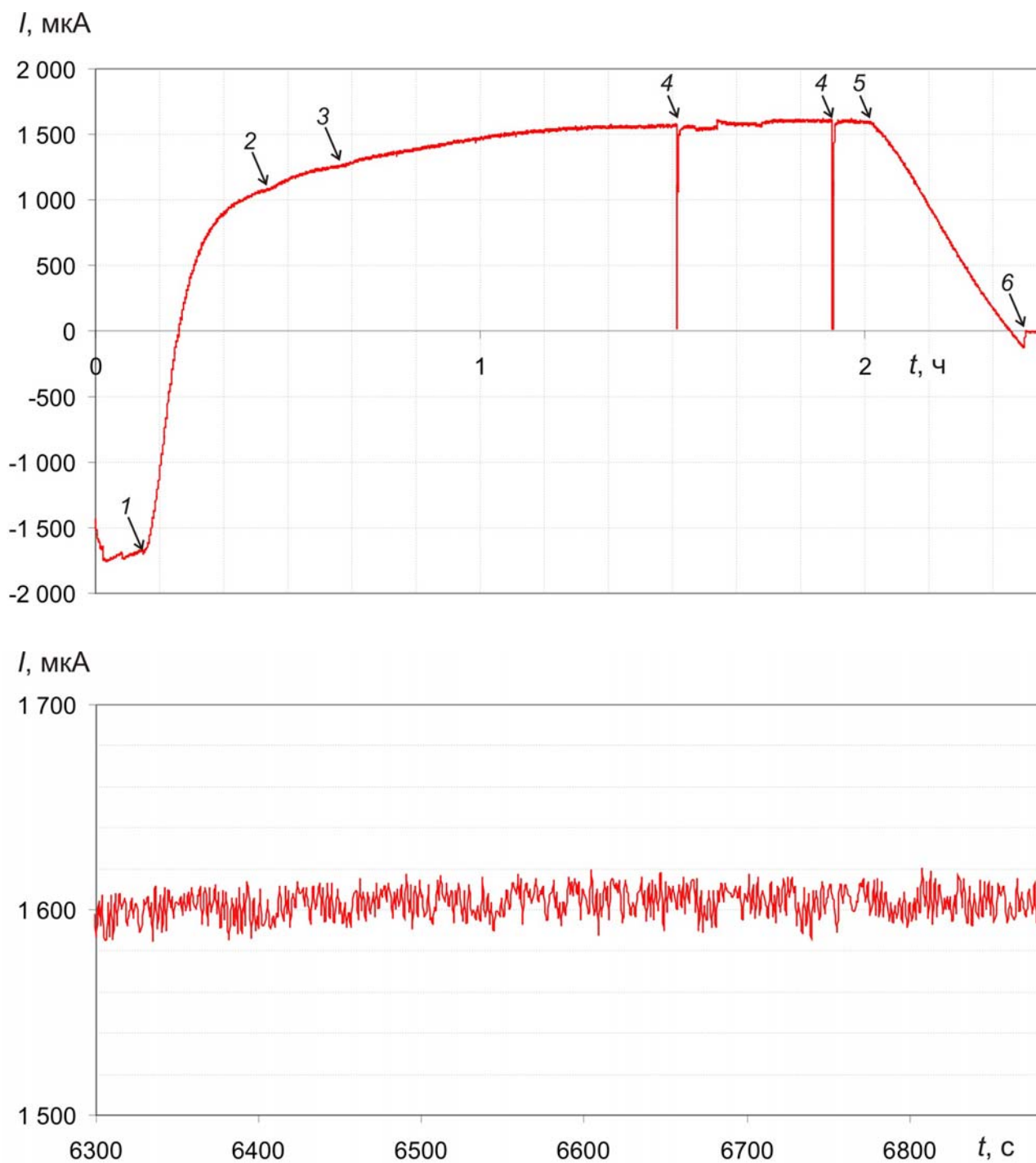


Рис. 52. Временная зависимость тока ионного пучка (стрелкой 1 отмечено начало подачи газа в обдирочную мишень с частотой открывания клапана 1/10 Гц, 2 – 1/7 Гц, 3 – 1/5 Гц; стрелкой 4 отмечены пробои по полному напряжению, 5 – момент выключения подачи газа, 6 – выключение источника).

На Рис. 52 представлена временная зависимость тока ионного пучка, измеренная конусным приёмником пучка в диагностическом баке тракта транспортировки пучка высокой энергии, при включении подачи газа в обдирочную мишень, работе в стационарном режиме и выключении подачи газа. В длительном стабильном режиме получен протонный пучок с током  $1,6 \pm 0,007$  мА. На графике стрелкой 4 указаны два пробоя по полному напряжению, после которых восстановление тока происходило за 20 секунд. В кратковременных режимах ток протонного пучка достигал 3 мА. Результаты измерений доложены на международных конференциях [89, 97] и опубликованы в научном журнале [45].

Стабильность энергии протонного пучка, заложенная в конструкции ускорителя [99], определена двумя способами. В первом осуществлялась генерация 9,17 МэВ  $\gamma$ -квантов в результате реакции  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  при сбросе протонного пучка с энергией выше 1,747 МэВ на графитовую мишень, обогащенную изотопом углерода-13. На Рис. 53 представлена измеренная ВГО-спектрометром зависимость скорости счёта 9,17 МэВ  $\gamma$ -квантов от энергии протонного пучка [42]. Поскольку резонанс рождения  $\gamma$ -квантов очень узкий ( $\pm 0,9$  кэВ [184]), то наклон кривой возбуждения целиком определяется нестабильностью энергии протонов в пучке. Установленный по этой кривой энергетический разброс протонов составляет  $\pm 2$  кэВ, т.е. на уровне 0,1 %, что является высоким показателем и обеспечивает возможность генерации нейтронов в припороговом режиме [80]. При измерении спектра нейтронов времяпролётной методикой также была оценена долговременная стабильность энергии протонного пучка – она составила величину лучше, чем  $\pm 5$  кэВ (см. Главу 4).

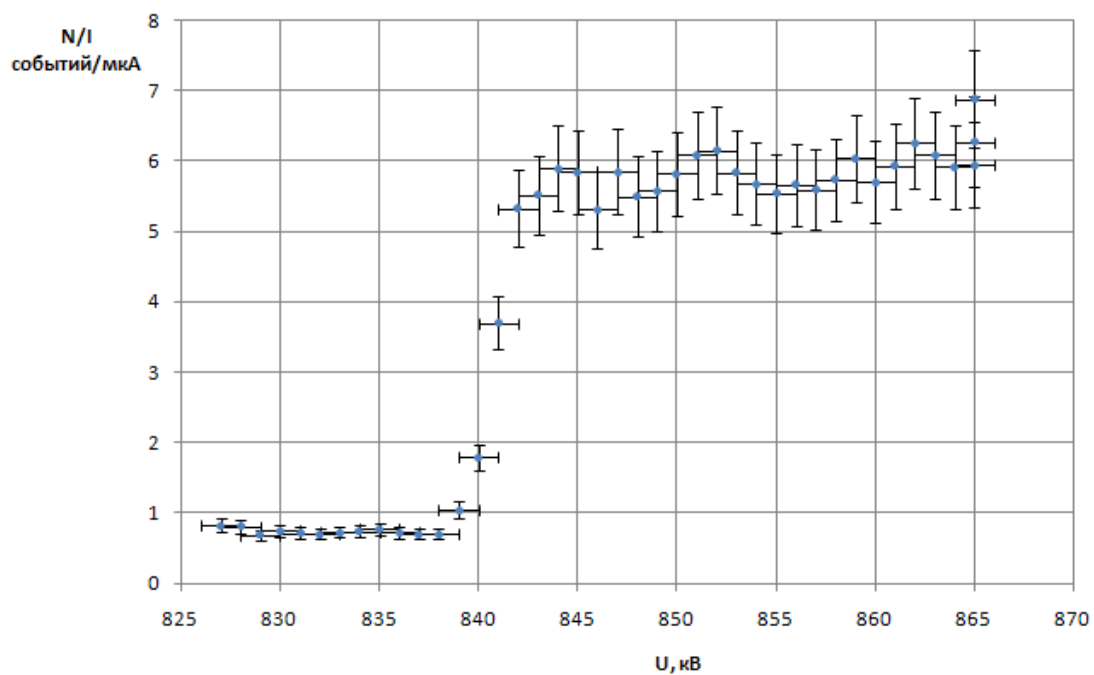


Рис. 53. Зависимость скорости счёта 9,17 МэВ  $\gamma$ -квантов от напряжения ускорителя.



## § 1.9. Способы увеличения параметров протонного пучка

На созданном 2 МэВ 5 мА ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией получен протонный пучок с требуемой энергией, но с меньшим током.

Достижение требуемого тока возможно после проведения двух модернизаций. Первая нацелена на существенное улучшение вакуумных условий в ускорительном канале и на подавление потока положительных ионов аргона, попадающих из обдирочной мишени в ускорительный тракт и ускоряемых вплоть до полного напряжения. Предложение подробно описано выше в § 1.6. Оно состоит в том, что в пространствах между торцом обдирочной трубки и диафрагмой высоковольтного электрода устанавливаются двухполюсные магниты, смещающие пучок заряженных частиц и замагничивающие ионы обдирочного газа. Приподнятие обдирочной мишени относительно первоначального положения позволяет значительно улучшить газовые условия в ускорительном тракте и практически полностью подавить попадание ультрафиолета из плазмы обдирочной мишени в тракт. Вторая модернизация связана с заменой источника отрицательных ионов водорода на новый, отличающийся бóльшим током и низким уровнем шума.

Помимо увеличения тока планируется и увеличение энергии протонного пучка до 2,3 – 2,5 МэВ для реализации системы формирования ортогонального пучка нейтронов, предложенного автором диссертации и описанного ниже в Главе 3. Отметим, что на созданном ускорителе высоковольтные пробои начинаются с напряженности электрического поля вакуумного зазора 18 кВ/см, и после проведения тренировки пробоями удаётся достичь напряженности электрического поля в зазоре 30 кВ/см, т.е. получить напряжение 1,2 МВ. Ранее на однозазорном прототипе ускорителя эти параметры были существенно лучшими: первые пробои случались при 35 кВ/см, и удавалось

достичь напряженности электрического поля в зазоре 60 кВ/см [31]. Причина может заключаться в относительно низкой высоковольтной прочности вакуумных поверхностей стеклянных колец проходного изолятора. Из практики известно, что первые поверхностные вакуумные пробои изоляторов высотой несколько сантиметров с хорошо экранированной тройной точкой проходят при напряжённости  $\sim 10$  кВ/см. В созданном проходном изоляторе при напряжении 1 МВ по вакуумной поверхности стеклянных изоляторов напряжённость составляет 12 кВ/см, и требуется их высоковольтная тренировка пробоями. Данное обстоятельство отмечено в диссертационной работе И.Н. Сорокина [160]. Для достижения бóльшей высоковольтной прочности проходного изолятора с целью получения бóльшего напряжения предполагается изготовить новый проходной изолятор с теми же габаритами, но стеклянные кольца заменить на кольца из поликарбоната с развитой внешней поверхностью.

При постановке нового источника отрицательных ионов водорода на ускоритель будет изменён тракт транспортировки пучка. Он будет содержать ускорительную трубку на 150 кВ. Это позволит легче вводить пучок в ускоритель и также увеличить на эту величину энергию протонного пучка.

## Глава 2

### Нейтроногенерирующая мишень

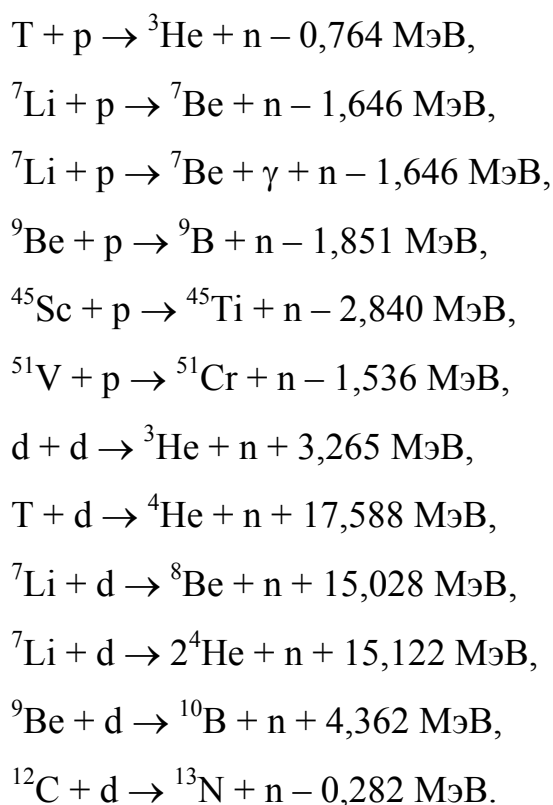
#### § 2.1. Выбор реакции генерации нейтронов

При проведении клинических испытаний БНЗТ в качестве источников нейтронов применялись ядерные реакторы. В реакторах осуществляется деление ядер  $^{235}\text{U}$ , индуцируемое тепловыми нейтронами. Энергетический спектр испускаемых нейтронов хорошо описывается распределением:  $F(E) = 0,77 \sqrt{E} \exp(-0,775E)$  [7, стр. 43]. Спектр простирается до 10 МэВ и имеет среднюю энергию в районе 2 МэВ. Для терапии глубокорасположенных образований требуется замедление нейтронов до эпитепловых энергий (от 0,5 эВ до 10 кэВ). Идеальным считается спектр, центрированный относительно верхней границы области, т.е. 10 кэВ [7, стр. 43 и стр. 65].

Для получения нейтронов с помощью пучков заряженных частиц обычно используют ядерные реакции, в которых участвуют ядра со слабосвязанными нейтронами. С энергетической точки зрения есть 2 типа реакции. Экзотермические не требуют минимальной кинетической энергии частиц. Типичным примером является d-d реакция, в результате которой образуются тритий и нейтрон. Энергетический выход реакции составляет 3,265 МэВ. Это означает, что образующийся нейтрон имеет энергию 2,451 МэВ, если

пренебрегать энергией дейтрона, и больше, если не пренебрегать. Видно, что энергия нейтронов даже больше, чем средняя энергия нейтронов деления ядер. Другой тип реакции называется эндотермическим и требует минимальной пороговой энергии частиц. Вблизи порога энергия нейтронов очень мала, так что использование этих нейтронов для БНЗТ очень эффективно.

Основные реакции генерации нейтронов следующие [164]:



Сечения генерации нейтронов основных реакций представлены на Рис. 54 и Рис. 55, выход нейтронов из работы [185] на Рис. 56, а в Табл. 4 – основные параметры этих реакций [123, 124].

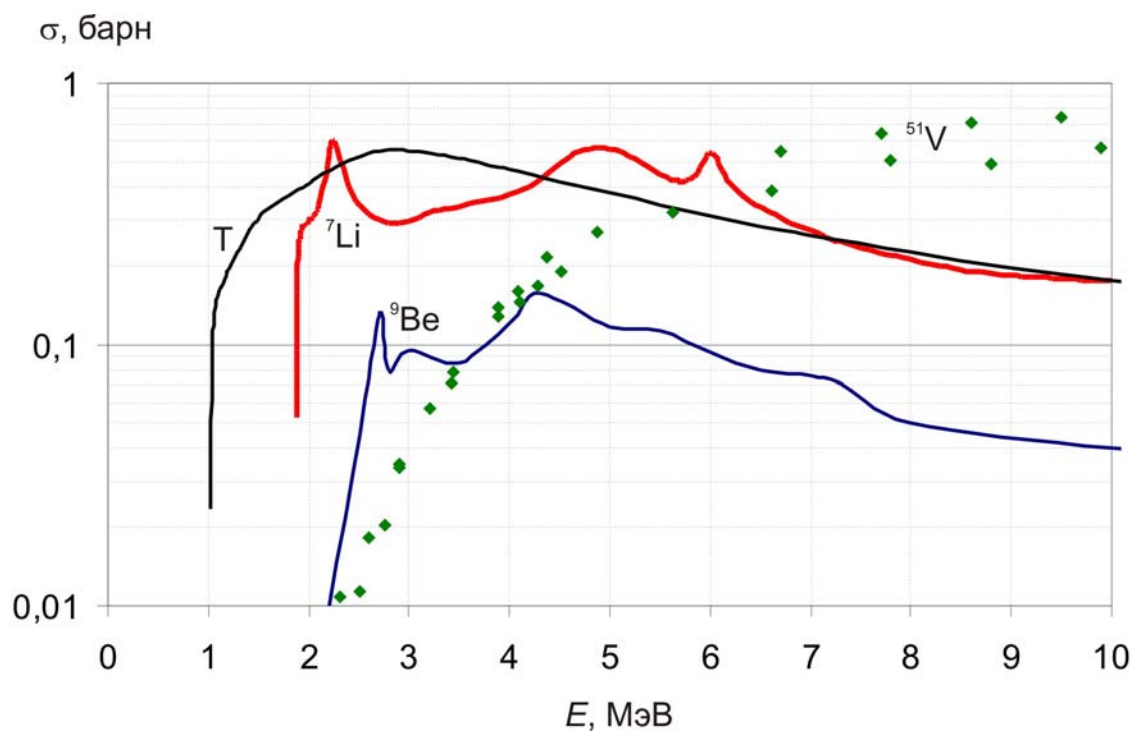


Рис. 54. Сечение генерации нейтронов при взаимодействии протонного пучка с мишенями из трития, лития-7, бериллия-9 и ванадия-51.

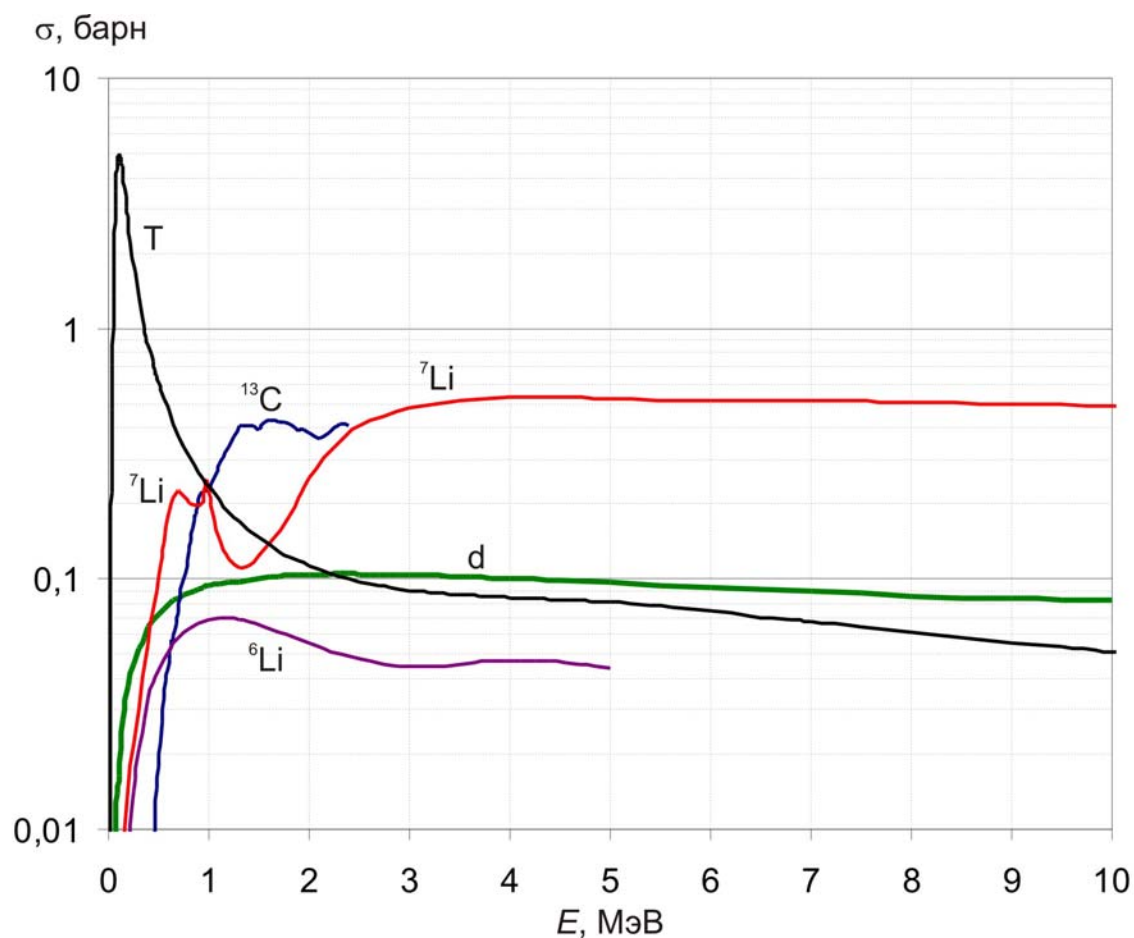


Рис. 55. Сечение генерации нейтронов при взаимодействии дейтронного пучка с мишенями из дейтерия, трития, лития-6, лития-7 и углерода-13.

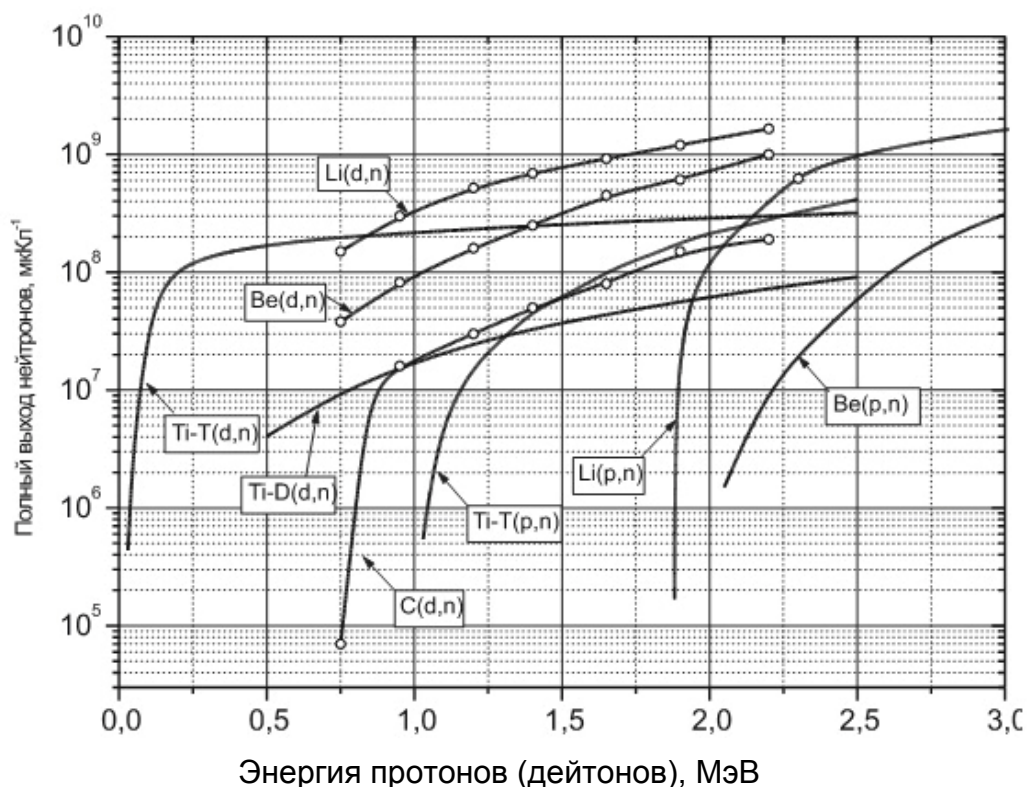


Рис. 56. Выход нейтронов ряда реакций из толстых мишеней.

В работе [123] было отмечено, что наибольшее внимание сосредоточено на следующих 4 реакциях:  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ ,  ${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{13}\text{C}(d,n){}^{14}\text{N}$ , из которых наилучшей признавалась  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  из-за максимального выхода и минимальной энергии нейтронов. Однако создание литиевой мишени казалось проблематичным из-за низкой температуры плавления, низкой теплопроводности, высокой химической активности лития и из-за наработки радиоактивного изотопа  ${}^7\text{Be}$ . По прошествии 10 лет А. Крейнер в обзоре по ускорительным источникам нейтронов в книге [7] подчеркивает, что рассматривать следует только 3 реакции, которые обеспечивают генерацию нейтронов с энергиями ниже, чем получается на ядерных реакторах. Речь идёт о пороговых реакциях  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$  и  ${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$ . Последняя из этих трёх фактически не рассматривается из-за низкого выхода нейтронов. Из оставшихся двух по-прежнему подчеркивается привлекательность реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ , но уже отмечается, что все проблемы литиевой мишени решены.

Реакция  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$  также может использоваться, но для обеспечения сравнимого потока требуется бóльшая энергия протонов, которая неизбежно влечёт увеличение энергии нейтронов. На Рис. 54 приведены сечения реакций  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ , из которых видно, что сечение реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  больше сечения реакции  ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$  в 3 и более раз. Таким образом, наиболее эффективным методом создания интенсивных потоков нейтронов для БНЗТ является использование реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ .

Табл. 4. Основные параметры реакций генерации нейтронов

Реакция	Энергия порога, МэВ	Энергия частиц, МэВ	Выход, н/МА с	Энергия нейтронов, кэВ	
				max	min
${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	1,880	1,880	0	30	30
		1,890	$6,3 \cdot 10^9$	67	0,2
		2,500	$9,3 \cdot 10^{11}$	787	60
		2,800	$1,4 \cdot 10^{12}$	1100	395
${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$	2,057	2,057	0	20	20
		2,500	$3,9 \cdot 10^{10}$	573	193
		4,000	$1 \cdot 10^{12}$	2120	
${}^9\text{Be}(d,n){}^{10}\text{B}$	0	0	0	3962	3962
		1,500	$3,3 \cdot 10^{11}$	4279	3874
${}^{13}\text{C}(d,n){}^{14}\text{N}$	0	0	0	4974	4974
		1,500	$1,9 \cdot 10^{11}$	6772	5616
${}^{12}\text{C}(d,n){}^{13}\text{N}$	0,327	0,327	0	4	4
		1,500	$6 \cdot 10^{10}$	1188	707
$d(d,n){}^3\text{He}$	0	0	0	2451	2451
		0,120	$3 \cdot 10^8$	2898	2123
		0,200	$1,1 \cdot 10^9$	3054	2047
$t(d,n){}^4\text{He}$	0	0	0	14050	14050
		0,150	$4,5 \cdot 10^{10}$	14961	13305

## § 2.2. Выбор типа нейтроногенерирующей мишени

На начальном этапе развития проекта были рассмотрены разные типы нейтроногенерирующих мишеней и выбрана оптимальная для реализации. Авторские права на конструкции некоторых защищены патентами РФ [105, 106, 107].

### *2.2.1. Струйная мишень*

Привлекательным вариантом мишени является тонкая струя жидкого лития (Рис. 57), на которой протоны тормозятся с 2,5 МэВ до пороговой энергии 1,882 МэВ. Протонный пучок фокусируется в размер менее 1 см на струю жидкого лития толщиной 70 – 100 мкм, шириной порядка 1 см, вытекающую из узкого сопла со скоростью 10 м/с. В этом случае происходит торможение протонов на 0,6 МэВ, и в нейтроногенерирующей мишени выделяется только 30 % мощности протонного пучка. После прохождения нейтронообразующей мишени протонный пучок имеет среднюю энергию 1,9 МэВ, энергетическое уширение  $\pm 10\%$ , угловое рассеяние 40 мрад. Короткий постоянный магнит с полем 1 Т, установленный на выходе из системы формирования нейтронов, размазывает протонный пучок по удаленному приёмнику пучка большой площади с простой системой водяного охлаждения. Два терапевтических нейтронных пучка, выходящих перпендикулярно протонному пучку в противоположных направлениях, могут использоваться независимо в двух отдельных медицинских комнатах. Было изготовлено устройство с соплом шириной 15 мм и толщиной 100 мкм и проведено исследование формирования водяных струй со скоростью вытекания из сопла до 15 м/с (Рис. 58). Литиевая струя представляется реализуемой, но при инъекции мощного протонного пучка в неё возможны проблемы, поскольку хорошо известно, что нагрев дозвуковой струи приводит



к изменению течения и существенному уменьшению её плотности [168, 169]. В настоящее время в Израиле [186] и в Японии [187] ведутся исследования по формированию струи жидкого лития по поверхности и даже предполагалось её использование в проекте ускорительного источника в Токио [188].

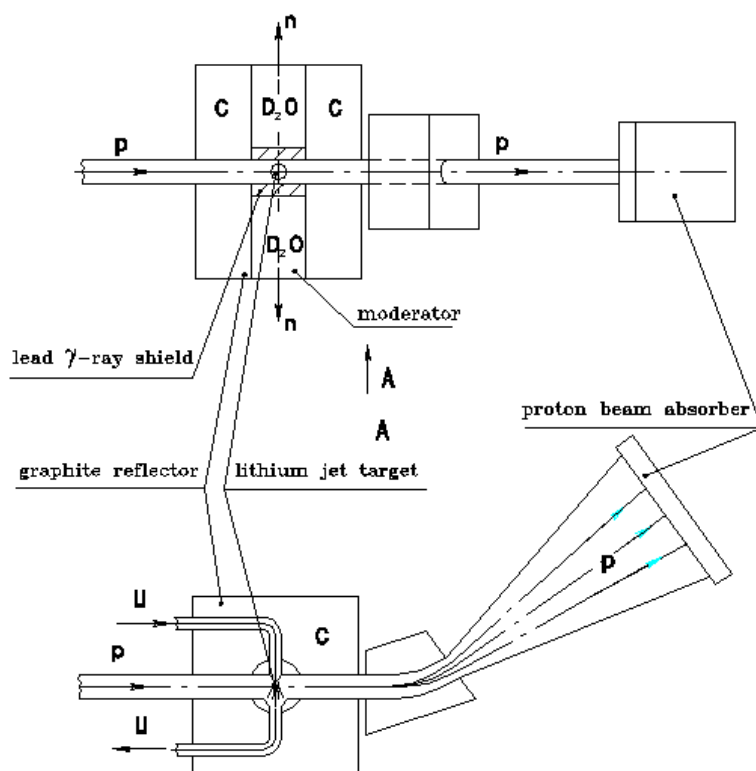


Рис. 57. Струйная литиевая мишень.



Рис. 58. Формирование тонкой струи воды.

### 2.2.2. Ленточная мишень

Мишень, представленная на Рис. 59, выполнена в виде гибкой ленты, устройство её перемещения относительно потока заряженных частиц, направленных на мишень, – в виде лентопротяжного механизма с магазинами для подачи и приема ленты в виде барабанов для её наматывания и сматывания. Ленту можно выполнить на основе активного материала, например бериллия, или на основе сплава активного материала с легкими металлами, например из сплава LiMg или LiAl. Ленту можно также выполнить,

нанеся слой активного нейтронопродуцирующего материала на подложку. Для предотвращения механических повреждений покрытие из активного материала можно снабдить защитной пленкой, например из оксида лития. Для улучшения отвода тепла из рабочей зоны подложку можно выполнить из материала с высокой теплопроводностью, например алюминия. В случае различия коэффициентов теплового расширения активного материала и материала подложки активный материал наносят на подложку с разбиением по длине ленты на фрагменты, соизмеримые с шириной ленты. Ленточная мишень представлена и обсуждена на международной конференции [71], её конструкция защищена патентом РФ [107].

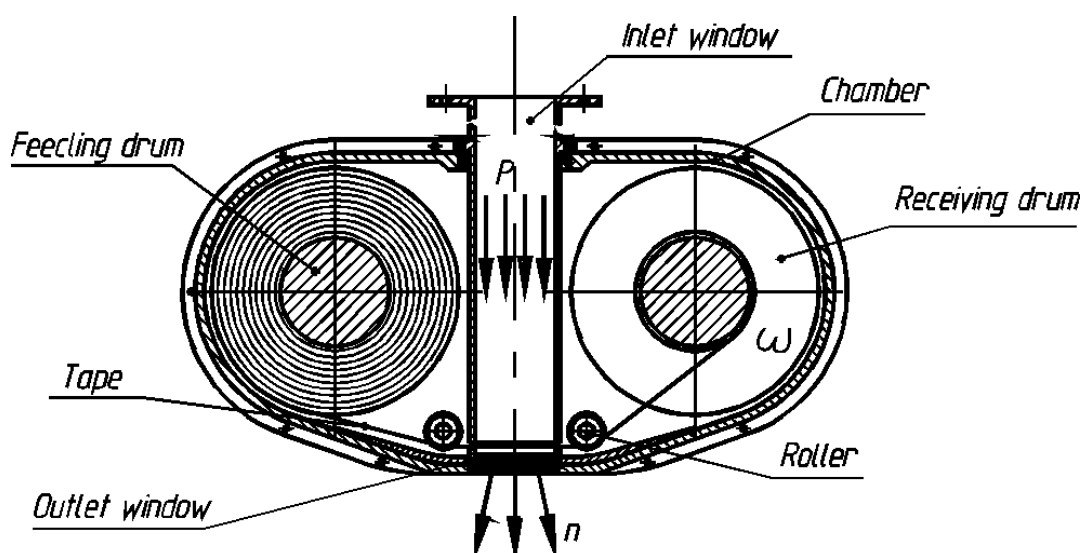


Рис. 59. Ленточная мишень.

### 2.2.3. Сферическая мишень

Мишень, представленная на Рис. 60, выполнена в виде тонкостенной полой сферы, состоящей из подложки, по меньшей мере, часть поверхности которой покрыта слоем активного материала. В качестве активного материала наиболее предпочтителен литий или гидрид лития. Мишень сферической формы размещена в полости корпуса, в котором выполнено входное окно для

вывода бомбардирующих частиц от ускорителя и выходное окно для вывода образовавшихся нейтронов. Диаметр сферы выбирается существенно больше, чем размер входного окна. Форма и размеры полости корпуса обеспечивают свободное вращение сферы, при этом участок поверхности сферы с активным материалом перемещается относительно входного окна. Кроме того, мишенный узел содержит коллиматор, примыкающий к выходному окну корпуса, средства приведения мишени в движение, систему её охлаждения с внешним резервуаром, содержащим газовый или жидкостный охладитель. Система охлаждения включает кольцеобразный канал, образованный во внутренней стенке полости корпуса, опоясывающий сферу в области её поперечного сечения, соединенный с помощью входного и выходного патрубков с внешним резервуаром.

Очевидно, что полость канала ввода бомбардирующих частиц должна быть отделена от полости корпуса, в которой размещена мишень. Эта задача может быть решена, например, использованием герметизирующей чашеобразной прокладки из фольги легких металлов или их сплавов, размещенной в зоне входного окна. Достаточно тонкая прокладка не препятствует прохождению бомбардирующих частиц к активному материалу. Может быть использовано также кольцевое магнитожидкостное уплотнение. Средства приведения мишени в движение могут быть различными. Сфера может быть зафиксирована на оси вращения, проходящей через ось симметрии сферы и перпендикулярной оси симметрии входного окна, а ось вращения, в свою очередь, соединяется с приводом. Если в качестве охладителя выбран жидкий литий, он одновременно может выполнять функцию активного материала. При определенной скорости вращения сферы литий смачивает её поверхность, участки которой с определенной скоростью перемещаются относительно входного окна, при этом часть лития принимает участие в ядерной реакции.

Возможен вариант выполнения мишенного узла, в котором отсутствует автономный привод, обеспечивающий вращение сферы относительно одной оси. При этом создается взвешенное состояние сферы в полости корпуса в жидком охладителе, вводимом из внешнего резервуара в полость корпуса с мишенью под углом, вызывающим вращение сферы относительно её осей. Это позволяет бомбардирующему пучку частиц взаимодействовать со всей поверхностью сферы, покрытой, например, слоем гидрида лития. Таким образом увеличивается общая площадь активного материала в небольших габаритах устройства и облегчаются условия охлаждения активного материала.

Идея и конструкция сферической мишени защищена патентом РФ [105].

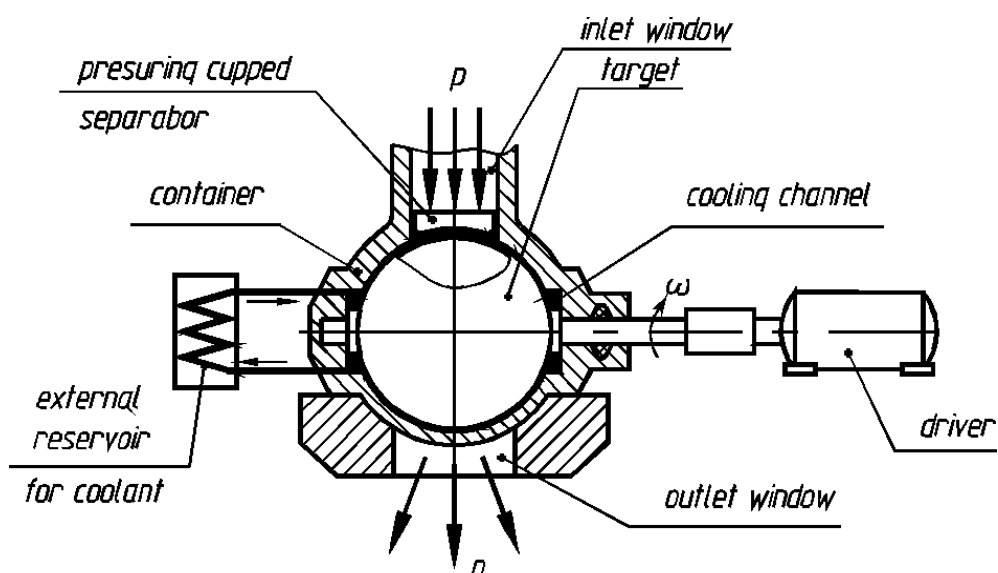


Рис. 60. Сферическая мишень.

#### 2.2.4. Объемная мишень

На Рис. 61 схематически показан вариант, в котором пылевидная взвесь частиц активного материала в разреженном газе перемещается относительно пучка заряженных частиц под действием силы тяжести или под действием перепада давления между двумя объемами.

При использовании более концентрированной взвеси (порядка  $10^{-2}$  плотности активного материала) нейтронопродуцирующий слой сосредоточится на небольшой глубине, при этом глубину всего потока взвеси целесообразно выбирать несколько большей величины полного пробега протонов в этом потоке. Всё тепло при этом выделяется в концентрированной взвеси.

При использовании менее концентрированной взвеси (порядка  $10^{-4}$  плотности активного материала) нейтронопродуцирующий слой будет иметь большую толщину, при этом глубину потока в канале целесообразно выбирать несколько большей величины надкритического пробега протонов в указанном потоке.

Очевидно, что при этом противоположная вводу пучка заряженных частиц стенка канала, по которому пропускают пылевидную взвесь, будет нагреваться при взаимодействии с не вступившими в нейтронообразующую реакцию протонами. Поэтому необходимо предусмотреть её охлаждение. Это может быть осуществлено либо с наружной стороны потоком газа или охлаждающей жидкости, либо с внутренней путем перемещения тонкой ленты, например, из алюминия, со скоростью, предотвращающей её перегрев.

Давление газа, формирующего взвесь частиц активного материала, выбирают не более 10 – 15 мм рт. ст. Кроме того, необходимо обеспечить условно-герметичное разделение полости канала с пылевидной взвесью при обеспечении требуемой энергии протонного пучка. Это может быть реализовано путём перемещения тонкой фольгированной ленты из легкого металла типа бериллия относительно окна ввода пучка заряженных частиц в канал с пылевидной взвесью. Скорость перемещения должна предотвратить перегрев материала ленты.

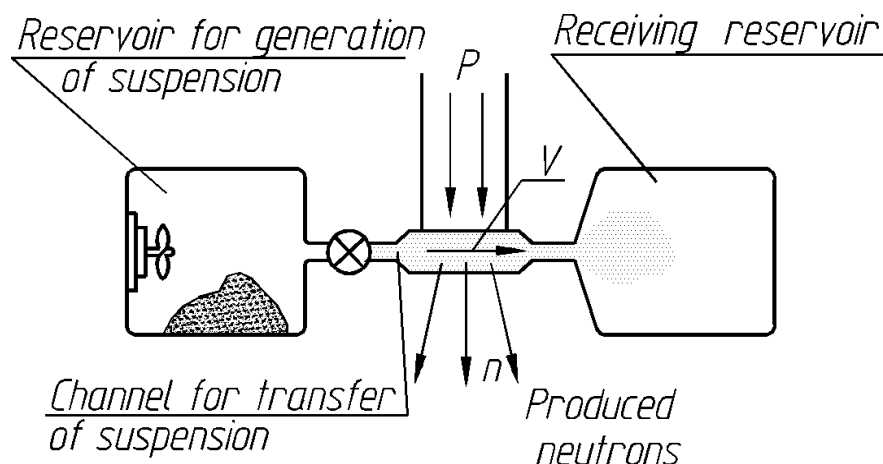


Рис. 61. Мишень взвешенных частиц.

Для повышения эффективности нейтронообразующей реакции глубину потока можно выбрать в  $N$  раз большей надкритического пробега протонов в потоке взвеси ( $N$  – целое число, большее 2). Но при этом в объёме канала по вектору заряженных частиц прикладывают ускоряющее протоны поле, равное  $N \times \Delta U$ , где  $\Delta U$  – заданная величина потери энергии протонов в надкритической реакции. Количество нейтронов увеличивается в  $N$  раз.

Идея и конструкция объёмной мишени защищена патентом РФ [106].

### **2.2.5. Вращающаяся мишень с жидкометаллическим охлаждением на мощность до 100 кВт**

Схема вращающейся мишени с насосом для жидкометаллического охлаждения и теплообменником со вторичным охлаждающим контуром представлена на Рис. 62. Вращение мишени позволяет значительно увеличить площадь поверхности приёмника пучка, что позволяет рассматривать такую мишень на мощность до 100 кВт. Охлаждение мишени осуществляется жидкометаллическим теплоносителем, прокачиваемым через мишень насосом с лопастями, расположенным в вакууме в непосредственной близости от мишени и выполненным в виде единого механизма с мишенью.

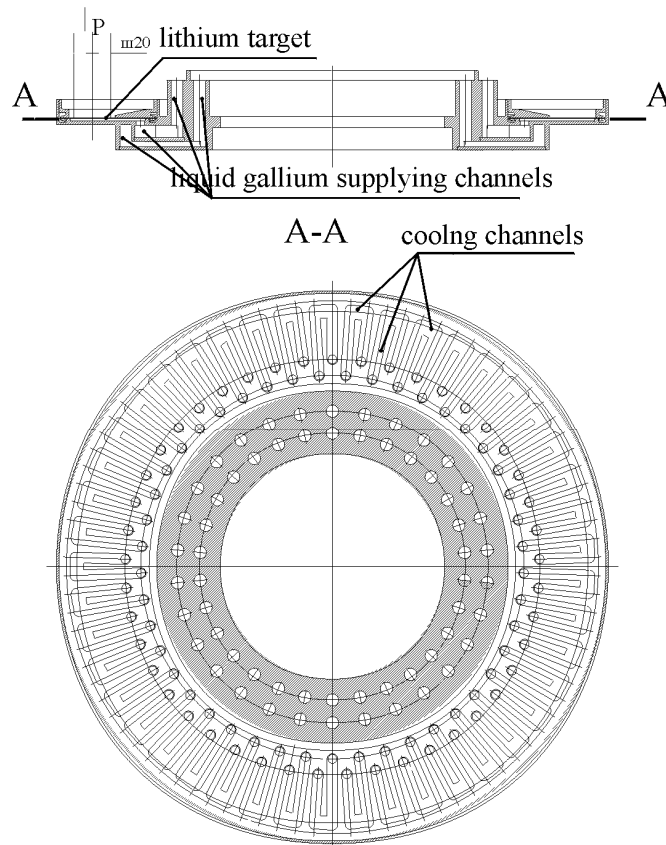
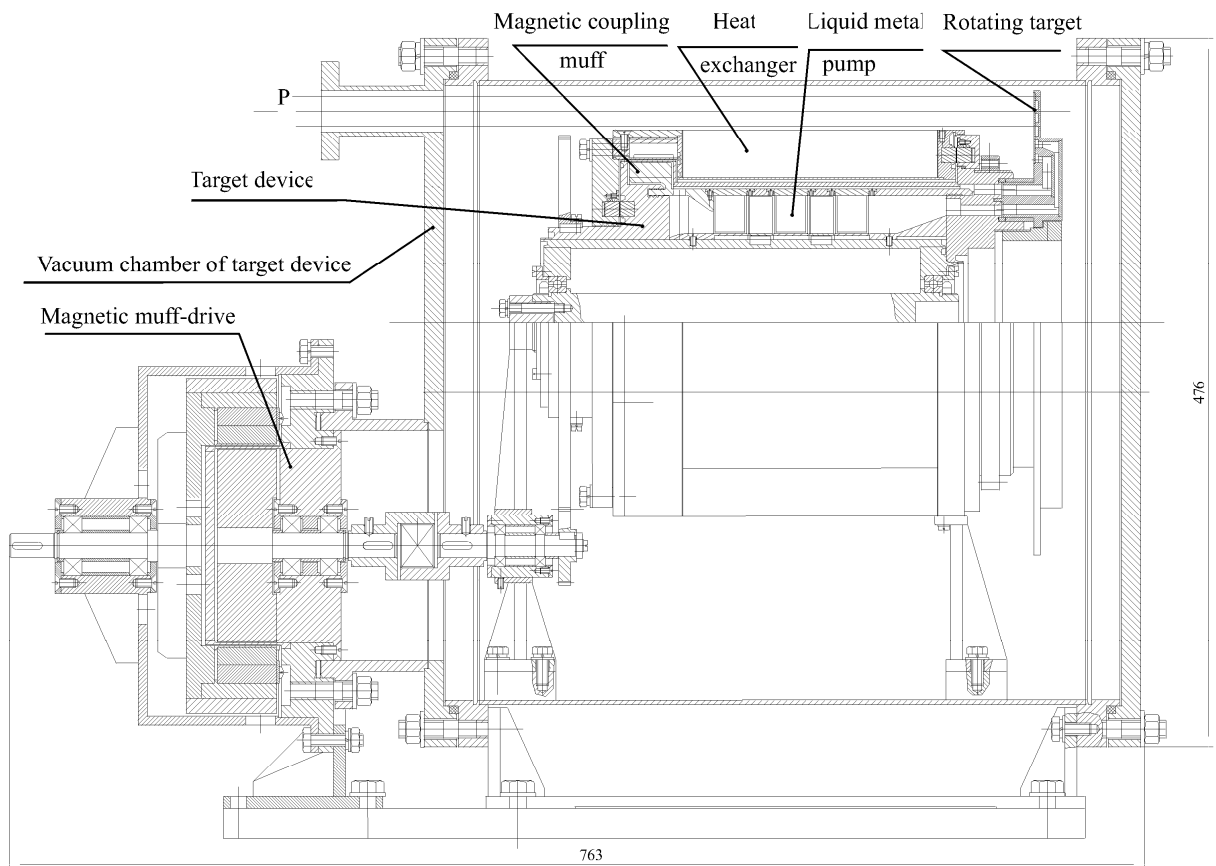


Рис. 62. Схема вращающейся мишени.

Ввод вращения как насоса, так и мишени осуществляется через магнитную муфту. Охлаждение жидкого металла обеспечивается вторичным охлаждающим контуром через тонкий слой металла. В процессе генерации нейтронов возможно непрерывное подпыление слоя лития и высокочастотный нагрев поверхности для уменьшения наводораживаемости мишени. Конструкция мишени представлялась и обсуждалась на международных научных конференциях [67, 68].

### 2.2.6. Стационарная мишень

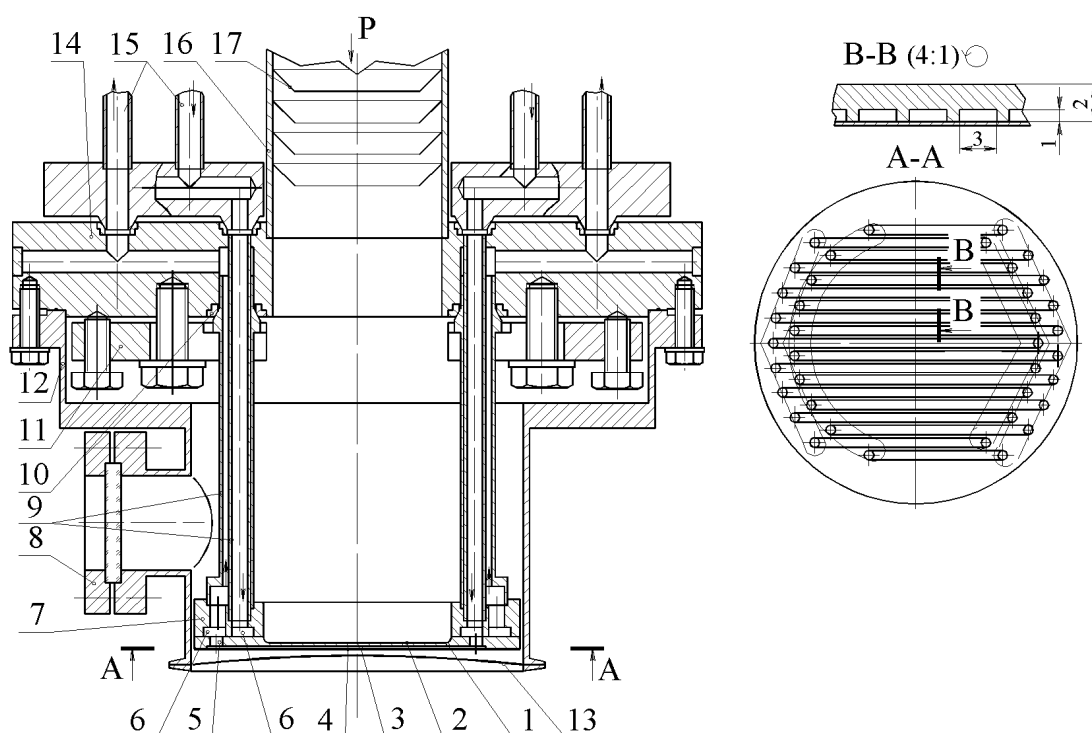


Рис. 63. Стационарная мишень . 1 – вольфрамовый диск; 2 – слой лития; 3 – каналы для охлаждения; 4 – молибденовая фольга; 5 – входные отверстия; 6 – коллекторные полости; 7 – танталовое кольцо; 8 – смотровое окно; 9 – коаксиальные трубы; 10 – медные уплотнения; 11 – рычажные прижимы; 12 – вакуумная камера; 13 – молибденовая фольга; 14 – несущий фланец; 15 – трубы для подачи теплоносителя; 16 – вакуумная камера; 17 – конические ловители паров лития.



Конструкция мишени представлена на Рис. 63. Мишень представляет собой вольфрамовый или стальной диск (1) в виде "блюдца" с толщиной дна 2 мм. Внутренняя поверхность "блюдца" покрыта (смочена) тонким слоем лития (2). На наружной сделаны прямоугольные канавки глубиной 1 мм и шириной 3 мм (3), покрытые тонкой 0,1 мм молибденовой фольгой (4). Фольга приварена к вольфрамовому диску диффузионной сваркой, так что в дне мишени образуются узкие каналы для охлаждения. На конце каждого канала имеются круглые отверстия (5), соединяющие их с коллекторными полостями (6), сделанными в виде концентричных полуколец в толстом танталовом кольце (7), также приваренном к вольфраму диффузионной сваркой. Каждый узкий канал соединен поочередно либо с внутренней, либо с наружной коллекторной полостью, что позволяет пропускать охлаждающую жидкость по соседним каналам в противоположных направлениях. Охлаждающая жидкость подводится на противоположных сторонах мишенного диска двумя парами коаксиальных трубок (9), из которых внешняя приварена к коллекторному кольцу, а внутренняя просто плотно вставлена в него. Подводящие трубки соединяются с помощью медных уплотнений (10) со сборным диском. Уплотнение осуществляется двумя рычажными прижимами (11), так что мишень может легко подсоединяться к корпусу (14) после покрытия литием и испытаний на специальном вакуумном стенде. После подсоединения мишени на неё надевается вакуумная камера (12), закрытая на торце тонкой молибденовой фольгой (13). Камера имеет на боковой цилиндрической поверхности смотровое стеклянное окно (8) для наблюдения состояния поверхности лития и электрические вводы (на рисунке не показаны) для подключения термопар, измеряющих температуру внутренней (литиевой) и наружной поверхностей мишени. Сверху к корпусу подсоединяется длинная вакуумная труба (16), через которую осуществляется откачка и сброс протонного пучка на мишень. На внутренней поверхности вакуумной трубы

расположена система конусных диафрагм – ловителей молекул испаряющегося лития (17). Охлаждающая жидкость подводится к мишенному устройству подводными трубками (15), соединяющими его с насосом и теплообменниками.

### ***2.2.7. Мишень для реализации***

При окончательном выборе варианта мишени для практической реализации учитывалась не столько сложность её практической реализации, сколько возможность посредством её применения формировать терапевтический нейтронный пучок наилучшего качества. Из требований высокой плотности потока нейтронов и их спектра вытекает необходимость близкого расположения пациента к месту рождения нейтронов и использования минимального количества конструкционных материалов в мишенном узле. В итоге, для практической реализации была выбрана стационарная мишень, сложная для реализации, но потенциально привлекательная для оптимальной.

### § 2.3. Оптимальная стационарная мишень

Литий характеризуется низкой температурой плавления (182 °С), низкой теплопроводностью (71 Вт/м К в твердом состоянии и 43 Вт/м К в жидком при температуре плавления) и высокой химической активностью. Генерация нейтронов в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  сопровождается наработкой радиоактивного изотопа  ${}^7\text{Be}$ . Взаимодействие протонного пучка с литием сопровождается генерацией 0,478 МэВ  $\gamma$ -квантов в результате неупругого рассеяния протонов на ядрах лития,  $\gamma$ -квантов с энергиями 16-19 МэВ при радиационном распаде ядра  ${}^8\text{Be}$  реакции  ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$  и  $\alpha$ -частиц в результате термоядерных 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 (Рис. 64).

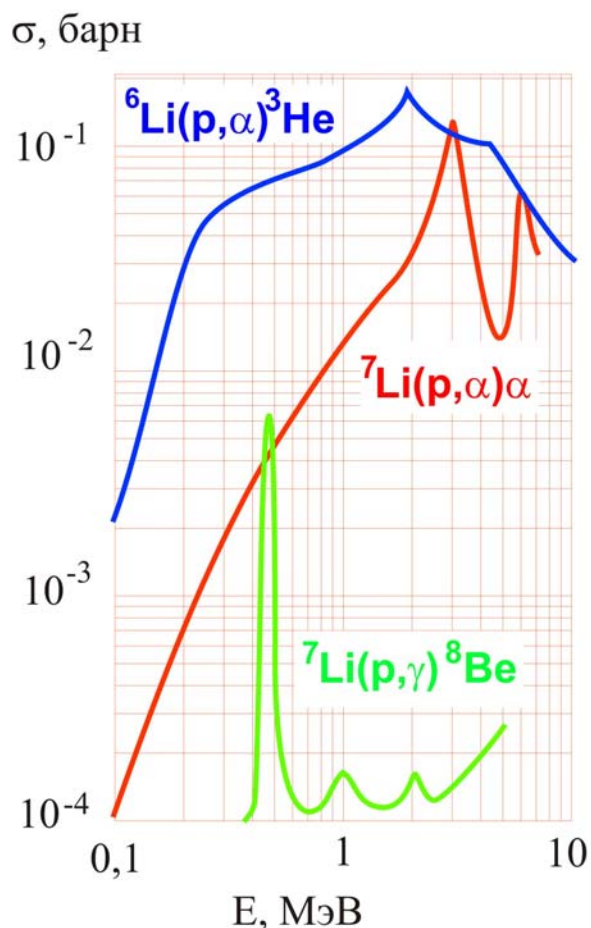


Рис. 64. Сечения  ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ ,  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  и  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$  реакций.

Оптимальная стационарная мишень представляется следующей [33].

1. Литиевый нейтроногенерирующий слой должен быть тонким, таким, чтобы протоны тормозились в нём до порога генерации нейтронов. Это позволит существенно уменьшить сопутствующий поток 0,478 МэВ  $\gamma$ -квантов и уменьшить температуру на поверхности лития.

2. Литиевый нейтроногенерирующий слой должен быть из чистого лития для максимального выхода нейтронов. Выход нейтронов из гидрида, оксида и фторида лития меньше, чем из чистого лития, в 1,43, 2 и 3,3 раза соответственно.
3. Литиевый нейтроногенерирующий слой должен быть в твёрдом состоянии для предотвращения распространения паров лития и образующегося радиоактивного изотопа бериллий-7 по установке.
4. Подложка, на которую напыляется литиевый нейтроногенерирующий слой, должна быть тонкой. Это позволит поместить оптимальный замедлитель максимально близко к месту генерации нейтронов и сформировать лучший по качеству терапевтический пучок нейтронов.
5. Подложка должна быть интенсивно охлаждаемой, чтобы поддерживать литиевый слой в твёрдом состоянии при её нагреве мощным протонным пучком.
6. Подложка должна быть стойкой к радиационным повреждениям.
7. Подложка должна быть простой в изготовлении.
8. Подложка должна быть легкосъёмной для её утилизации после активации.

Для создания оптимальной мишени необходимо было решить такие проблемы, как: i) напыление тонкого слоя чистого лития контролируемой толщины, ii) обеспечение эффективного теплосъёма для сохранения лития в твёрдом состоянии при нагреве мощным протонным пучком, iii) нахождение материала подложки, максимально стойкого к радиационным повреждениям, iv) разработка конструкции мишени с возможностью легкого удаления подложки мишени с активированным литиевым слоем и v) утилизация активированной части мишени.

В последующих параграфах данной главы описаны решения всех этих проблем, позволившие сделать утверждение об отсутствии технических

проблем создания оптимальной мишени для БНЗТ [78]. Здесь, в данном параграфе, рассмотрим ещё два процесса, связанных с использованием лития.

Толщина литиевого слоя уменьшается в результате испарения. В Табл. 5 приведена зависимость давления паров насыщения лития  $P$  от температуры  $T$  [164]. Определим скорость уменьшения толщины литиевого слоя в результате теплового испарения как  $dl/dt = j/n_{Li}$ , где  $n_{Li}$  – плотность ядер металлического лития;  $j = nv/4$  – плотность потока частиц с поверхности литиевого слоя;  $n$  и  $v$  – плотность и скорость испаренных атомов лития. Плотность  $n$  определим из давления паров насыщения  $P = 1,5 nkT$ . Получим, что для лития плотностью  $0,54 \text{ г см}^{-3}$   $n_{Li} = 4,6 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . При температуре лития  $T = 178 \text{ °C}$  плотность  $n = 2,1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ , скорость  $v = 1,3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $dl/dt = 1,5 \cdot 10^{-12} \text{ см/с}$  и слой толщиной  $100 \text{ мкм}$  испарится за 200 лет. Т.о., деградация литиевого слоя при температуре ниже  $200 \text{ °C}$  из-за теплового испарения пренебрежимо мала. Следует отметить, что при температуре  $340 \text{ °C}$  этот слой испарится за день, а при температуре  $750 \text{ °C}$  слетит за секунду.

Табл. 5. Зависимость давления паров насыщения лития от температуры.

$T, \text{ °C}$	178	204	234	268	306	350	402	464	538	629
$P,$ мм рт. ст.	$10^{-10}$	$10^{-9}$	$10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-6}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$	0,1

Известно [191], что распыление металла под действием протонов максимально при энергиях порядка  $10 \text{ кэВ}$ . Так, коэффициент распыления нержавеющей стали при нормальном падении протонов имеет максимальную величину  $0,01$  при энергии протонов  $2 \text{ кэВ}$  и увеличивается в несколько раз (до десяти) вплоть до углов падения около  $80^\circ$  [192]. В соответствии с общепринятой каскадной теорией коэффициент распыления  $S$  описывается следующей приближенной формулой:

$$S = \frac{20}{U_0} \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot \frac{m_1}{m_2} \cdot \frac{E}{(E + 50 Z_1 \cdot Z_2)^2},$$

где  $U_0$  – поверхностная энергия связи;  $Z_1, Z_2$  – атомные номера иона и мишени;  $m_1, m_2$  – масса иона и ядра мишени;  $E$  – энергия иона (в эВ). В соответствии с этой формулой коэффициент распыления лития при нормальном падении протонов энергией 2 МэВ равен  $2 \cdot 10^{-6}$ . Определив скорость поверхностного распыления как  $dl/dt = S j/n_{Li}$ , где  $n_{Li}$  – плотность ядер металлического лития,  $j = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  – плотность потока 10 мА протонного пучка на мишень диаметром 10 см, получим  $dl/dt = 4 \cdot 10^{-14} \text{ см с}^{-1}$ , что значительно меньше скорости теплового испарения. Т.о., распылением литиевого слоя протонной бомбардировкой можно пренебречь.

## § 2.4. Гамма-излучение

Неупругое рассеяние протонов на ядрах лития характеризуется сечением 40-120 мб, определяемым резонансами при энергии 1,05, 2,05 и 2,25 МэВ, и приводит к значительному потоку  $\gamma$ -квантов энергией 0,478 МэВ, сравнимому с потоком нейтронов [189]. В Табл. 6 представлена зависимость выхода  $\gamma$ -квантов от энергии протонов для толстой литиевой мишени, в которой протон полностью останавливается, и для тонкой, в которой протон тормозится только до 1,882 МэВ – энергии порога реакции генерации нейтронов. Видно, что использование тонкой мишени позволяет существенно уменьшить поток  $\gamma$ -квантов.

Табл. 6. Зависимость выхода  $\gamma$ -квантов от энергии протонов и толщины лития.

Энергия протонов, МэВ	Выход $\gamma$ -квантов для 10 мА протонного пучка, с <sup>-1</sup>	
	толстая мишень	тонкая мишень
2,5	$3,5 \cdot 10^{12}$	$2,2 \cdot 10^{12}$
1,915	$1,4 \cdot 10^{12}$	$1,4 \cdot 10^{11}$
1,77	$6,3 \cdot 10^{11}$ [190]	0

Дальнейшее поглощение протонов в случае тонкой мишени должно осуществляться в вольфраме, молибдене или любом другом веществе, в котором взаимодействие протонов с ядрами вещества в результате реакций  $(p,\gamma)$ ,  $(p,p'\gamma)$ ,  $(p,n\gamma)$  и  $(p,\alpha\gamma)$  не приводит к заметному выходу  $\gamma$ -квантов. Это условие практически выполняется почти для всех ядер тяжелее алюминия, за исключением разве что марганца, никеля и кобальта, причём поток  $\gamma$ -квантов

из последних двух веществ пренебрежимо мал [190]. Данное утверждение было экспериментально проверено.

$D_\gamma$ , мкЗв/ч;  $I$ , мкА

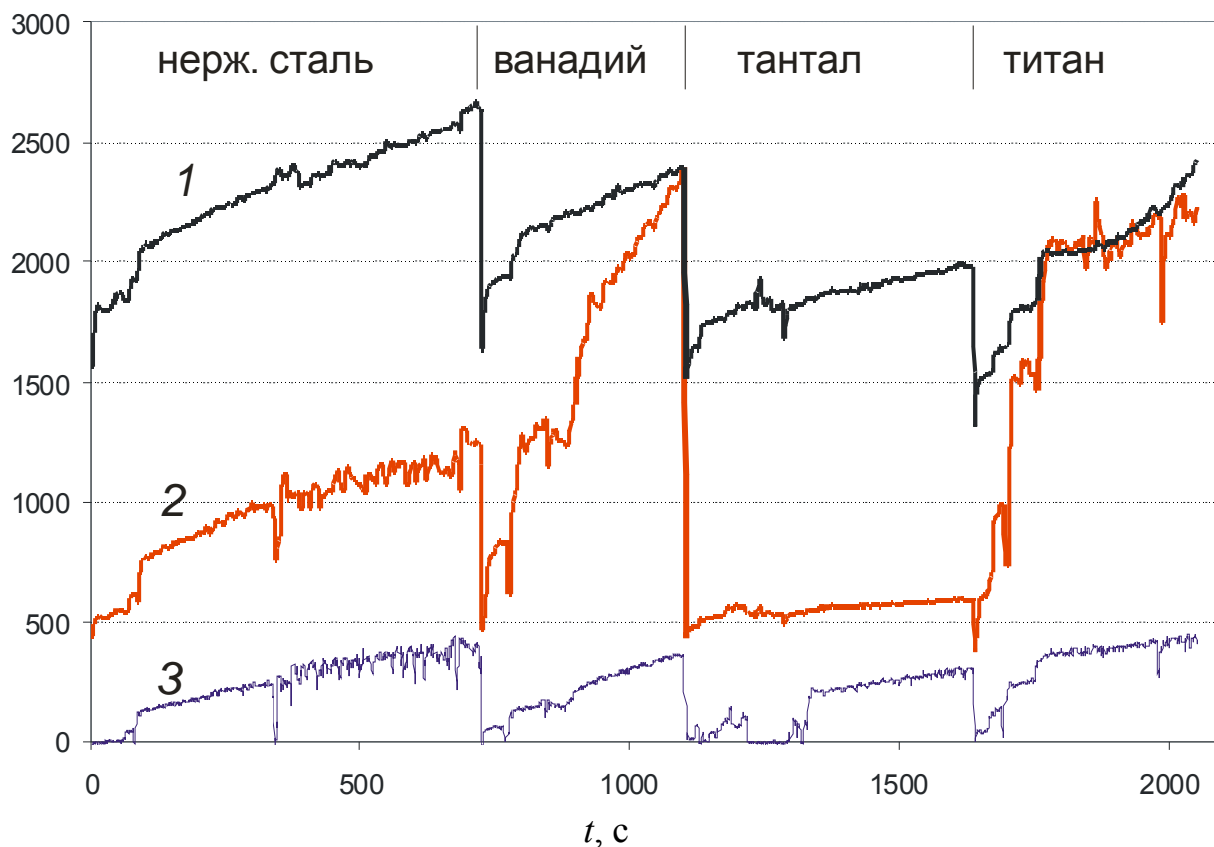


Рис. 65. Временные зависимости мощности поглощенной дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, измеряемые ионизационными камерами на расстоянии 7,5 м от ускорителя (1) и на расстоянии 15 см от мишени (2) при облучении протонным пучком нержавеющей стали, ванадия, тантала и титана. Также приведена временная зависимость тока пучка (3).

В охлаждаемый вакуумный объём, ранее используемый для изучения развертки пучка (см. Рис. 46), помещали различные материалы и облучали протонным пучком энергией 2 МэВ. Сферической ионизационной камерой на расстоянии 15 см от мишени измеряли мощность поглощенной дозы электромагнитного излучения, а дозиметром-радиометром ДКС-96 с блоком детектирования БДМН-96 на расстоянии 50 см — мощность дозы нейтронного



излучения. Поскольку в показания ионизационной камеры вносило вклад излучение от ускорителя, то для определения этого вклада использовались показания другой ионизационной камеры, расположенной на расстоянии 7,5 м от центра ускорителя и регистрирующей только излучение от ускорителя. Характерные графики приведены на Рис. 65. Поведение кривой 2 указывает на значительные отличия излучения мишени из разных материалов при их облучении протонным пучком. Видно, что его практически нет от тантала, и оно присутствует от остальных материалов. Спектральные характеристики излучения, измеренные ВГО гамма-спектрометром, представлены на Рис. 66.

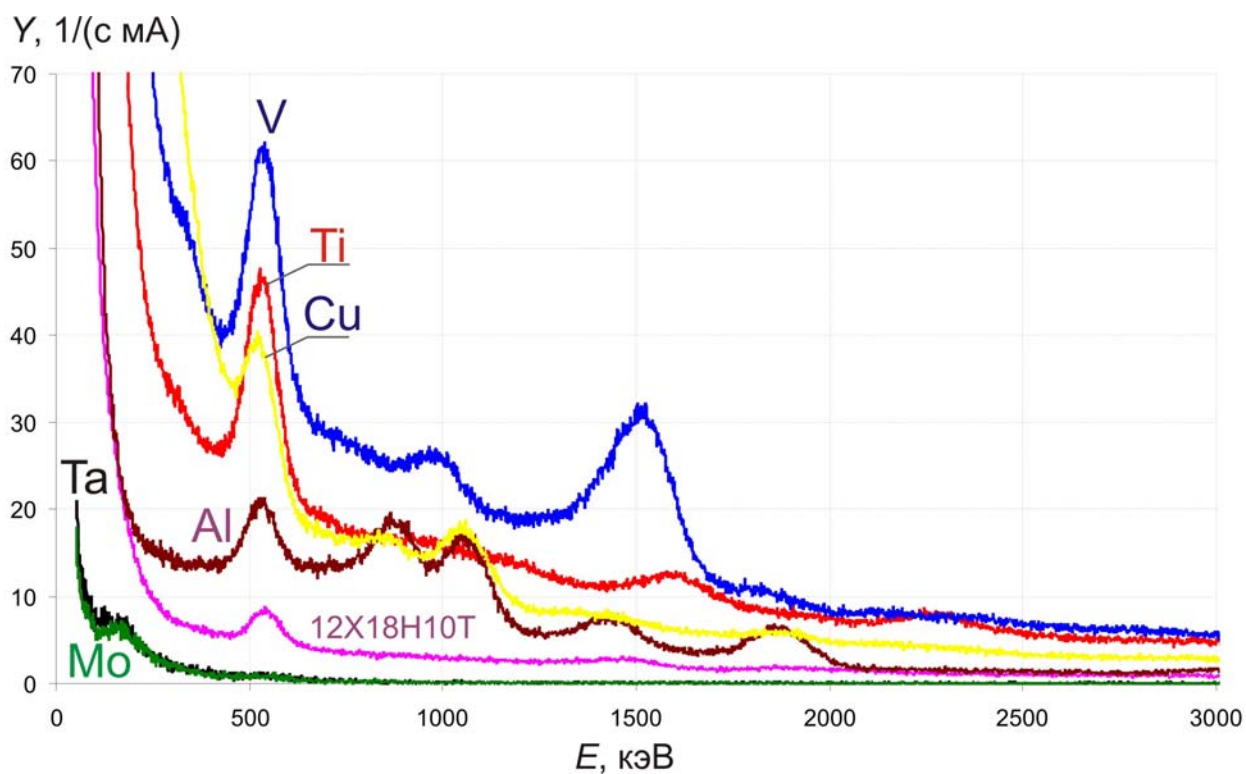


Рис. 66. Спектры  $\gamma$ -излучения от различных материалов, облучаемых протонным пучком с энергией 2 МэВ.

В Табл. 7 сведены результаты измерения мощности поглощённой дозы электромагнитного и нейтронного излучений. Результаты получены путём экстраполяции экспериментальных данных так, как показано на Рис. 67. Видно, с увеличением атомного веса элементов материала мишени мощность дозы электромагнитного излучения падает вплоть до пренебрежимо малой для

молибдена и тантала. Измерение мощности дозы излучения на литии осуществлено с использованием нейтроногенерирующей мишени, в которой в одном случае на медную подложку был напылён литиевый слой, а в другом – нет. На Рис. 68 видно, что мощность дозы электромагнитного излучения с напылённым литиевым слоем толщиной 50 мкм в 8,3 раза больше, чем без напылённого лития. Такое же отличие в 8,3 раза дают показания другого детектора –  $\gamma$ -детектора LB6500-3H-10 (Berthold Technologies) в 80 см от мишени. На Рис. 149 видно, что при энергии протонов чуть ниже порога генерации нейтронов характерная мощность дозы излучения литиевой мишени имеет величину 2500 мЗв/(ч мА), в то время как без напыленного литиевого слоя, т.е. из меди, – 300 мЗв/(ч мА).

Табл. 7. Мощность поглощенной дозы излучения при облучении материалов протонным пучком с энергией 2 МэВ.

Атомный вес	Материал	Мощность дозы, мЗв/(ч мА)	
		гамма	нейтронное
7	литий (50 мкм)	12	
12	графит	0,38	
27	алюминий	4,1	
28	кремний	0,37	
48	титан	3,7	
50	ванадий	4,4	10
55	нержавеющая сталь	1,1	0,4
63	медь	1,42	
96	молибден	< 0,1	
180	тантал	< 0,1	

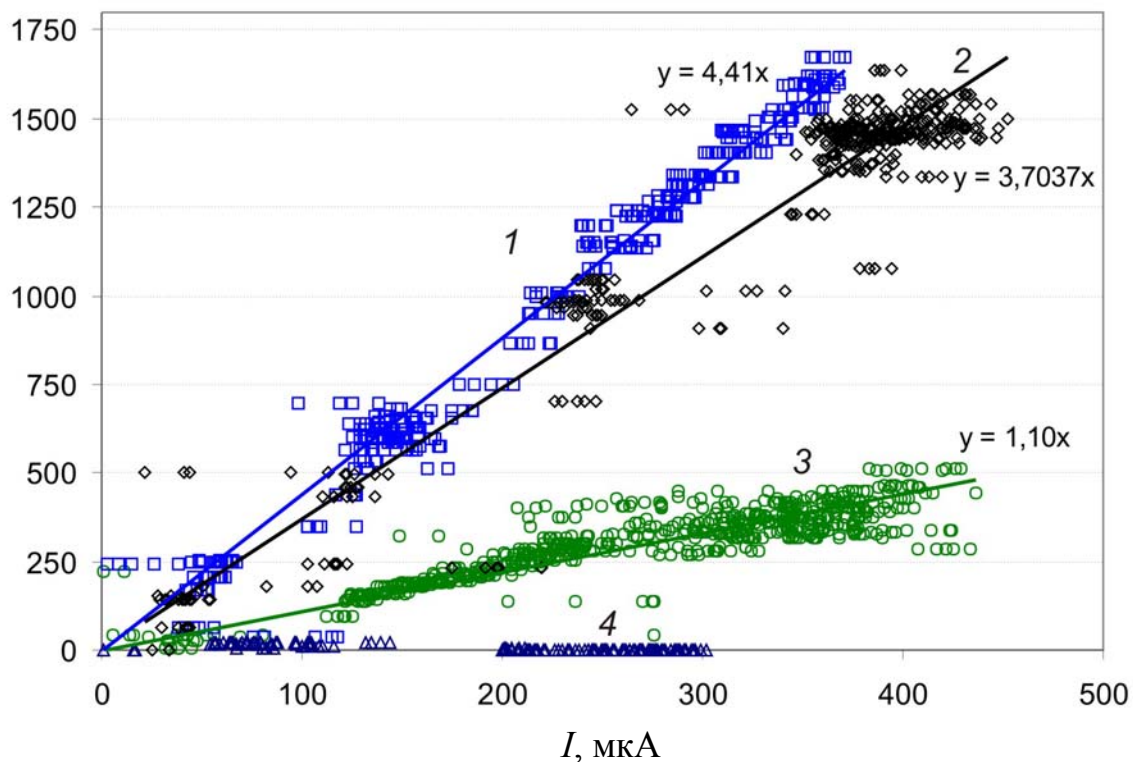
$D_{\gamma}, \text{мкЗв/ч}$ 


Рис. 67. Зависимость мощности дозы рентгеновского и  $\gamma$ -излучения на расстоянии 15 см от мишени от тока протонного пучка при облучении пучком ванадия (1,  $\square$ ), титана (2,  $\diamond$ ), нержавеющей стали (3,  $\circ$ ) и тантала (4,  $\triangle$ ).

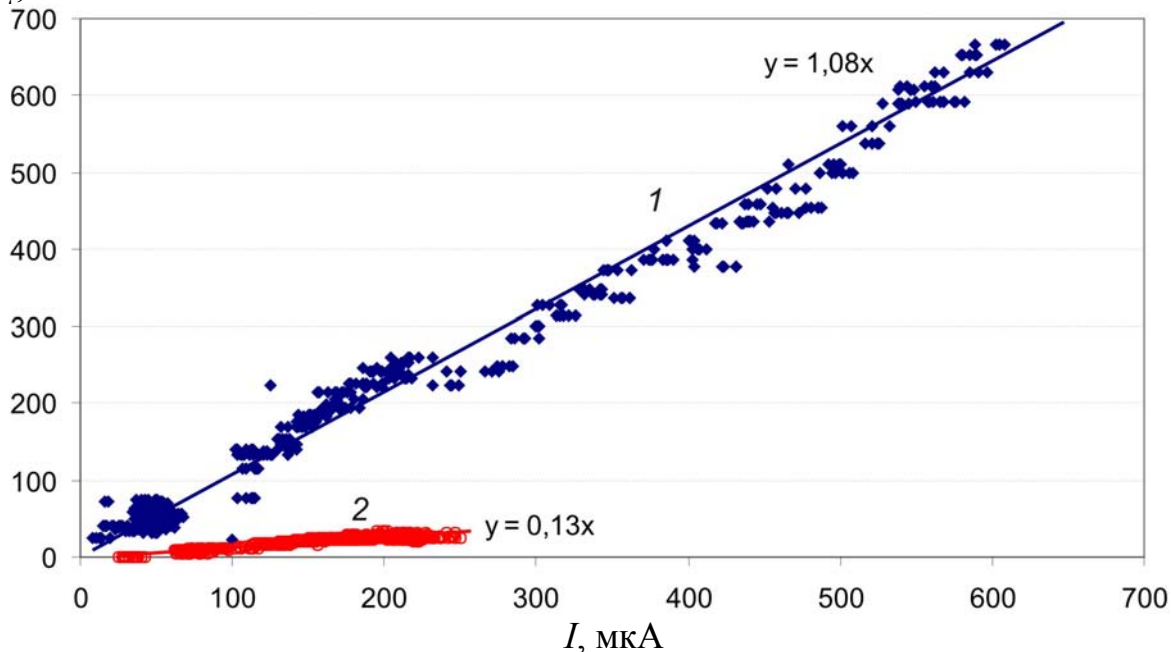
 $D_{\gamma}, \text{мкЗв/ч}$ 


Рис. 68. Зависимость мощности дозы излучения от тока протонного пучка при облучении пучком нейтроногенерирующей мишени с напыленным на медную подложку литием (1) и без напыления лития на медную подложку (2).

Заметим, что при облучении нержавеющей стали и ванадия дозиметром-радиомером ДКС-96 регистрируется излучение нейтронов. Оно подтверждается появлением характерного спектра в сигнале нейтронного детектора с литийсодержащим сцинтиллятором GS20, используемым для измерения спектра нейтронов (см. §4.2). Генерация нейтронов из нержавеющей стали обусловлена реакцией  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$  (порог реакции 1,034 МэВ) из-за присутствия марганца в качестве 2 % примеси, а из ванадия – реакцией  $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$  (порог реакции 1,562 МэВ).

Экспериментально подтверждено, что поглощение 2 МэВ протонов исследованными конструкционными материалами (С, Al, Si, Ti, V, Fe, Cu, Mo, Ta) приводит к существенно меньшему  $\gamma$ -излучению, чем в случае их поглощения литием. Таким образом, использование тонкого литиевого слоя, нанесённого на подложку практически из любого материала, позволяет существенно уменьшить поток  $\gamma$ -квантов по сравнению со случаем поглощения протонов в литии. Толщина литиевого слоя определяется длиной пробега протона, на которой его энергия уменьшается с начальной до 1,882 МэВ – порога генерации нейтронов.

Также установлено, что в целях исключения нейтронного и  $\gamma$ -излучения при попадании протонного пучка на конструкционные материалы следует защищать эти места танталом или молибденом или изготавливать их из этих материалов.

Результаты проведённого исследования представлены и обсуждены на международной конференции [114].

## § 2.5. Обеспечение эффективного теплосъёма

### 2.5.1. Охлаждение жидким металлом

Первый вариант мишени (Рис. 69) представлял собой молибденовый диск толщиной 0,2 мм диаметром 64 мм, приваренный диффузионной сваркой к ребрам диска из стали АРМКО [62]. В этом стальном диске диаметром 74 мм толщиной 4 мм сделаны 10 параллельных каналов глубиной 1 мм и шириной 3,5 мм. Толщина ребер между каналами везде равна 1,5 мм, за исключением центрального ребра толщиной 3 мм. Проведённые гидравлические испытания показали надежность сварки фольги к ребрам диска вплоть до давления воды в 4 атм.



Рис. 69. Мишень перед сборкой (вверху) и после (слева – вид со стороны протонного пучка, справа – с противоположной стороны).

Была разработана, подготовлена и испытана система жидкометаллического охлаждения, включающая насос для прокачки жидкого металла, жидкометаллический контур с коммутационными устройствами, теплообменник, измеритель скорости металла и распределения давлений (Рис. 70). Изготовлена магнитная муфта, обеспечивающая бесконтактную передачу вращательного момента механическому насосу в вакуумированном и заполненном жидким металлом объёме жидкометаллического контура.



Рис. 70. Система жидкометаллического охлаждения.



Рис. 71. Камера мишенного устройства с приёмником пучка и подводами для теплоносителя.

Нейтроннообразующая мишень будет работать в очень сложных тепловых режимах. При энергии протонов 2 МэВ и среднем токе в пучке 10 мА мощность, выделяемая на поверхности мишени, составит  $Q = 20$  кВт. При диаметре пучка 5 см охлаждение, осуществляемое через тонкую стенку вольфрама, должно обеспечить отвод теплового потока с плотностью  $q = 1$  кВт/см<sup>2</sup>.

Проведено сравнение эффективности охлаждения мишени водой и жидким металлом – галлием.

Известно, что в цирконии протоны энергией 2 МэВ теряют энергию на длине 19,155 мг/см<sup>2</sup> [193]. Согласно формуле Бете [194] пройденный протоном путь пропорционален  $Z/A$ , где  $Z$  и  $A$  — атомный номер и атомная масса вещества. Применяя формулу Бете, получим, что длина пробега 2 МэВ протонов в молибдене составляет 21 мкм. Поскольку эта длина много меньше толщины молибденовой фольги, то в дальнейших вычислениях мы можем полагать, что протонный пучок нагревает только поверхность молибденовой фольги.

Средняя температура поверхности молибденовой фольги может быть оценена как

$$T_{Mo} \approx \Delta T_w + \Delta T_{w-liq} + T_{liq},$$

где  $\Delta T_w$  — перепад температуры на в молибденовой фольге;  $\Delta T_{w-liq} = T_w - T_{liq}$  — разность температуры охлаждаемой стенки и жидкости;  $T_{liq}$  — температура охлаждающей жидкости.

Перепад температуры на молибденовой фольге можно оценить как

$$\Delta T_w = q \cdot h_w / \lambda_w,$$

где  $q$  — плотность мощности,  $h_w = 0,2$  мм — толщина молибденовой фольги,  $\lambda_w = 160$  Вт м<sup>-1</sup> К<sup>-1</sup> — коэффициент теплопроводности молибдена. В данном случае  $\Delta T_w$  не превышает 10 °С.

Более сложными термодинамическими процессами определяется перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем. Для эффективного теплосъёма нужно обеспечить турбулентное течение жидкости, когда число Рейнольдса

$$Re = V \cdot d_r / \nu$$

превышает критическое значение  $Re > Re_{cr} = 2300$ . Здесь  $V$  – скорость жидкости,  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости жидкости и  $d_r$  – характерный поперечный размер канала. При прямоугольном канале  $d_r = 4S/\Pi$ ,  $S$  – площадь сечения канала  $\Pi$  – его периметр. Перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем выражается как

$$\Delta T_{w-liq} = q / \varepsilon,$$

где  $\varepsilon$  – коэффициент теплоотдачи, который определяется гидродинамическим режимом течения жидкости и её термодинамическими свойствами. Коэффициент теплоотдачи  $\varepsilon$  определяется как

$$\varepsilon = Nu \cdot \lambda / d_r.$$

Здесь  $Nu$  – критерий Нуссельта, который определяется эмпирическим выражением (критериальное уравнение):

$$Nu \approx 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4},$$

где  $Pr = \nu \cdot C_p \cdot \gamma / \lambda$  – критерий Прандтля.

Характерные значения этих величин при скорости охлаждающей воды от 3 до 15 м с<sup>-1</sup> следующие:  $Pr = 3,037$ ,  $Re \sim 11000 - 55000$ ,  $Nu \sim 62 - 225$ . Перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем вносит основной вклад в температуру поверхности мишени.

Нагрев жидкости по прохождению охлаждающего канала  $T = q / C_p \cdot \gamma \cdot P$  будет определяться её расходом  $P = S \cdot V$  ( $S$  – сечение канала,  $V$  – скорость жидкости) и теплоемкостью  $C_p$ . Здесь  $\gamma$  – плотность жидкости. В наших условиях нагрев жидкости не превышает 10 °С.



В итоге была написана программа определения температуры молибденовой поверхности, охлаждаемой водой или галлием. Основные значения, определяющие критерии  $Re$ ,  $Pr$  и  $Pe$ , приведены в Табл. 8.

Табл. 8. Основные параметры теплоносителей.

Тепло-носитель	$\gamma$ , г см <sup>-3</sup>	$\lambda$ , Вт м <sup>-1</sup> град. <sup>-1</sup>	$C_p$ , Дж кг <sup>-1</sup> град. <sup>-1</sup>	$\nu$ , м <sup>2</sup> с <sup>-1</sup>
H <sub>2</sub> O	1	0,65	$4,2 \cdot 10^3$	$0,47 \cdot 10^{-6}$
Ga	6	27	$0,37 \cdot 10^3$	$0,2 \cdot 10^{-6}$

В результате температура поверхности молибденовой фольги была определена. Например, зависимость температуры поверхности фольги от скорости теплоносителя представлена на Рис. 72. Зависимость величины теплосъёма, требуемого для поддержания температуры поверхности 300 °С, от скорости теплоносителя представлена на Рис. 73.

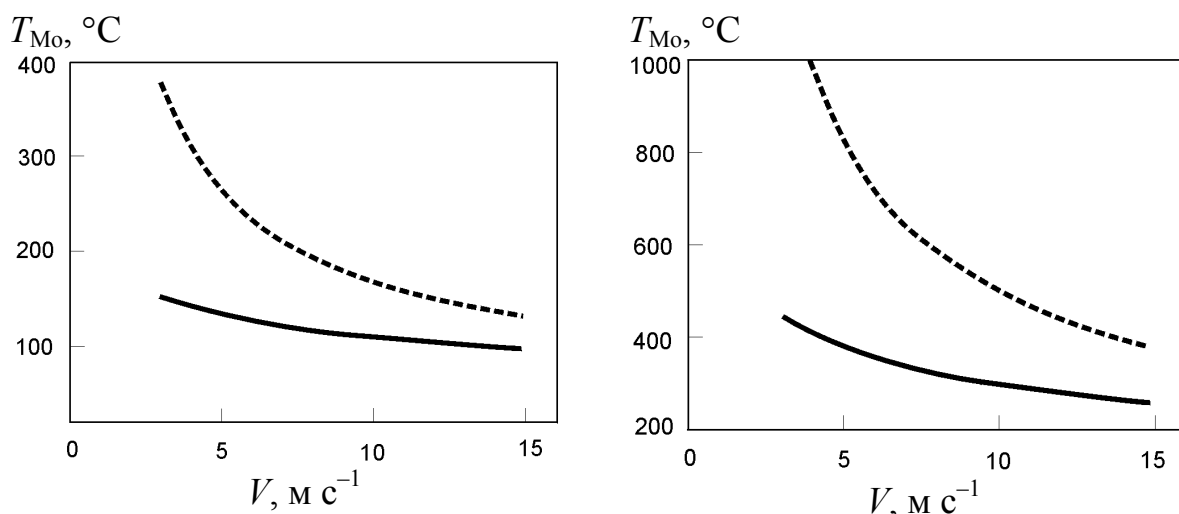


Рис. 72. Зависимость температуры поверхности молибденовой фольги  $T_{Mo}$  от скорости теплоносителя  $V$  при мощности нагрева 14,7 кВт (слева) и 50 кВт (справа) и при охлаждении водой (пунктирная линия) и галлием (сплошная линия).

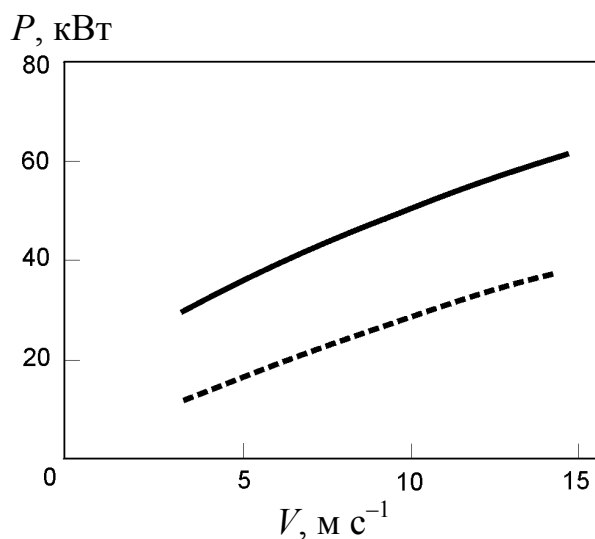


Рис. 73. Зависимость величины теплосъёма, требуемого для поддержания температуры поверхности  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ , от скорости теплоносителя при охлаждении водой (пунктирная линия) и галлием (сплошная линия).

Поскольку жидкометаллический теплоноситель позволяет поддерживать более низкую температуру поверхности мишени по сравнению с водой, не имеет ограничения на температуру охлаждающей поверхности в  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  и не катастрофически опасен в случае его вытекания в вакуумный объём, то жидкометаллический теплоноситель привлекателен для охлаждения мишени.

Тепловые испытания мишени проведены на ускорителе электронов ЭЛВ [195] при энергии электронов  $1,4\text{ МэВ}$  и мощности до  $20\text{ кВт}$ . На Рис. 74 приведена фотография пучка электронов, выведенного в атмосферу через выпускное устройство.

Вначале проведены исследования тепловых режимов мишени, нагреваемой электронным пучком и охлаждаемой водой. Для измерения температуры использовались термопары, расположение которых представлено на Рис. 75.

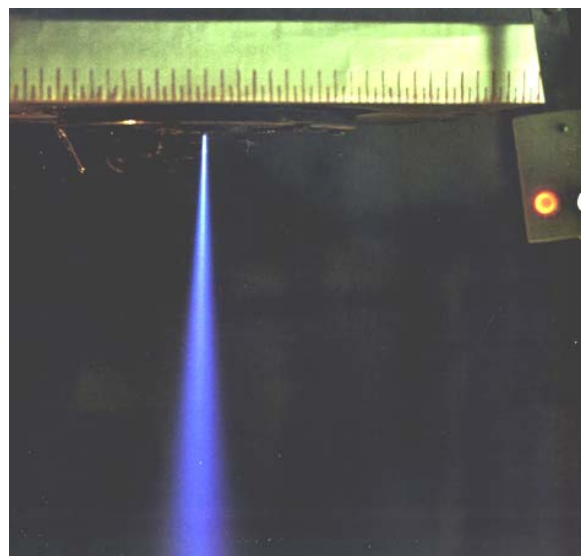


Рис. 74. Выпуск электронного пучка диаметром  $0,7\text{ мм}$  в атмосферу.

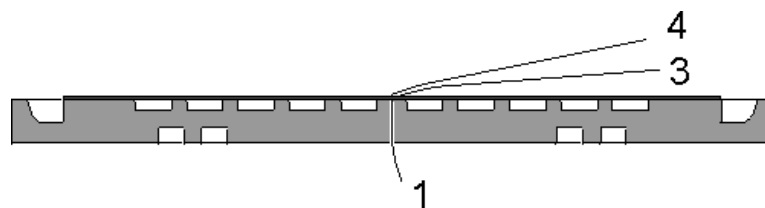


Рис. 75. Мишень с указанием расположения термопар: 1 — термопара 1, 3 — термопара 3, 4 — термопара 4.

Термопара 1 (хромель-копель) установлена непосредственно под молибденовой фольгой через отверстие в центре центрального ребра толщиной 3 мм. Термопара 2 (хромель-алюмель) состоит из двух термопар, расположенных на входе и выходе воды и служит для определения нагрева охлаждающей жидкости. Температура входной воды была равна 30 °С. Термопара 3 (хромель-алюмель) установлена на молибденовой фольге сверху, посередине между водяным каналом и серединой центрального ребра. Термопара 4 (хромель-алюмель) установлена на молибдене сверху над центром центрального 3 мм ребра. Термопары 3 и 4 расположены со стороны электронного пучка. Вторые части термопар 1, 3 и 4 расположены в воздухе на значительном расстоянии. Температура воздуха была равна 20 °С.

Энергия электронов была равна 1,4 МэВ. Диаметр электронного пучка на мишени был равен 5 см. Результаты эксперимента представлены в Табл. 9. Отсутствие некоторых показаний термопары 1 связано со значительными наводками. Отсутствие показаний термопар 3 и 4 в последней строке связано с их сгоранием.

Фотографии мишени после проведения испытаний приведены на Рис. 76.

Зависимость снимаемой мощности от мощности пучка представлена на Рис. 77. Из-за хвостов пучка и отражения электронов от молибдена (например, коэффициент отражения энергии электронов с энергией 1,4 МэВ от серебра равен 19 %, от золота – 29 %) снимаемая мощность составляет примерно 70 % от мощности пучка.

Табл. 9. Результаты исследования тепловых режимов мишени.

Расход воды, см <sup>3</sup> /с	Ток пучка, мА	Мощность пучка, кВт	Плотность мощности, Вт/см <sup>2</sup>	Температура $T$ , °С			
				1	2	3	4
85	0			-	-	-	-
	0,25			-	-	32	45
	0,5	0,7	38	36	2,5	52	80
	1	1,4	77	52	2,5	85	137
	2	2,8	154	70	5	142	246
	4	5,6	300	127	10	225	400
100	2	2,8	154	-	5	130	200
	4	5,6	300	-	7	175	305
	7	9,8	540	-	12	250	445
	10	14	770	-	18	620	835
320	1	1,4	77	35	2,5	40	49
	2	2,8	154	50	2,5	65	100
	4	5,6	300	102	2,5	132	220
	7	9,8	540	155	5	215	370
	10	14	770	225	7,5	310	560
	13	18,2	1000	305	10	385	740
	15	21	1150	475	10		

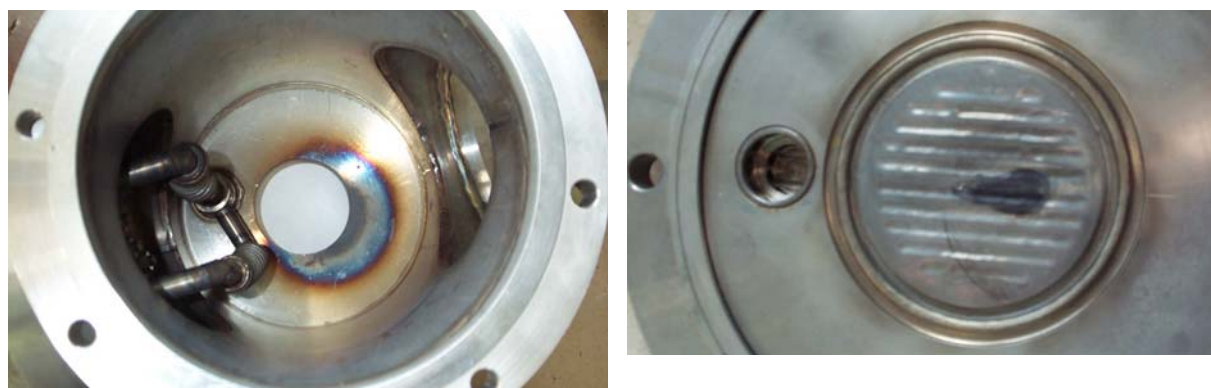


Рис. 76. Камера мишенного устройства (слева) и приёмник пучка (справа) после испытаний. Диаметр отверстия в камере мишенного устройства равен 6 см.

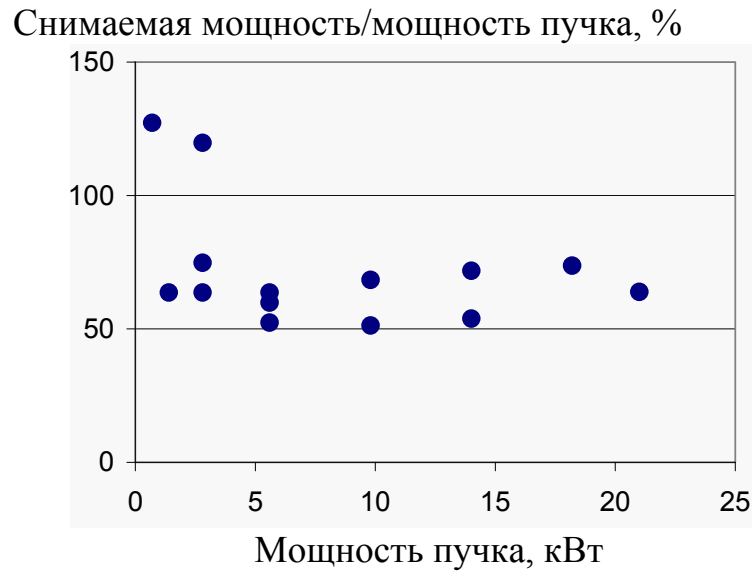


Рис. 77. Зависимость снимаемой мощности от мощности пучка.

Измерена зависимость расхода воды от перепада давления на мишени. В Табл. 10 приведены результаты расчёта скорости воды  $V_{cal}$ , измеренного расхода  $Q$  и измеренной скорости  $V_m$  для некоторых значений давления  $\Delta P$ . В расчётах пренебрегалось изменением направления течения и гидравлическими ударами при сужении или уширении канала. Измеренная скорость течения воды находится в хорошем согласии с вычисленной, что позволяет быть уверенными в правильности определения скорости воды в канале охлаждения.

Табл. 10. Расчётная и измеренная скорость воды для некоторых значений перепада давления.

Параметр	$\Delta P$ , атм			
	0,5	1	1,5	2
$V_{cal}$ , см/с	585	825	1000	1170
$V_m$ , см/с	610	840	1040	1180
$Q$ , см <sup>3</sup> /с	152	211	259	294

Из Табл. 9 и Рис. 72 видно, что измеренная температура поверхности мишени очень сильно отличается от вычисленной температуры поверхности мишени над охлаждающим каналом при поглощении 2 МэВ протонного пучка. Различия обусловлены следующими причинами: вычисления проведены для протонного пучка, в то время как эксперимент сделан с электронным пучком; вычисления сделаны для определения температуры поверхности мишени над охлаждающим каналом, в то время как термопары расположены над стальным ребром, разделяющим охлаждающие каналы. Установка термопар над каналом охлаждения не производилась из-за опасности повредить тонкую молибденовую фольгу в процессе приварки. Термопары 3 и 4 подвергнуты непосредственному воздействию электронного пучка. Термопара 1 установлена без обеспечения хорошего контакта с молибденовой фольгой.

Оценим температуру поверхности молибденовой фольги над охлаждающим каналом при нагреве 1,4 МэВ электронами. Для определения пробега электронов в алюминии рекомендована формула  $R = 412 E^n$ , где  $n = 1,265 - 0,00954 \ln(E)$  [196]. Здесь энергия  $E$  берется в МэВ, и  $R$  получается в единицах  $\text{мг см}^{-2}$ . Для электронов энергией 1,4 МэВ пробег в алюминии составит  $R = 624 \text{ мг см}^{-2}$ . В соответствии с формулой Бете [194] пробег 1,4 МэВ электронов в молибдене составит 762  $\mu\text{м}$ . Видно, что пробег электронов в молибдене больше, чем толщина молибденовой фольги, так что только часть энергии ( $\approx 35\%$ ) электроны теряют в фольге. Оставшаяся часть энергии выделяется в воде ( $\approx 12\%$ ) и в стали ( $\approx 53\%$ ). Так как происходит объёмное выделение энергии, а не поверхностное, то перепад температуры на молибденовой фольге будет в 2 раза меньший. Так как часть энергии выделяется непосредственно в воде, то при расчёте перепада температуры стенка-жидкость следует учитывать только 88% мощности. Такая корректировка позволяет определить зависимость температуры поверхности

молибденовой фольги над охлаждающим каналом от мощности нагрева электронным пучком энергией 1,4 МэВ (Рис. 78).

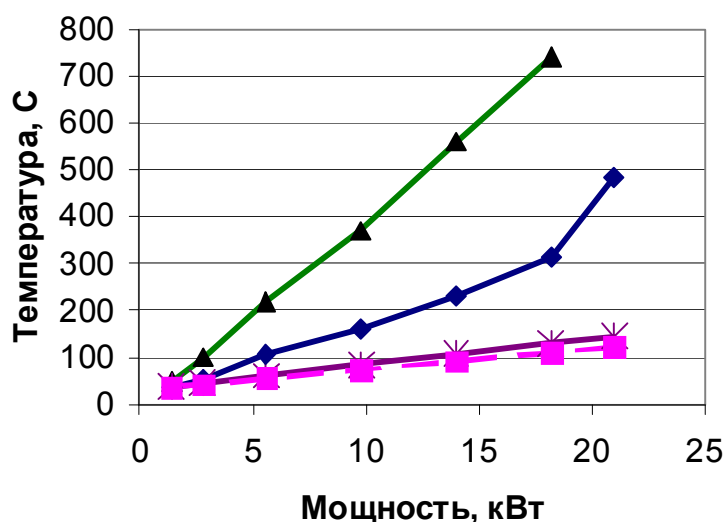


Рис. 78. Зависимость температуры от мощности пучка: ▲ – измеренная на поверхности фольги над центром 3 мм стального ребра; ◆ – измеренная под молибденовой фольгой над центром 3 мм стального ребра; \* – вычисленная над охлаждающим каналом при 2 МэВ протонном пучке; ■ – вычисленная над охлаждающим каналом при 1,4 МэВ электронном пучке. Скорость охлаждающей воды равна  $12,8 \text{ м с}^{-1}$ .

Табл. 11. Коэффициенты теплопроводности ряда металлов.

Материал	$T, ^\circ\text{C}$	Коэффициент теплопроводности, $\text{Вт м}^{-1} \text{ градус}^{-1}$
Литий	182 (тв.)	71
	182 (жид.)	43
	627	53
Молибден	27	162
	327	158
Сталь	0	75
	127	68
	427	50
ARMCO	0	78
Хромель	0	16
	400	23,5
Алюмель	0	32,7
Копель	0	24

Оценим температуру поверхности молибденовой фольги над центром ребра из стали АРМКО при нагреве 1,4 МэВ электронами. Рассмотрим перепад температуры на ребре из стали АРМКО. Необходимые коэффициенты теплопроводности приведены в Табл. 11 [164].

Так как пробег электронов в АРМКО  $\sim 0,5$  мм, толщина молибденовой фольги 0,2 мм, глубина охлаждающего канала 1 мм и толщина ребра 3 мм, то примем путь, проходимый теплом от центра стального ребра до стенки охлаждающего канала, равным 1,7 мм. Полагая коэффициент теплопроводности АРМКО при данных температурах равным  $70 \text{ Вт м}^{-1} \text{ град.}^{-1}$  и принимая во внимание объёмное выделение тепла, получим зависимость температуры поверхности молибденовой фольги над центром 3 мм стального ребра при нагреве электронным пучком энергией 1,4 МэВ (Рис. 79).

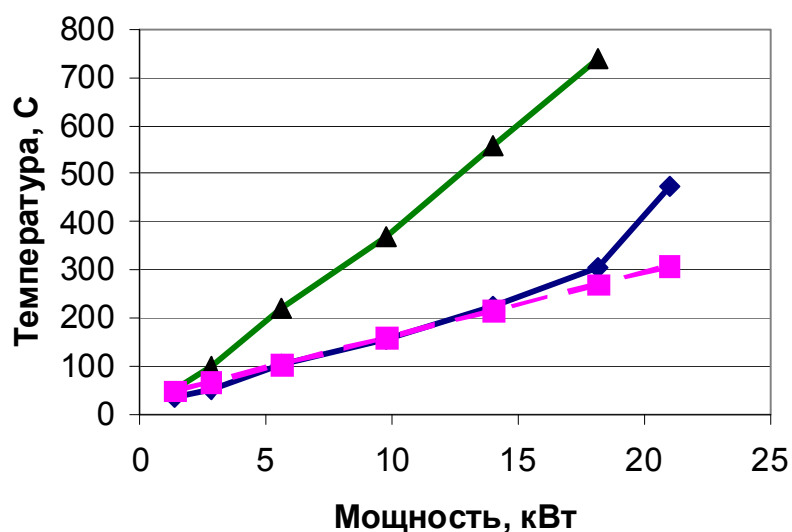


Рис. 79. Зависимость температуры от мощности пучка: ▲ – измеренная на поверхности фольги над центром 3 мм стального ребра; ◆ – измеренная под молибденовой фольгой над центром 3 мм стального ребра; ■ – вычисленная над центром 3 мм стального ребра при 1,4 МэВ электронном пучке. Скорость охлаждающей воды равна  $12,8 \text{ м с}^{-1}$ .

Оценим влияние электронного пучка на показания термопары. Термопары изготовлены из проволоки диаметром 0,3 мм. В присутствии



электронного пучка появляется перепад температуры на проволоке и завышение показаний. При расположении проволоки поперек пучка около 40 % плотности мощности пучка выделяется в проволоке. В этом случае перепад температуры на проволоке  $\Delta T_{th}$  может быть оценен как  $\Delta T_{th} = 0,2 q \cdot h_{th} / \lambda_{th}$ , где  $q$  – плотность мощности,  $h_{th}$  – толщина молибденовой фольги,  $\lambda_{th} = 25 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$  – коэффициент теплопроводности молибдена. При данных параметрах эксперимента  $\Delta T_{th}$  не превышает 20 °С. Такой перепад температуры на проволоке  $\Delta T_{th}$  приводит к завышению показания термопары на величину  $\frac{1}{2} \Delta T_{th}$ . Представленные на Рис. 80 результаты измерений и вычислений показывают, что наблюдается значительное различие между показаниями термопары, расположенной над фольгой непосредственно под пучком, и расчётным значением температуры.

В то же время наблюдается хорошее согласие показаний термопары, расположенной под фольгой, с расчётными значениями, за исключением только одного значения при мощности электронного пучка 21 кВт. Причина последнего заключается в срыве теплосъёма при данной мощности пучка. Следы побежалости, возникшие при срыве теплосъёма, видны на Рис. 76.

Сильное различие показаний термопары, расположенной над фольгой непосредственно под пучком, с расчётными значениями температуры может быть связано с дополнительными температурными скачками, значительными по величине и трудными для оценки их значений. Одной из причин завышения температуры является дополнительный приток тепла из-за нагрева подводящих проволочек термопары. После эксперимента было обнаружено, что термопары перегорели на расстоянии 7 мм от места контакта. Можно предположить, что вся мощность, выделяемая в проволочках на длине 7 мм, стекает на мишень через контакт размером 0,5 мм. Это приводит к возрастанию  $\Delta T_{th}$  более чем на порядок. Расчёты показывают, что согласие показаний термопары с расчётными достигается при температурном скачке на

проволоке в 27 раз больше оцененного выше  $\Delta T_{th}$ . Также трудно оценить температурный скачок контакта термопара–молибден.

Было изучено непосредственное влияние электронного пучка на показания термопар быстрым выключением электронного пучка. Так как никаких быстрых изменений зарегистрировано не было, следовательно, сам по себе электронный пучок не вносит значительных ошибок в показания термопар. Относительно термопары под молибденовой фольгой следует отметить, что, так как диаметр отверстия для помещения термопары (0,7 мм) такой же величины, как глубина проникновения электронов, то термопара со всех сторон окружена одинаково нагретой поверхностью и показывает температуру корректно.

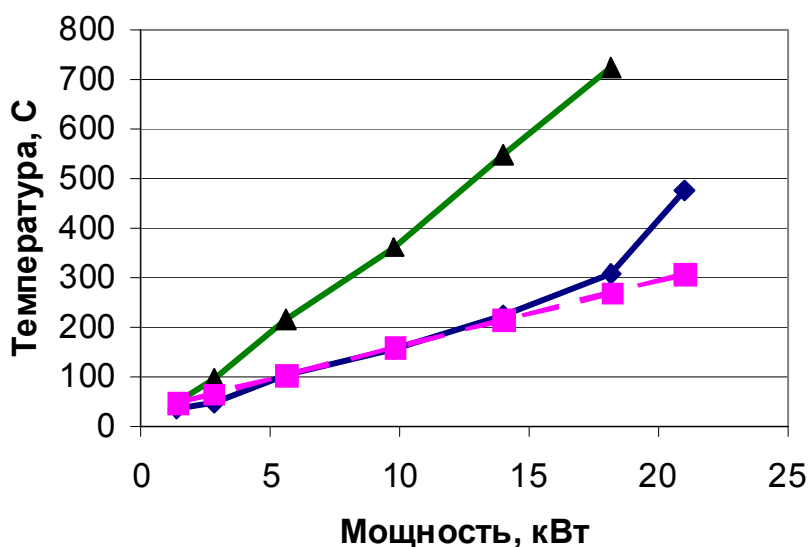


Рис. 80. Зависимость температуры от мощности пучка: ▲ – температура, измеренная на поверхности фольги над центром 3 мм стального ребра без температурного скачка на термопаре; ◆ – сумма температуры, измеренной под молибденовой фольгой над центром 3 мм стального ребра, и температурного скачка на фольге; ■ – вычисленная над охлаждающим каналом при 1,4 МэВ электронном пучке. Скорость охлаждающей воды равна  $12,8 \text{ м с}^{-1}$ .

Таким образом, проведенное экспериментальное изучение теплового режима мишени, нагреваемой мощным электронным пучком и охлаждаемой водой, позволило определить следующее.

1. Результаты расчёта температуры поверхности мишени хорошо согласуются со значениями температуры, измеренной термопарой, расположенной под молибденовой фольгой и не находящейся непосредственно под электронным пучком.
2. Термопары, расположенные непосредственно под электронным пучком, не позволяют производить измерения температуры вследствие неконтролируемого потока тепла через термопару и место соединения термопары с поверхностью мишени.
3. С использованием водяного охлаждения достигнут съём тепла до  $650 \text{ Вт см}^{-2}$ .
4. Жидкометаллическое охлаждение позволяет поддерживать более низкую температуру поверхности мишени по сравнению с водяным.

После экспериментов с водяным охлаждением проведены эксперименты с жидкометаллическим охлаждением. Мишень с системой охлаждения была установлена на подвижную платформу. Сначала электронный пучок направляли на кирпич, на поверхности которого в течение несколько секунд он делал отчетливый отпечаток (Рис. 81). Затем всю систему сдвигали и пучок высаживали на мишень. В процессе испытаний при нагреве 3 кВт электронным пучком произошло разрушение мишени. Через образовавшиеся отверстия в фольге и через отверстие для нижней термопары вытекла часть галлия (Рис. 82). Для выяснения причин разрушения мишени молибденовая фольга была отделена от стального приёмника пучка. Обнаружено значительное разъедание стали АРМКО (Рис. 83). Разъедания молибденовой фольги не обнаружено. Возможно, причиной повреждения мишени явилось вытекание части галлия через отверстие для термопары в результате

проедания стальной перегородки. Т.о., использование жидкометаллического охлаждения привело к разрушению мишени вследствие значительной химической активности галлия, что указывает на отсутствие химической стойкости стали АРМКО к галлию при высокой температуре.

Результаты данного исследования опубликованы в отчёте выполнения контракта № RP2001-2633ETNG, заключённого с Kawasaki Heavy Industries, Ltd. (Япония) и Tomen Corporation (Япония), и в трудах конференций [67, 68].



Рис. 81. Мишень перед испытаниями.

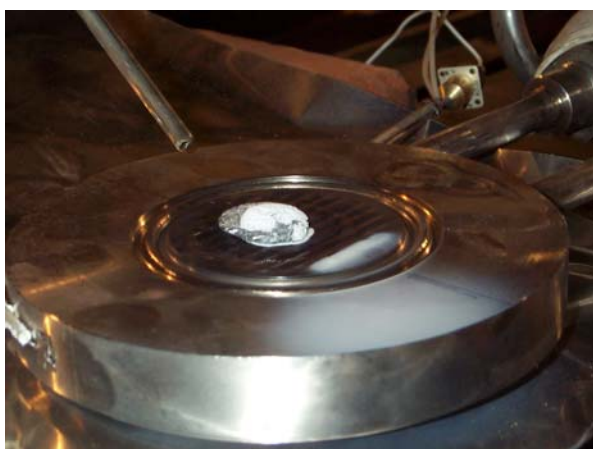


Рис. 82. Мишень после испытаний.



Рис. 83. Приёмник пучка без молибденовой фольги после испытаний.

Дальнейшая перспектива обеспечения эффективного теплосъёма состояла либо в экспериментальном нахождении материалов, стойких к галлию в течение длительного времени при высокой температуре, либо в нахождении решения использования воды для охлаждения.

Была пересмотрена парадигма мишени диаметром 5 см. Конечно, для облегчения теплосъёма желательно увеличивать диаметр мишени. Если в режиме генерации нейтронов при энергии протонов 2,5 МэВ увеличение диаметра мишени с 5 до 10 см практически не сказывается на дозовом распределении, поскольку терапевтический пучок формируется замедлителем/отражателем размером порядка 1 м, то в припороговом режиме генерации это может приводить к уменьшению мощности дозы и, возможно, к изменению соотношений между дозами.

В припороговом режиме генерации нейтронов на оси пучка в работе [197] была определена биологически-взвешенная мощность дозы реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  в опухоли (концентрация  $^{10}\text{B}$  30 ppm) и доза протонов отдачи в тканеэквивалентном фантоме при энергии протонов 1,885 МэВ, диаметре мишени 2, 6 и 10 см и расстоянии мишень–фантом 2,5 см.

По просьбе автора диссертации О.Е. Кононовым были проведены подобные расчёты при энергии протонов 1,910 МэВ, диаметре мишени от 2 см до 12 см и расстоянии мишень–фантом 10 см [102]. Определено, что увеличение диаметра мишени эффективно подавляет дозу протонов отдачи на поверхности фантома при незначительном уменьшении терапевтической дозы от реакции  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  внутри него. Так, при энергии протонов 1,91 МэВ увеличение диаметра мишени с 5 до 10 см приводит к уменьшению дозы протонов отдачи на поверхности фантома на 25 %, в то время как терапевтическая доза уменьшается на 12 %. На Рис. 84 видно, что доза протонов отдачи на поверхности больше терапевтической, следовательно, для терапии необходима установка фильтра между источником нейтронов и

пациентом для уменьшения эффекта от быстрых нейтронов. Таким тонким фильтром, замедляющим нейтроны, генерируемые в припороговом режиме, может быть слой воды. Поскольку с увеличением диаметра мишени отношение дозы протонов отдачи к терапевтической дозе уменьшается, то и толщина этого фильтра может быть уменьшена, что приведет к относительно меньшим потерям в потоке нейтронов. Так, в случае мишени диаметром 10 см слой воды толщиной 2,5 см понижает на 60 % дозу протонов отдачи на поверхности фантома, практически не изменяя максимальную терапевтическую дозу (происходит смещение максимума дозы ближе к поверхности), и делает приемлемым для терапии данную геометрию.

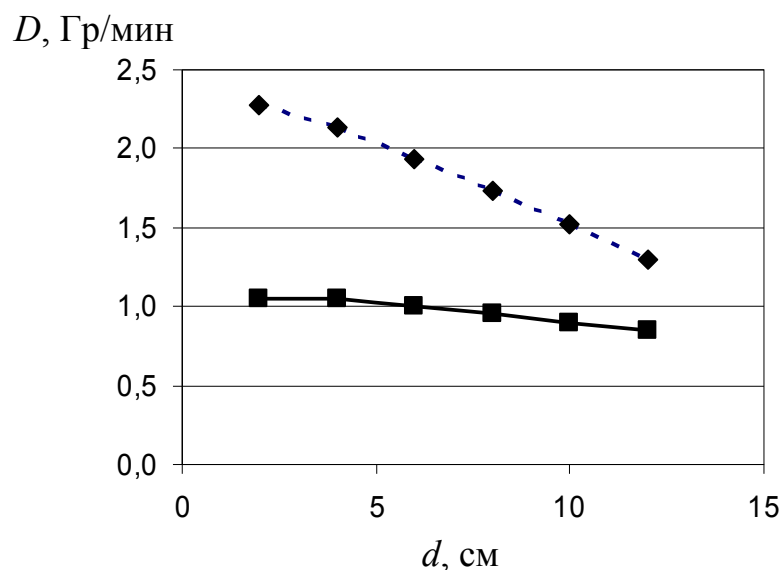


Рис. 84. Зависимость мощности дозы протонов отдачи на поверхности фантома (◆) и максимальной терапевтической дозы (■) от диаметра мишени  $d$  для протонного пучка 10 мА 1,91 МэВ.

Данное рассмотрение позволило выбрать следующую оптимальную геометрию терапии в припороговом режиме: диаметр мишени 10 см, расстояние мишень–фантом 2,5 см, заполненное водяным фильтром, и энергия протонов 1,915 МэВ.

Увеличение диаметра мишени в 2 раза приводит к уменьшению плотности мощности нагрева в 4 раза, что позволяет уже рассматривать воду в качестве охлаждающей жидкости для поддержания литиевого слоя в твёрдом состоянии.

### 2.5.2. Охлаждение водой

Новый изготовленный вариант мишени, учитывающий результаты тепловых испытаний, изложенные в предыдущем параграфе, представлен на Рис. 85. Приёмником пучка является вольфрамовый диск толщиной 3 мм диаметром 80 мм с 13 расположенными параллельно с шагом 3,7 мм прямоугольными каналами для охлаждения размером 3 мм × 2 мм, изготовленными электроискровым способом. Диск плотно прижимается к титановому корпусу без диффузионной сварки. Отказ от трудоемкой диффузионной сварки позволил получить более однородное температурное поле на поверхности мишени вследствие уменьшения толщины ребер с 1,5 до 0,7 мм и вследствие увеличения расстояния от поверхности мишени до охлаждаемой теплоносителем поверхности с 0,2 до 1 мм.

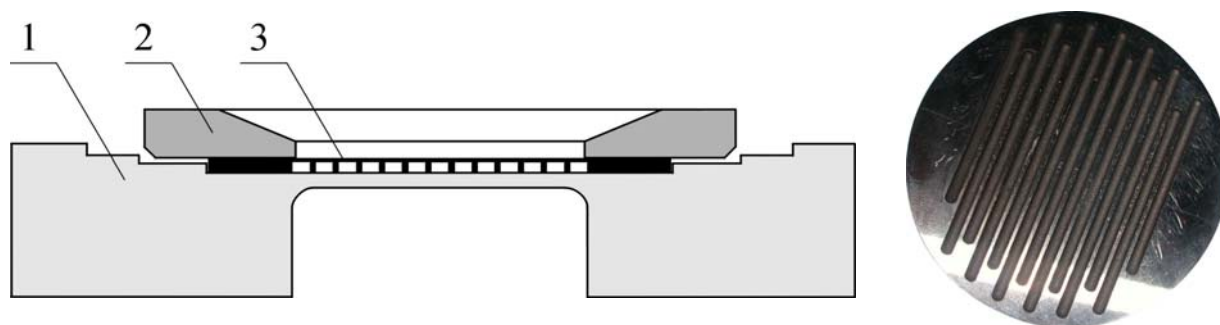


Рис. 85. Нейтронообразующая мишень: 1 – титановый корпус, 2 – прижимной фланец, 3 – приёмник пучка (вольфрамовый диск).  
Справа приведена фотография вольфрамового диска со стороны охлаждающих каналов.

### 2.5.2.1. Гидравлическое сопротивление при течении теплоносителя

Как будет показано далее, для эффективного теплосъёма необходимо обеспечить турбулентное течение теплоносителя в каналах охлаждения. При установившемся прямолинейном симметричном изотермическом течении жидкости в трубе падение давления выражается формулой Дерси:

$$\Delta P = \zeta \frac{l}{d} \frac{\rho u^2}{2},$$

где  $\zeta$  – коэффициент сопротивления трения;  $l$  – длина трубы;  $d$  – диаметр круглой трубы или гидравлический диаметр некруглой ( $d_T = 4 S/\Pi$ , где  $S$  – площадь сечения канала,  $\Pi$  – периметр канала);  $\rho$  – плотность,  $u$  – скорость течения жидкости.

При ламинарном течении в круглой гладкой трубе (закон Гагена–Пуазейля)

$$\zeta = \frac{64}{\text{Re}}.$$

При турбулентном течении в шероховатой трубе  $\zeta$  хорошо аппроксимируется в области  $10^4 < \text{Re} < 10^5$  эмпирической формулой Альтшуля [198]:

$$\zeta = 0,11 \left( \frac{k}{d} + \frac{68}{\text{Re}} \right)^{0,25},$$

где  $\text{Re}$  – число Рейнольдса;  $k$  – средняя высота выступов шероховатости.

Для области смены режимов стабилизированного течения может быть применена единая формула расчёта коэффициента сопротивления трения, предложенная Адамовичем [198]:

$$\zeta = \zeta_{\text{л}} (1 - p) + \zeta_{\text{т}} p,$$

где  $\zeta_{\text{л}}$  принимается за  $\zeta$  при ламинарном течении,  $\zeta_{\text{т}}$  – при турбулентном, а

$$p = \frac{1}{2} \left[ \text{erf} \left( \frac{\text{Re} - \text{Re}_0}{764} \right) + \text{erf} \left( \frac{\text{Re}_0}{764} \right) \right],$$



в которой  $Re_0 = 1530 (k/d)^{-0,08}$ ,  $\text{erf}(x)$  – табулированная функция ошибок.

Помимо перепада давления, вызванного трением, существуют ещё и перепады давления из-за входов в каналы, внезапного расширения сечения канала, поворота течения, слияния или разделения течения и т.п. [199], выражаемые через коэффициенты местных гидравлических сопротивлений  $\zeta$ :

$$\Delta P = \zeta \frac{\rho u^2}{2}.$$

При входе в канал поток обтекает кромку входного отверстия, но при недостаточно закругленной кромке входного отверстия поток по инерции отрывается вблизи входа от внутренней поверхности. Этот отрыв потока и вызванное им вихреобразование являются основными источниками потерь давления на входе. Отрыв потока от стенок трубы влечёт за собой уменьшение поперечного сечения струи. Срез или закругление стенки входного участка приводят к тому, что поворот потока вокруг входной кромки получается более плавным и зона отрыва потока уменьшается, благодаря чему уменьшается и сопротивление входа. Например, для плавного коллектора, очерченного по дуге круга радиуса  $0,2 d$ , коэффициент сопротивления  $\zeta$  снижается до  $0,04$  с  $\zeta = 0,5$  при острой кромке с торцевой стенкой [199, стр. 126].

При внезапном расширении поперечного сечения канала образуется струя, отделённая от остальной среды поверхностью раздела, которая распадается и свертывается в вихри. Длина участка, на котором происходит вихреобразование, постепенное рассасывание вихрей и полное растекание потока по сечению, составляет примерно 10 гидравлических диаметров широкого сечения. Это вихреобразование приводит к так называемым потерям на "удар". При значительном расширении струи сопротивление на удар стремится к  $\zeta = 1$ . Его можно снизить на 35 – 40 % путем правильной установки дефлекторов. Существенное уменьшение сопротивления с внезапным расширением достигается при устройстве за узким сечением

"карманов", способствующих образованию в них стационарного вихревого кольца. Потери давления на участке с внезапным расширением могут быть значительно уменьшены путем дробления вихрей в этом участке с помощью поперечных перегородок, верхние кромки которых находятся на уровне верхней границы вихревой зоны, но не выступают в активный поток. Поперечные ребра, очевидно, уменьшают интенсивность обратного тока в канале, а также заменяют неустойчивые вихри на стационарные.

В изогнутых трубах и каналах вследствие искривления течения потока появляются центробежные силы, направленные к внешней стенке трубы. Этим обуславливается повышение давления у внешней стенки и понижение его у внутренней при переходе потока из прямолинейного участка трубопровода в изогнутый, что приводит к отрыву потоков от обеих стенок. Образованная вследствие отрыва от внутренней стенки вихревая зона распространяется далеко вперед и в ширину, существенно сокращая сечение основного потока. Именно это вихреобразование у внутренней стенки вместе со вторичными потоками определяет характер распределения скоростей за поворотом и, соответственно, местное сопротивление. При повороте на  $90^\circ$  сопротивление канала с острыми кромками имеет величину  $\zeta = 1$ . Скругление кромок колена (особенно внутренней) значительно смягчает условия отрыва потока и, следовательно, снижает сопротивление. При скруглении только внутренней кромки минимальное сопротивление колена с поворотом на  $90^\circ$  получается при радиусе скругления от 1,2 до 1,5 диаметра канала. При дальнейшем увеличении радиуса сопротивление начинает заметно возрастать из-за существенного увеличения площади поперечного сечения, приводящего к падению скорости и усилению диффузорного отрыва потока. Скругление внешней стенки не приводит к заметному снижению сопротивления колена. Оптимальное колено реализуется при радиусе скругления внешней стенки, на  $0,6 d$  большем радиуса скругления внутренней (либо симметричным срезом

внешней кромки с продольным размером, равным диаметру). В итоге скруглением внутренней кромки радиусом порядка диаметра канала и срезом внешней можно понизить сопротивление до  $\zeta = 0,2$  [199, стр. 290].

При слиянии двух одинаково направленных потоков, движущихся с различной скоростью, наблюдается турбулентное смешивание потоков, сопровождаемое невосполнимыми потерями полного давления. При переходе от турбулентного к ламинарному течению происходит ещё и скачкообразное нарастание коэффициента сопротивления бокового ответвления от величины  $\zeta \approx 1$  до  $\zeta \approx 2$ . Сопротивление может быть заметно снижено скруглением мест стыка или постепенным расширением бокового ответвления.

#### ***2.5.2.2. Определение температуры поверхности литиевого слоя***

Проведём сравнение эффективности охлаждения водой и жидким металлом – галлием. Определим зависимость температуры литиевого слоя от скорости теплоносителя при плотности потока тепла  $q = 318 \text{ Вт см}^{-2}$  (что соответствует снятию 25 кВт с мишени диаметром 10 см). В конце рассмотрения сравним полученные результаты с режимом плотности потока тепла  $1272 \text{ Вт см}^{-2}$  (что соответствует снятию 25 кВт с мишени диаметром 5 см).

Температура поверхности литиевого слоя может быть определена как

$$T = \Delta T_{\text{Li}} + \Delta T_{\text{W}} + \Delta T_{\text{w-liq}} + \Delta T_{\text{liq}} + T_0,$$

где  $\Delta T_{\text{Li}}$  – перепад температуры на слое лития;  $\Delta T_{\text{W}}$  – перепад температуры на вольфраме;  $\Delta T_{\text{w-liq}}$  – разность температуры охлаждаемой стенки и жидкости;  $\Delta T_{\text{liq}}$  – величина среднего нагрева теплоносителя;  $T_0$  – начальная температура теплоносителя.

Известно, что длина пробега 2 МэВ протонов в литии составляет  $L = 270 \text{ мкм}$ , в вольфраме  $L = 15 \text{ мкм}$  [200].

Перепад температуры на слое лития толщиной 100  $\mu\text{м}$  можно оценить как

$$\Delta T_{\text{Li}} = 0,5 q \cdot h_{\text{Li}} / \lambda_{\text{Li}},$$

где коэффициент 0,5 отражает объёмное выделение тепла в литии;  $q$  – плотность мощности;  $h_{\text{Li}} = 100 \mu\text{м}$  – толщина слоя лития;  $q_{\text{Li}}$  – мощность, выделяемая в слое лития при торможении 2,5 МэВ протонов, которая составляет 28 % от полной мощности;  $\lambda_{\text{Li}} = 70 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$  – коэффициент теплопроводности твердого лития. В данном случае  $\Delta T_{\text{Li}}$  не превышает 1  $^{\circ}\text{C}$ . Здесь необходимо особо подчеркнуть, что увеличение толщины литиевого слоя в 10 раз (до 1 мм) приведет к увеличению перепада температуры  $\Delta T_{\text{Li}}$  в 100 раз – до 70  $^{\circ}\text{C}$ , поскольку вся мощность протонного пучка будет выделяться в литиевом слое, и вряд ли удастся поддерживать слой лития в твердом состоянии, а теплопроводность жидкого лития ниже:  $\lambda_{\text{Li}} = 43 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$ .

Поскольку длина пробега протона  $L$  в вольфраме много меньше толщины приёмника пучка, то можно полагать, что протонный пучок нагревает только поверхность. Тогда перепад температуры от поверхности вольфрамового диска до охлаждающего канала можно оценить как

$$\Delta T_{\text{W}} = q \cdot h_{\text{W}} / \lambda_{\text{W}},$$

где  $h_{\text{W}} = 1 \text{ мм}$  и  $\lambda_{\text{W}} = 130 \text{ Вт м}^{-1} \text{ К}^{-1}$  – толщина и коэффициент теплопроводности вольфрама. В данном случае  $\Delta T_{\text{W}} = 25 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Так как тепло снимается охлаждающей жидкостью, то на выходе из мишени она нагревается на

$$\Delta T_{\text{liq}} = \frac{P}{C_p \rho N S u},$$

где  $P$  – мощность нагрева;  $N$  – количество каналов охлаждения;  $S$  – площадь сечения канала;  $u$  – скорость жидкости;  $C_p$  – теплоемкость;  $\rho$  – плотность. Для

данной мишени величина среднего нагрева теплоносителя, определяемая как половина от величины нагрева теплоносителя на выходе из системы, принимает характерные значения  $5\text{ }^{\circ}\text{C}$  для воды и  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  для галлия при скорости теплоносителя  $u = 10\text{ м с}^{-1}$ .

Основной вклад в нагрев поверхности мишени даёт процесс переноса тепла от твердой стенки теплоносителю, осуществляемый конвективным теплообменом. Для эффективного теплосъёма необходимо обеспечить турбулентное течение жидкости, при котором число Рейнольдса  $Re = u \cdot d_r / \nu$  превышает критическое значение  $Re > Re_{кр} = 2300$ . Здесь  $u$  – скорость жидкости,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости жидкости и  $d_r$  – определяющий размер, равный диаметру круглой трубы или гидравлическому диаметру некруглой ( $d_r = 4 S/\Pi$ , где  $S$  – площадь сечения канала,  $\Pi$  – периметр канала). Перепад температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем  $\Delta T_{w-liq}$  определяется как

$$\Delta T_{w-liq} = P / \alpha S,$$

где  $P$  – передаваемая мощность тепла;  $S$  – площадь поверхности теплообмена;  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи, который определяется гидродинамическим режимом течения жидкости и её термодинамическими свойствами. Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  выражается через критерий Нуссельта  $Nu$  и коэффициент теплопроводности жидкости  $\lambda$  следующим образом:

$$\alpha = \frac{Nu \lambda}{d}.$$

По признакам влияния свойств теплоносителя на условия теплообмена все жидкости разделяются на 3 класса [198], характеризующиеся числом Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu C_p \rho}{\lambda}.$$

Эти 3 класса следующие: жидкости с  $Pr \approx 1$ , с  $Pr > 1$  и с  $Pr \ll 1$ . Вода, характеризующаяся  $Pr$  от 3 при 60 до 8 при 20 °С, относится к классу жидкостей, у которых молекулярный перенос количества движения интенсивней молекулярного переноса тепла. Галлий же, имеющий  $Pr = 0,017$ , относится к другому классу жидкостей, у которых молекулярный перенос тепла значительно более интенсивный, чем молекулярный перенос количества движения.

Для определения теплопереноса турбулентному потоку воды рекомендована следующая расчётная формула [198]:

$$Nu = \frac{0,023 Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}.$$

Так как у воды  $Pr > 1$ , шероховатость стенок труб оказывает влияние на теплоотдачу турбулентному потоку, и приведенное выше выражение трансформируется к виду, учитывающему отношения коэффициентов трения шероховатых труб  $\zeta_{ш}$  к гладким трубам  $\zeta$ :

$$Nu = \frac{0,023 \left( \frac{\zeta_{ш}}{\zeta} \right) Pr Re^{0,8}}{1 + 2,14 \sqrt{\frac{\zeta_{ш}}{\zeta}} Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}.$$

Интенсивность теплоотдачи в шероховатых трубах возрастает, но относительно меньше, чем коэффициент гидравлического сопротивления.

Для вычисления теплоотдачи турбулентному потоку жидкого металла, не подвергнутому специальной систематической очистке, рекомендована формула М.А. Михеева, В.А. Баума, К.Д. Воскресенского и О.С. Федынского [198]:

$$Nu = 3,4 + 0,014 Pr^{0,8} Re^{0,8}.$$

Эта формула пригодна для стабилизированной теплоотдачи, практически имеющей место у труб с  $L > 30 D$ . В области  $5 < L/D < 30$  следует

вводить поправочный коэффициент  $1,7 (D/L)^{0,16}$ . Поскольку для галлия перенос тепла по каналу теплопроводности значительно более интенсивный, чем молекулярный перенос количества движения, то шероховатость стенок не оказывает заметного влияния на теплоотдачу.

Зависимость перепада температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем  $\Delta T_{w-liq}$  в результате конвективного теплообмена от скорости теплоносителя представлена на Рис. 86. В качестве примера характерных значений этой величины можно указать, что  $\Delta T_{w-liq} = 56^\circ\text{C}$  при охлаждении водой с начальной температурой  $30^\circ\text{C}$  в каналах с шероховатостью  $10\ \mu\text{m}$  и  $\Delta T_{w-liq} = 28^\circ\text{C}$  при охлаждении галлием. Здесь следует обратить внимание на тот факт, что если увеличить плотность потока тепла в 4 раза, то из-за очень высокой температуры мишени использование воды практически невозможно, поскольку происходит её закипание у охлаждаемой стенки, приводящее к срыву теплосъёма.

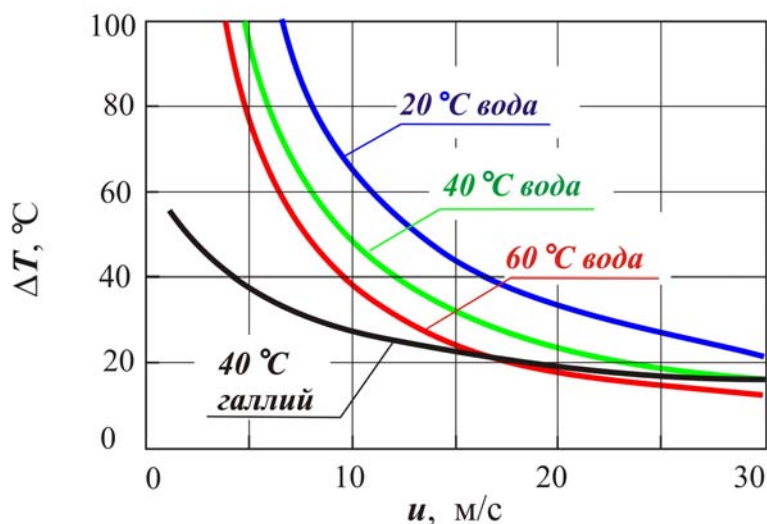


Рис. 86. Зависимость перепада температуры между охлаждаемой стенкой и теплоносителем  $\Delta T_{w-liq}$  от скорости теплоносителя для воды с начальной температурой 20, 40 и  $60^\circ\text{C}$  и галлия с начальной температурой  $40^\circ\text{C}$  при плотности потока тепла  $318\ \text{Вт см}^{-2}$ .

На Рис. 86 представлена зависимость температуры поверхности

мишени от скорости теплоносителя. Видно, что увеличение диаметра мишени с 5 до 10 см позволит использовать в качестве теплоносителя не только галлий, но и воду и охлаждать мишень до температуры ниже температуры плавления лития при разумных скоростях течения теплоносителя порядка 10 м/с.

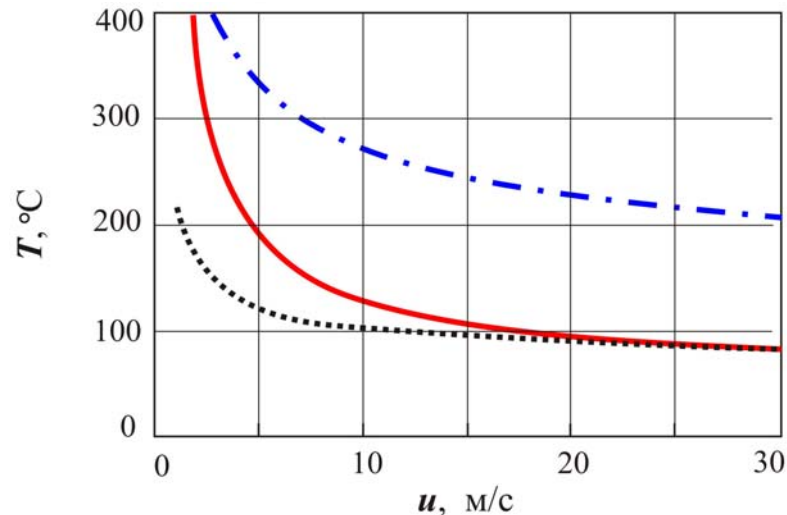


Рис. 87. Зависимость температуры поверхности мишени  $T$  от скорости теплоносителя при плотности потока тепла  $1272 \text{ Вт см}^{-2}$  и охлаждении галлием с начальной температурой  $40 \text{ °C}$  (верхняя кривая), и при плотности потока тепла  $318 \text{ Вт см}^{-2}$  и охлаждении водой с начальной температурой  $30 \text{ °C}$  (сплошная линия) или галлием (пунктирная).

Поскольку плотность галлия в 6 раз больше плотности воды, то для достижения такой же скорости течения галлия требуется приложить давление примерно в 5 раз большее (линейная зависимость давления от плотности ослабляется тем, что коэффициент трения галлия меньше коэффициента трения воды из-за меньшей вязкости). Так, скорость течения 10 м/с обеспечивается перепадом давления 0,8 атм для воды и 4,5 атм для галлия. Такая скорость в мишени, когда все каналы соединены параллельно, приводит к расходу в  $2 \text{ м}^3/\text{ч}$ . Расход может быть уменьшен последовательным соединением каналов, что не приведёт к заметному увеличению температуры. Полагая, что скорость теплоносителя будет определяться возможностью



обеспечения давления, представим зависимость температуры поверхности мишени от перепада давления (Рис. 88). Видно, что при реальной возможности обеспечения перепада давления в охлаждающих каналах более 0,4 атм использование воды предпочтительнее для получения более низкой температуры поверхности мишени.

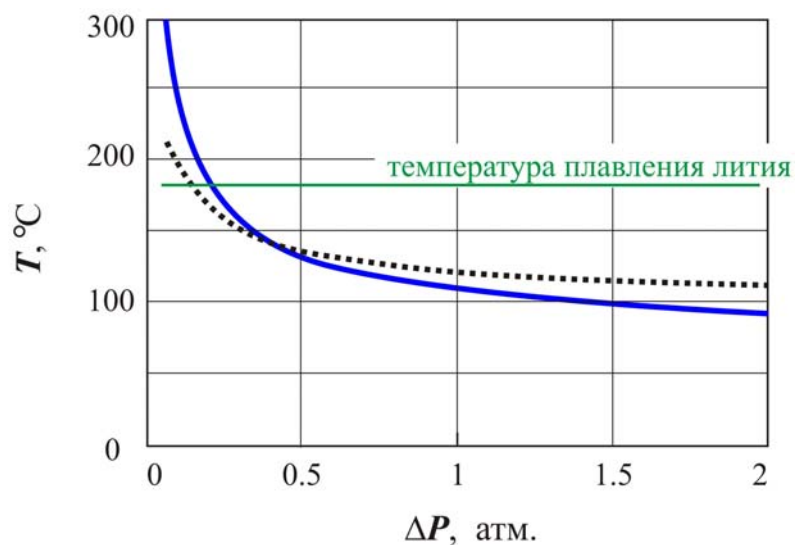


Рис. 88. Зависимость температуры поверхности мишени  $T$  от перепада давления  $\Delta P$  при охлаждении водой с начальной температурой  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  (сплошная линия) и галлием с начальной температурой  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  (пунктирная) при плотности потока тепла  $318\text{ Вт см}^{-2}$ .

Рассмотрение зависимости температуры поверхности мишени от начальной температуры охлаждающей воды (Рис. 89) показывает, что при скорости порядка  $7\text{ м/с}$  такой зависимости нет. Это связано с тем, что использование более горячего теплоносителя компенсируется более эффективным теплосъёмом с охлаждаемой поверхности из-за уменьшения вязкости воды. Такой режим представляется привлекательным, поскольку не накладывает жестких условий на температуру теплоносителя.

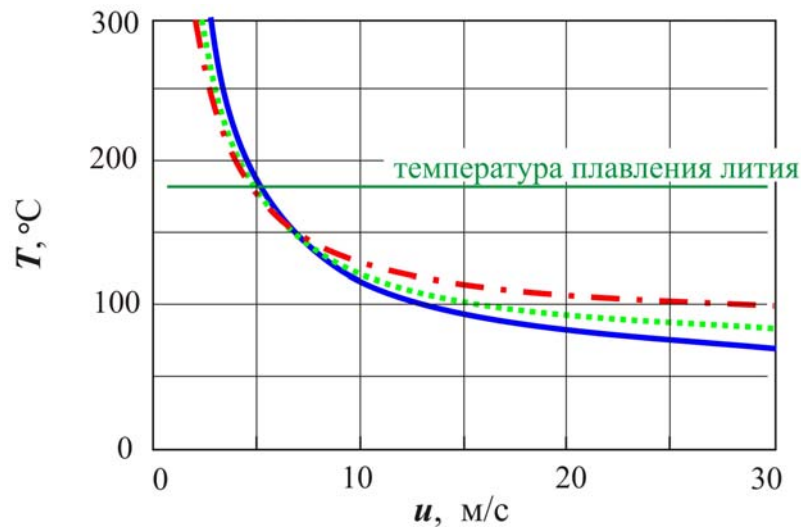


Рис. 89. Зависимость температуры поверхности мишени  $T$  от скорости воды с начальной температурой 20 °С (сплошная линия), 40 °С (пунктирная), 60 °С (штрихпунктирная) при плотности потока тепла 318 Вт см<sup>-2</sup>.

### 2.5.2.3. Тепловые испытания

Проведены тепловые испытания мишени при нагреве омическим нагревателем мощностью до 20 кВт. Омические нагреватели изготовлены из ниобиевой или танталовой пластины толщиной 0,1 мм, в которой электроискровым способом с зазором 0,2 мм нарезаны полоски шириной 2 мм в виде спирали Архимеда (Рис. 90). Затем



Рис. 90. Омический нагреватель.

электрохимическим микродуговым методом нагреватель покрыт тонким слоем пятиоксида этих металлов ( $\text{Nb}_2\text{O}_5$  или  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ; 5-10  $\mu\text{м}$ ), обеспечивающим изоляцию напряжения не менее 300 В. Сопротивление нагревателя составляет величину порядка 1 Ом. Токоввод (Рис. 91) обеспечивается молибденовыми стержнями, поджатыми пружинами. Нагреватель запитывается от стабилизированного источника током до 100 А. Нагреватель плотно

прижимается к мишени через BeO-изолятор толщиной 1 мм с помощью массивного термостойкого неорганического изолятора с малой теплопроводностью, затрудняющего теплоотвод в другую сторону. Следует заметить, что использование стабилизированного источника тока необходимо, иначе при наличии значительной составляющей переменного тока тепловые подвижки нагревателя приводят к истиранию изолятора и сгоранию нагревателя. Мишень охлаждается течением дистиллированной воды в каналах со скоростью до 5 м/с. Температуру поверхности мишени измеряют термопарой, проложенной между изолятором и мишенью в углублении диска. В данных экспериментах в качестве приёмника пучка используется медный диск толщиной 5 мм.



Рис. 91. Токоввод с изолятором (слева) и мишень с нагревателем и токовводом в сборе (справа).

Результаты эксперимента представлены на Рис. 92. На экспериментально измеренной кривой видны 3 режима теплосъёма: i) до  $250 \text{ Вт см}^{-2}$  – турбулентное течение воды без закипания, которое хорошо согласуется с расчётом, ii) от  $250 \text{ Вт см}^{-2}$  до  $400 \text{ Вт см}^{-2}$  – турбулентное течение воды с пузырьковым кипением, когда температура практически не растёт, и iii) свыше  $450 \text{ Вт см}^{-2}$  – турбулентное течение воды с пленочным кипением, когда происходит срыв теплосъёма и температура начинает резко расти. При

плотности мощности нагрева  $318 \text{ Вт см}^{-2}$  поверхность мишени нагревается до  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  при скорости воды  $3 \text{ м/с}$ , что несколько меньше расчётной в том числе и потому, что уже реализуется пузырьковое кипение, которое детектируется не только по плато на графике, но и по характерному звуку в момент проведения эксперимента. Конечно, теплосъём с пузырьковым кипением более эффективен, однако для получения более низкой температуры и из соображений безопасности рабочим режимом охлаждения следует выбрать режим охлаждения турбулентным потоком воды без закипания. Случайный локальный перегрев может привести к пузырьковому кипению, но это не даст значительного повышения температуры. Также достаточно протяженное по мощности плато, соответствующее пузырьковому кипению, обеспечивает почти двукратный запас до той мощности нагрева, при которой возможен срыв теплосъёма и нежелательное разрушение мишени.

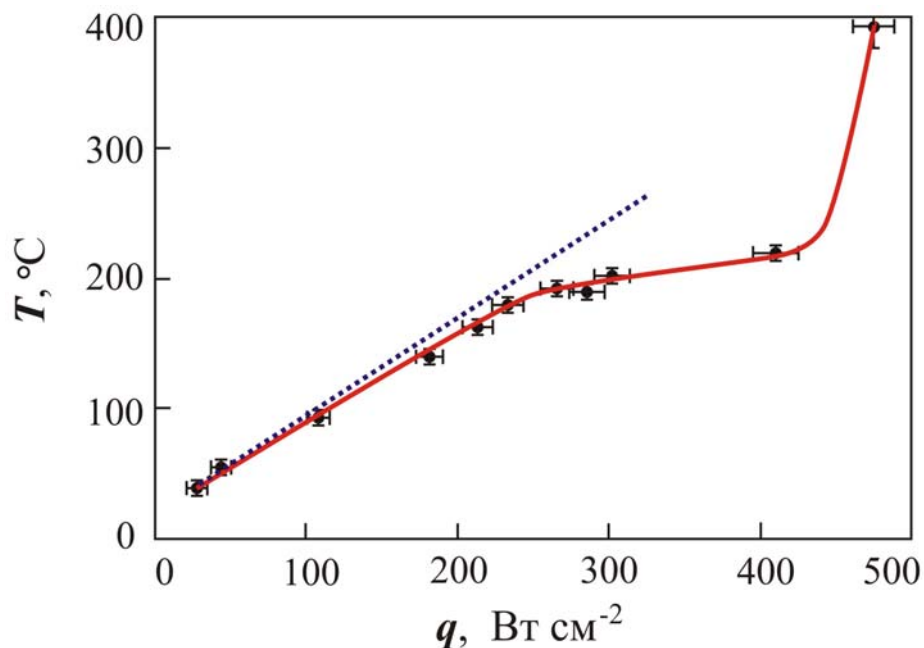


Рис. 92. Зависимость температуры поверхности мишени  $T$  от плотности мощности нагрева  $q$  при скорости охлаждающей воды  $3 \text{ м/с}$ : сплошная линия – экспериментально измеренная, пунктирная – расчётная для турбулентного течения без закипания.

Проведённые тепловые испытания и расчёты позволяют уверенно констатировать, что при поглощении 25 кВт протонного пучка мишенью диаметром 10 см возможно поддержание литиевого слоя в твёрдом состоянии при охлаждении мишени турбулентным потоком воды со скоростью порядка 10 м/с. Результаты расчётов и эксперимента были представлены автором на Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии [72] и опубликованы в научном журнале [32].

## § 2.6. Влияние радиационного блистеринга

Поскольку литиевый слой нейтроногенерирующей мишени тонкий, то протоны в нём не поглощаются, а только тормозятся до энергии немного ниже 1,882 МэВ. Дальнейшее торможение и поглощение протонов происходит в материале подложки, на которую напылён литиевый слой. Основные потери энергии протонов обусловлены процессом ионизации атомов вещества, сечение которого растёт с падением энергии, вследствие чего основную часть энергии протон теряет перед моментом остановки (кривая Брэгга, пик Брэгга). Торможение протонов с энергиями порядка 2 МэВ происходит практически по прямой – их полный и спроецированный пробег различаются не более чем на несколько процентов. Характерные значения пробега протонов с энергией 2 МэВ в разных материалах следующие: 160  $\mu\text{м}$  в Li, 50  $\mu\text{м}$  в Be, 38  $\mu\text{м}$  в C, 44  $\mu\text{м}$  в Al, 30  $\mu\text{м}$  в Ti, 23  $\mu\text{м}$  в V, 20  $\mu\text{м}$  в Fe, 19  $\mu\text{м}$  в Cu, 18  $\mu\text{м}$  в Mo и 15  $\mu\text{м}$  в W [200]. В справочнике [200] помимо графиков зависимости пробега протонов от энергии приводятся и графики спроецированного пробега – они сливаются, начиная с энергий несколько сот килоэлектронвольт в материалах легких элементов (Li, Be, C, Al и т.п.) и с энергий порядка 1 – 2 МэВ в материалах тяжёлых элементов (Ta, W, Au и т.п.). Метод расчёта продольного распределения высокоэнергетичных ионов в веществе предложен и описан в работе [201]. В этой работе в качестве примера приведено продольное распределение остановки 1 МэВ протонов в  $^{28}\text{Si}$ , из которого видно, что ширина на полувысоте не превышает 10 %. Таким образом, в случае моноэнергетического пучка все протоны поглощаются практически на одной глубине, формируя область повышенной концентрации водорода.

Известно [202, 203], что при флюенсах облучения мишени  $10^{14} - 10^{17}$  ион  $\text{см}^{-2}$  происходит агломерация захваченных атомов газа, приводящая к

образованию газовых пузырьков и объёмному расширению материала (вплоть до 10 – 15 %). При дальнейшем облучении ( $10^{17} - 10^{20}$  ион  $\text{см}^{-2}$ ) достигается насыщение количества имплантированного газа, захваченного в твёрдом теле, и поверхностный слой может деформироваться вплоть до образования блистеров (пластиночные куполообразные вспучивания поверхностного слоя) и отслаивания чешуек из-за повышения внутреннего давления газа и боковых напряжений сжатия. Появление развитой поверхности мишени может не только приводить к усиленному испарению лития из-за уменьшения теплопроводности, но и вообще делать мишень непригодной.

В работах [202, 203] приводится критическая доза образования водородного блистеринга –  $10^{18} - 10^{19}$  ион/ $\text{см}^2$ , и подчеркивается, что водородный блистеринг наблюдается в основном для металлов, плохо растворяющих водород (Al, Mo, Fe, Cu, Ag, W, Pt и Au). На металлах, хорошо растворяющих водород (щелочные, щелочноземельные, Ti, Ta, Nb, V, Ni, Pd), как правило, водородный блистеринг не наблюдается.

При токе 10 мА и диаметре мишени 10 см скорость флюенса равна  $8 \cdot 10^{14}$  ионов  $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ . Нижняя граница по водородному блистерингу величиной  $10^{18} \text{см}^{-2}$  достигается примерно за 20 мин, что меньше планируемого времени облучения, и блистеринг может существенно ограничить использование ряда материалов в качестве мишени. Поскольку экспериментальные данные о водородном блистеринге крайне скудны, а радиационное повреждение мишени зависит от многих факторов (вид и энергия ионов, материал и температура мишени, растворимость газа, кристаллографическая ориентация мишени) и может по-разному проявляться (в виде пузырей-блистеров, чешуйчатого отслаивания – флекинг, разбухания – свеллинг), то для выбора оптимального материала поглотителя пучка требовалось проведение дополнительного исследования.

В дальнейшем будем придерживаться терминологии работы [202], а именно, под блистерингом будем понимать блистеринг в обобщенном смысле – не только модификацию поверхности в виде собственно блистеров, пузырьков, но и отшелушивание (флекинг) и разбухание (свеллинг). Также под блистерингом будем понимать радиационный блистеринг и не рассматривать образование пузырей на поверхности в результате обработки материала в среде, содержащей газы.

Вначале отметим, что в работе [202] приведён график зависимости критической дозы блистерообразования от энергии ионов  $E$  – она растёт почти корневым образом, а точнее как  $E^{0,4}$ . Также в этой работе приведён график зависимости критической дозы блистерообразования от температуры мишени, демонстрирующий различия в порядок величины.

Помимо энергии ионов и температуры мишени, диффузия водорода в материале определяет критическую дозу или время эксплуатации мишени. Характерные значения коэффициента диффузии атомов водорода в металлах приведены в Табл. 12. Видно, что диффузия водорода в таких металлах, как Fe, Ta, V и Pd, значительна, и можно надеяться на высокие значения флюенса появления блистеринга. В алюминии и меди диффузия водорода слабее, и появление блистеринга в них следует ожидать при значительно более низких флюенсах.

Табл. 12. Коэффициент диффузии атомов водорода в металлах.

$T, ^\circ\text{C}$	$D, 10^{-6} \text{ см}^2\text{с}$						Литература
	$\alpha\text{-Fe}$	Ta	Cu	V	Al	Pd	
20	1	0,8	0,002	4	0,0002	3	[204]
100			0,039				[205]
200		10		1	1	20	[204]



Сначала для изучения развития поверхностного рельефа на имеющемся стенде мощным импульсным протонным пучком были облучены медный и вольфрамовый приёмник пучка до флюенса  $10^{17}$ ,  $10^{18}$  и  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> [102]. Приёмник пучка интенсивно охлаждался водой. Энергия протонного пучка в этих экспериментах была 50 кэВ. Траектории протонов энергией 50 кэВ уже не так прямолинейны в поглотителе, как при энергии 2 МэВ, тем не менее возможно появление максимума плотности захваченных атомов в глубине. Так, в меди полный пробег 50 кэВ протона равен 0,45 мкм, спроецированный пробег – 0,12 мкм, а стандартное отклонение распределения – 0,075 мкм [200]. Некоторая неадекватность данного эксперимента заключена даже не в процессе рассеяния, приводящем к более широкому распределению, а в малой глубине проникновения, сравнимой с шероховатостью материала. Поэтому поверхность приёмника пучка алмазным инструментом была сделана зеркальной. Обнаружено, что флюенс  $10^{17}$  см<sup>-2</sup> не приводит ни к каким видимым изменениям поверхности приёмника. Флюенс  $10^{19}$  см<sup>-2</sup> даёт видимую модификацию поверхности: i) значительно изменяется цвет вольфрамового приёмника (Рис. 93), в то время как цвет медного приёмника изменяется слабо, ii) медная поверхность, подвергшаяся воздействию протонного пучка, становится матовой и хорошо рассеивает свет (Рис. 94), в то время как вольфрамовая поверхность остается такой же зеркальной.

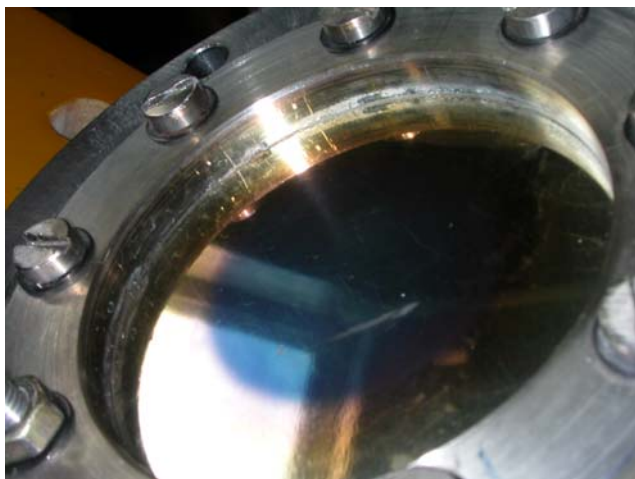


Рис. 93. Вольфрамовый приёмник пучка после флюенса  $10^{19} \text{ см}^{-2}$  на фоне окна. Видно круглое пятно, совпадающее с размером пучка.

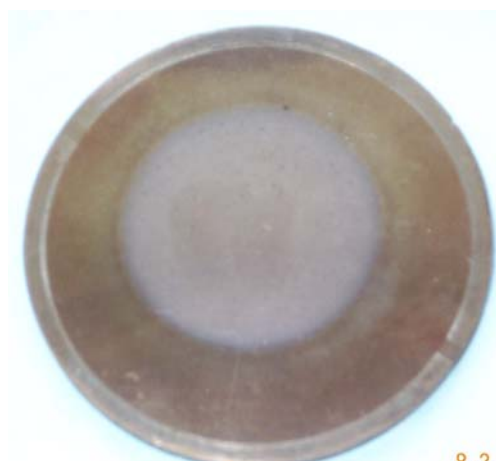


Рис. 94. Фотографии медного приёмника после флюенса  $10^{19} \text{ см}^{-2}$  без вспышки фотоаппарата (слева) и со вспышкой (справа).

Затем в рамках выполнения контракта с компанией ИВА (Бельгия) было проведено изучение блистеринга при облучении различных металлов (Ta, V, Pd, Fe, Cu и W) протонным пучком с энергией 100 или 200 кэВ с током порядка 1 мА, плотностью тока на уровне  $1 \text{ мА см}^{-2}$ . Результаты опубликованы в работе [206] и в сводном виде представлены в Табл. 13. Видно, что наименее стойкими материалами являются медь и вольфрам. Палладий, несмотря на высокий коэффициент диффузии водорода в нём (см. Табл. 12 на стр. 160), оказался нестойким к блистерингу. Наиболее стойкими материалами к блистерингу оказались  $\alpha$ -железо, ванадий и тантал.

Подобные эксперименты также были проведены в Университете Намур (Бельгия). Протоны имели энергию 1,85 МэВ, наиболее адекватную для данного исследования. Однако из-за низкого тока пучка (4 – 7  $\mu\text{A}$ ) для достижения требуемого флюенса за разумное время протонный пучок фокусировался на мишени в маленький размер – площадью от 0,01 до 0,1  $\text{мм}^2$ . Выяснено, что на таких материалах, как Cu, Al и W, пузырьки появляются с флюенса  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . На палладии при флюенсе  $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$  не было блистеринга, но он наблюдается при  $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ . На V, Fe и Ta блистеринг не наблюдался при достижении флюенсов  $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ,  $10^{21} \text{ см}^{-2}$  и  $1,6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  соответственно. В работе [207] сказано, что появление блистеров на поверхности меди при облучении протонами с энергией 325 кэВ начинается с флюенса  $5,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ . В работе [208] отмечено, что при облучении 1,76 МэВ протонами 0,13 мм танталового слоя на медной подложке блистеринг не наблюдался при флюенсе  $10^{19} \text{ см}^{-2}$ .

Оценим критическую дозу блистерообразования при облучении различных материалов протонами с энергией 2 МэВ.

Начнём с меди. В Табл. 14 суммированы критические дозы образования блистеров при разных энергиях протонов. Из результатов, полученных в ИЯФ СО РАН, при энергиях 100 и 200 кэВ взяты те, которые соответствуют более высокой температуре мишени – наиболее близкой к планируемому режиму эксплуатации мишени. В последней строке таблицы приведена оценка критической дозы при энергии протонов 2 МэВ в предположении зависимости флюенса от энергии как  $E^{0,4}$ . Хотя разброс в оценке критической дозы образования водородного блистеринга в меди при облучении 2 МэВ протонами большой, сама критическая доза всё-таки на порядок больше того минимального значения, которое приводилось в работе [202]. С некоторой степенью достоверности можно считать, что критическая доза блистерообразования в меди при облучении 2 МэВ протонами имеет величину

$2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . Стоит отметить, что в экспериментах по генерации нейтронов, проведенных в 2013 г., на одной из медных подложек суммарный флюенс превысил данную величину почти в 2 раза, но блистеринг не проявился. Возможно, это связано с тем, что облучение проводилось эпизодически в течение двух месяцев.

Аналогичным образом получим, что критическая доза блистерообразования при облучении 2 МэВ протонами в алюминии и вольфраме имеет такую же величину, что и в меди,  $- 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ , в палладии –  $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ . На V, Fe и Ta стоит ожидать отсутствия блистеринга до флюенса  $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$ .

Табл. 13. Флюенс появления блистеров в ряде металлов при облучении протонным пучком.

Материал	Флюенс появления блистеров, $10^{18} \text{ см}^{-2}$ (в скобках приведена выходная температура воды, охлаждающей мишень, °C)	
	при энергии 100 кэВ	при энергии 200 кэВ
Cu	0,4 (24) 0,9 (95)	1,42 (22) 10 (95)
W	2 – 4 (95)	
Pd	8,5 (95)	
Ta	> 230 (20) *	> 58 (28) *
V	> 120 (22) *	>
$\alpha$ -Fe	240 (94)	205 (29) 210 (93)

\* Блистеринг не наблюдается до указанных значений флюенса, реализованных в эксперименте

Табл. 14. Критический флюенс блистерообразования в меди.

Параметр	Литература				
		[206]	[206]	[207]	
Энергия, кэВ	50	100	200	325	1850
Доза, $10^{18} \text{ см}^{-2}$	от 0,1 до 10	0,9	10	5,2	20
Оценка дозы при 2 МэВ, $10^{18} \text{ см}^{-2}$	от 0,4 до 40	3	25	10	20

Подводя итог, приведём в Табл. 15 время, через которое на поверхности мишени диаметром 10 см должны появиться блистеры при её облучении 2 МэВ протонным пучком током 10 мА. Видно, что для всех материалов время появления блистеров больше планируемого времени терапии (1 ч). Следовательно, в качестве материала подложки с точки зрения радиационного блистеринга можно использовать практически любой материал. Правда, медную подложку в условиях онкологической клиники придётся менять после каждого пациента, или, в лучшем случае, каждый день. Подложку же из ванадия, тантала или чистого  $\alpha$ -железа можно будет менять значительно реже – раз в месяц или в несколько месяцев.

Табл. 15. Оценка времени стойкости мишени из различных материалов к радиационному блистерингу при их облучении 2 МэВ протонным пучком током 10 мА и диаметре мишени 10 см.

Материал подложки мишени	Время появления блистеров, ч
Cu, Al, W	7
Pd	20
V, Ta, $\alpha$ -Fe	> 200

Таким образом, радиационный блистеринг ограничивает время эксплуатации подложки мишени, но не является критическим. При проведении терапии возможно использование как медной подложки, простой в изготовлении и обладающей лучшей теплопроводностью для обеспечения эффективного теплосъёма, так и подложки из V, Ta или  $\alpha$ -Fe, требующей значительно более редкой смены. Стоит отметить один аспект, который может быть важен для практической медицины. В случае использования подложек, стойких к радиационному блистерингу, будет происходить последовательное накопление радиоактивного изотопа бериллий-7 (см. §2.7). Каждый пациент, за исключением первого, будет получать дополнительную дозу от радиоактивного изотопа бериллий-7, образовавшегося при облучении предыдущих пациентов. Хотя эта нежелательная доза маленькая, но она есть. Её можно исключить, используя для каждого пациента новую медную подложку со свежим напылённым литиевым слоем.

## § 2.7. Напыление литиевого слоя

### 2.7.1. Система напыления лития

Разработана и изготовлена система напыления лития на подложку мишени; она показана на Рис. 95 и Рис. 96. При её изготовлении был использован промышленно производимый шибер. На тарелку шибера 2 помещён нагреватель 3, а под тарелку установлен испаритель с круговой щелью 5, в который закладывается литиевый контейнер 4. Перед напылением тарелка шибера выезжает в протонопровод и сдвигается в направлении к мишени на 5 мм, используя механизм уплотнения шибера. В результате такого сдвига тарелка упирается в сальфон 7, что ограничивает объём напыления. Затем включается нагреватель, и пары лития распространяются через круговую щель 5. Поскольку сальфон теплоизолирован и в процессе напыления нагревается, то напыления на сальфон не происходит. Напыление осуществляется только на подложку мишени 6, которая охлаждается водой.

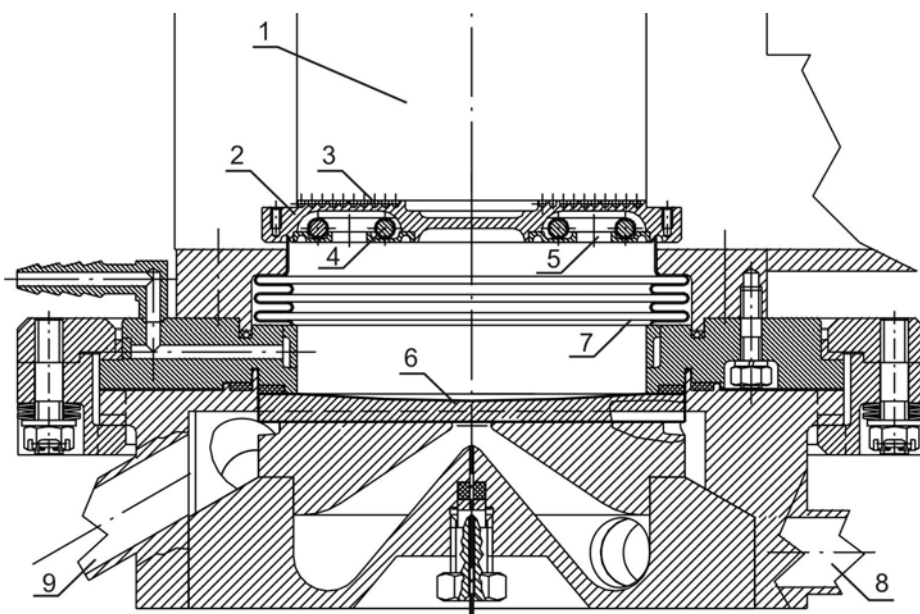


Рис. 95. Нейтроногенерирующая мишень с системой напыления лития: 1 – протонопровод, 2 – тарелка шибера, 3 – нагреватель, установленный на тарелку шибера, 4 – контейнер с литием, 5 – круговое отверстие для выхода паров лития, 6 – приёмник пучка, на который напыляется литиевый слой, 7 – сальфон, 8 и 9 – ввод и вывод воды для охлаждения.

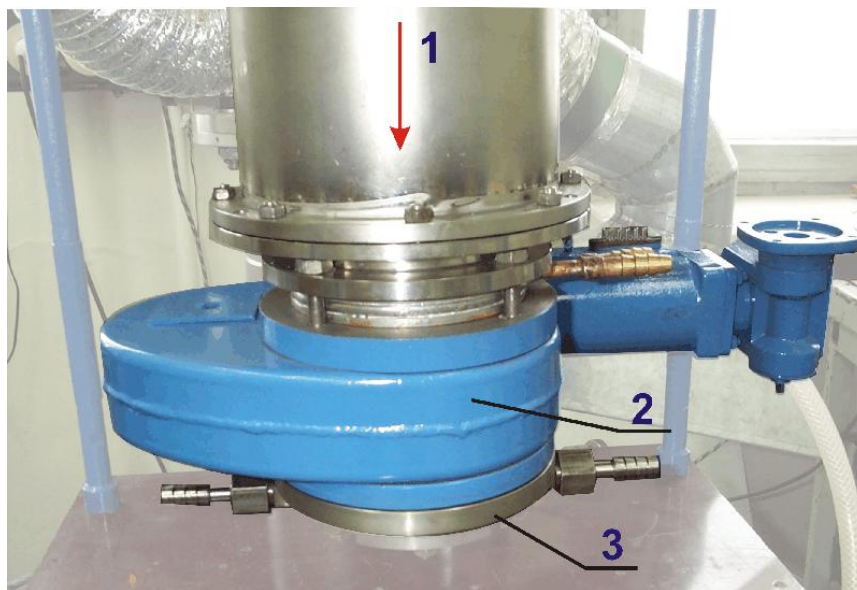


Рис. 96. Устройство напыления лития: 1 – направление протонного пучка, 2 – система напыления лития, 3 – мишень.

Отработка напыления литиевого слоя на мишень проведена на созданном экспериментальном вакуумном стенде. Перед напылением в нагреватель закладывается литиевый контейнер [108], представляющий собой тонкостенный полый замкнутый алюминиевый корпус, заполненный чистым литием.

Процедура изготовления литиевого контейнера следующая. Собственно литий в чистом виде в достаточном объеме хранится внутри специально изготовленного сиффона, помещённого в прочный корпус. Объем между сиффоном и корпусом заполнен маслом. С помощью плунжерного насоса (Рис. 97) давление масла поднимается, происходит сжатие сиффона, и литий, продавливая пробку, выходит наружу через фильеру в виде проволоки диаметром 4 мм (Рис. 98). В этой комнате литиевая проволока разрезается на части и плотно оборачивается в тонкую алюминиевую фольгу. Алюминиевая фольга предотвращает взаимодействие лития с воздухом и позволяет отказаться от необходимости работать в инертной среде для закладки лития в нагреватель.



После заложения в тарелку шибера контейнера с литием и откачки до вакуума  $10^{-5}$  Торр включается нагреватель. Временная зависимость температуры испарителя представлена на Рис. 99.



Рис. 97. Система хранения лития.



Рис. 98. Процесс выдавливания лития из сиффона

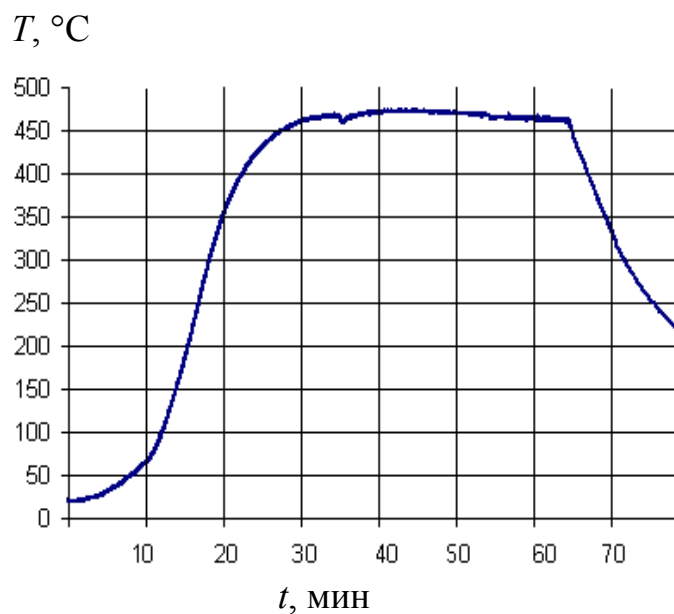


Рис. 99. Временная зависимость температуры термопары, расположенной на тарелке шибера.

Выяснено, что для испарения лития не требуется нагревать контейнер до температуры плавления алюминия  $660\text{ }^{\circ}\text{C}$  – достаточно нагревать до меньшей

температуры, например до 460 °С, как видно из Рис. 99. Вероятнее всего, при нагревании литий вступает во взаимодействие с алюминием, и этот сплав плавится при меньшей температуре. Поскольку при этой температуре давление паров алюминия порядка  $10^{-12}$  Торр, а лития  $10^{-3}$  Торр, то испаряется только литий. Пары лития вылетают через круговое отверстие диаметром 7 см шириной 0,6 см, вырезанное внизу под тарелкой шибера (5 на Рис. 95), и осаждаются на охлаждаемую подложку мишени.

### ***2.7.2. Измерение толщины литиевого слоя***

Для измерения радиального распределения толщины напылённого литиевого слоя предложена новая методика. Необходимость данного предложения связана с тем, что, во-первых, литий очень активный металл, моментально образующий соединения при помещении его в воздушную среду, а во-вторых, многие стандартные методики измерения в вакууме не применимы, поскольку в непосредственной близости от охлаждаемой мишени находится испаритель с высокой температурой. Так, невозможно использовать метод определения массы напылённого на пьезокерамику лития по изменению собственной частоты колебаний керамики, поскольку процесс напыления на керамику существенно отличается от напыления на охлаждаемую медную подложку вследствие разных температур.

Суть предлагаемого метода состоит в измерении электрической проводимости дистиллированной воды, в которую растворяют слои лития, напыленные на тонкие свидетели из того же материала, что и мишень, и находящиеся в хорошем тепловом контакте с мишенью в процессе напыления. Очевидное преимущество этого метода, как будет показано ниже, состоит в том, что электрическая проводимость воды зависит только от массы растворенного лития и не зависит от того, является ли литий чистым или

входит в состав какого-либо соединения (гидрида, нитрида или оксида лития). Измерения проведены на промышленно производимом оборудовании – иономере-кондуктометре Анион 410.

Для калибровки метода был проведен следующий эксперимент. Из сиффона, в котором хранится литий, была выдавлена порция лития в виде стержня диаметром 4 мм длиной 34,5 мм, завернута в алюминиевую фольгу известной массы и взвешена. Из объема этого литиевого стержня, равного  $0,433 \text{ см}^3$ , следует, что масса лития должна быть 0,234 г. Весы показали, что масса лития действительно равна 0,234 г. Следовательно, значительная часть лития за непродолжительное время нахождения в воздухе не превратилась в нитрид или оксид лития (предположение подтверждается также тем, что цвет литиевого стержня изменился незначительно).

Табл. 16. Зависимость удельной проводимости 250 мл воды от объема первоначального раствора лития при температуре раствора  $T$ .

Объем первоначального раствора, мл	Удельная электрическая проводимость, $\mu\text{См}/\text{см}$	$T$ , $^{\circ}\text{C}$
1	320	19,5
2	643 – 646	19,5
3	942 – 946	19,5
4	1240 – 1247	19,4
5	1548 – 1558	19,4
10	3040	19,1

Весь этот литий (0,234 г) был растворен в 100 мл воды. Далее брали часть этого раствора, объем доводили до 250 мл и измеряли удельную электрическую проводимость при контролируемой температуре (Табл. 16). На

Рис. 100 представлена зависимость удельной электрической проводимости воды от объёма раствора с литием, пропорционального массе растворенного лития, и видно, что она линейна.

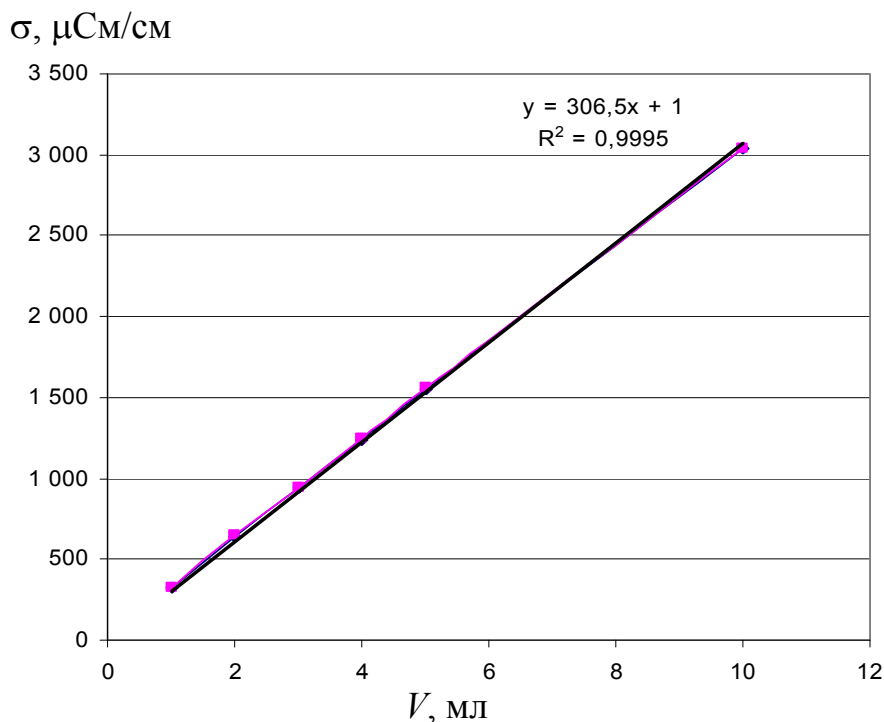


Рис. 100. Зависимость удельной проводимости  $\sigma$  от объёма раствора лития  $V$ .

Т. о., пересчёт толщины литиевого слоя  $h$  (в микронах) в предположении, что плотность лития в слое соответствует плотности металлического лития  $0,54 \text{ г/см}^3$ , от удельной электрической проводимости  $\sigma$  (в  $\mu\text{См/см}$ ) дается следующим выражением, в котором учитывается, что удельная проводимость дистиллированной воды равна  $1 \mu\text{См/см}$ , а площадь поверхности свидетеля равна  $1 \text{ см}^2$ :  $h = 0,141 (\sigma - 1)$ .

Было исследовано влияние других факторов на электрическую проводимость, а именно, зависимость проводимости воды от вида соединения лития и возможный вклад в проводимость индий-галлиевого соединения,

обеспечивающего хороший тепловой контакт между свидетелем и мишенью и неизменно присутствующего в некотором количестве на свидетеле.

Для выяснения влияния вида соединения лития на проводимость воды, в которой он растворяется, был проведен следующий эксперимент. Из сиффона, в котором хранится литий, был выдавлен литий и специальным устройством отрезаны три максимально одинаковых образца. Первый образец, который сохранял металлический блеск, был растворён сразу. Второй образец был растворён через 4 ч и к этому времени его цвет стал черным, что, возможно, связано с появлением нитрида лития на поверхности. Последний образец через сутки выглядел беловато-серым, что, возможно, говорит о замещении азота кислородом и о превращении лития или его значительной части в оксид лития. Результаты измерений представлены в Табл. 17. Видно, что проводимость воды не изменилась, несмотря на изменение вида лития, что делает применение этого метода безусловно привлекательным.

Табл. 17. Зависимость проводимости воды от времени нахождения лития в воздухе перед растворением.

№ образца	Время экспозиции в воздухе	Проводимости воды, $\mu\text{См/см}$
1	5 мин	2000
2	4 ч	2000
3	28 ч	2020
Без образца	—	1

Очень важным преимуществом данной методики также является то, что нанесённое с обратной стороны свидетеля индий-галлиевое соединение не даёт никакого вклада в изменение проводимости и потому не влияет на определение количества растворённого лития. Для проверки этого

утверждения в 250 мл воды был помещён примерно 1 г индий-галлиевого соединения, что на порядок больше того количества, которое может присутствовать на свидетеле, но показания проводимости не отклонились от эталона.

Для определения толщины литиевого слоя на охлаждаемую мишень диаметром 10 см в два ряда (крестом) были выложены свидетели площадью  $1 \text{ см}^2$  каждый, которые через индий-галлиевое соединение имели хороший тепловой контакт с мишенью. Следует заметить, что если свидетеля просто положить на поверхность, то напыляется значительно более тонкий слой, что связано с бóльшей температурой свидетеля. После заложения в тарелку шибера контейнера с литием и откачки до вакуума  $10^{-5}$  торр включался нагреватель. Временная зависимость температуры испарителя представлена на Рис. 99. Пары лития вылетают через круговое отверстие диаметром 7 см шириной 0,6 см, вырезанное внизу под тарелкой шибера (5 на Рис. 95). На Рис. 101 приведена фотография мишени, на которой расположены свидетели, после окончания процедуры напыления.



Рис. 101. Фотография мишени со свидетелями, сделанная через окно в вакуумной камере сразу после напыления лития.

После напыления рабочий объём заполняется воздухом. Мишень, на которую напылён литий, снимается, и свидетели помещаются в воду. По проводимости воды измеряется количество лития, напылённого на свидетеля.

На Рис. 102 приведено измеренное распределение толщины литиевого слоя. Видно, что распределение достаточно хорошо согласуется с простым расчётом бесстолкновительного разлетания паров лития из кругового отверстия. Статистический разброс имеет величину порядка 10 % и он меньше расчётной разницы толщины слоя в 20 %. Поскольку этот разброс, скорее всего, связан с разными тепловыми контактами между свидетелем и мишенью, однородность слоя может быть только лучше. В любом случае, для получения более равномерного слоя следует доработать напылитель, сделав отверстие для напыления посередине и немного увеличив диаметр имеющегося кругового отверстия.

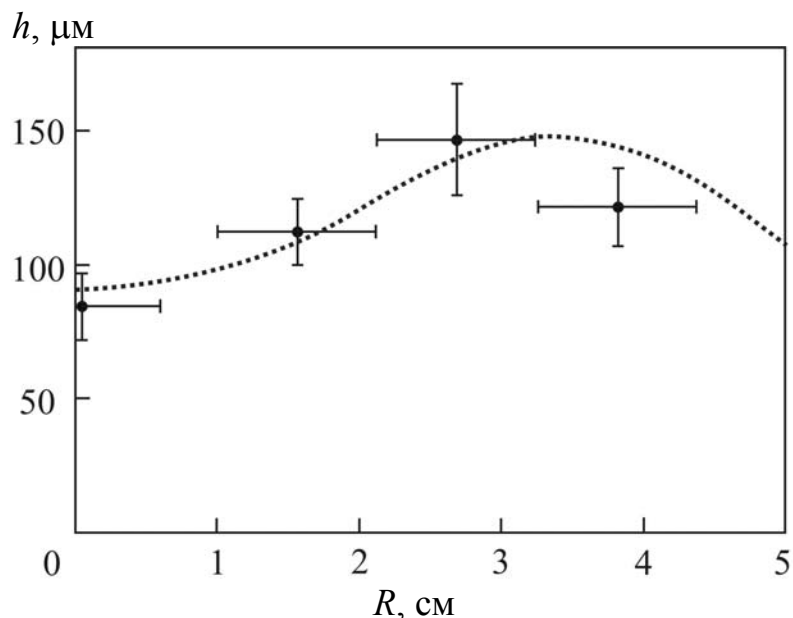


Рис. 102. Радиальное распределение литиевого слоя:  
 • — измеренное, ..... — расчётное.

Были проведены и прямые измерения толщины литиевого слоя микрометром путём сравнения толщины свидетеля до растворения слоя в воде и после. Результаты этих измерений и результаты определения толщины слоя по проводимости воды представлены в Табл. 18. Их совпадение указывает на то, что получаемый литиевый слой не пористый и его плотность соответствует плотности кристаллического лития  $0,54 \text{ г/см}^3$ .

Табл. 18. Сравнение толщины литиевого слоя из измерений микрометром с толщиной из измерений проводимости воды.

№ свидетеля	Толщина по измерениям микрометром, $\mu\text{м}$			Толщина литиевого слоя по измерению проводимости, $\mu\text{м}$
	свидетель с литием	свидетель без лития	литиевый слой	
1	825	735	90	97,57
2	855	745	110	94,75
3	825	730	95	94,47

Таким образом, разработана система термического контролируемого напыления тонкого литиевого слоя на подложку мишени. Предложен и реализован метод определения толщины литиевого слоя по измерению электрической проводимости дистиллированной воды, в которую помещают тонкие свидетели с напылённым литием, находящиеся в хорошем тепловом контакте с подложкой мишени в процессе напыления. Доказано, что плотность напылённого лития соответствует кристаллической плотности.

Результаты данного исследования были представлены на научной конференции [74] и опубликованы в научном журнале [37].



### 2.7.3. Определение стойкости литиевого слоя

В эксперименте на ускорителе в Бирмингеме было обнаружено уменьшение выхода нейтронов на 10 % через 3 ч работы (Рис. 103) при сбросе 1 мА 2,8 МэВ протонного пучка на литиевую мишень толщиной 1 мм и диаметром 40 мм [209].

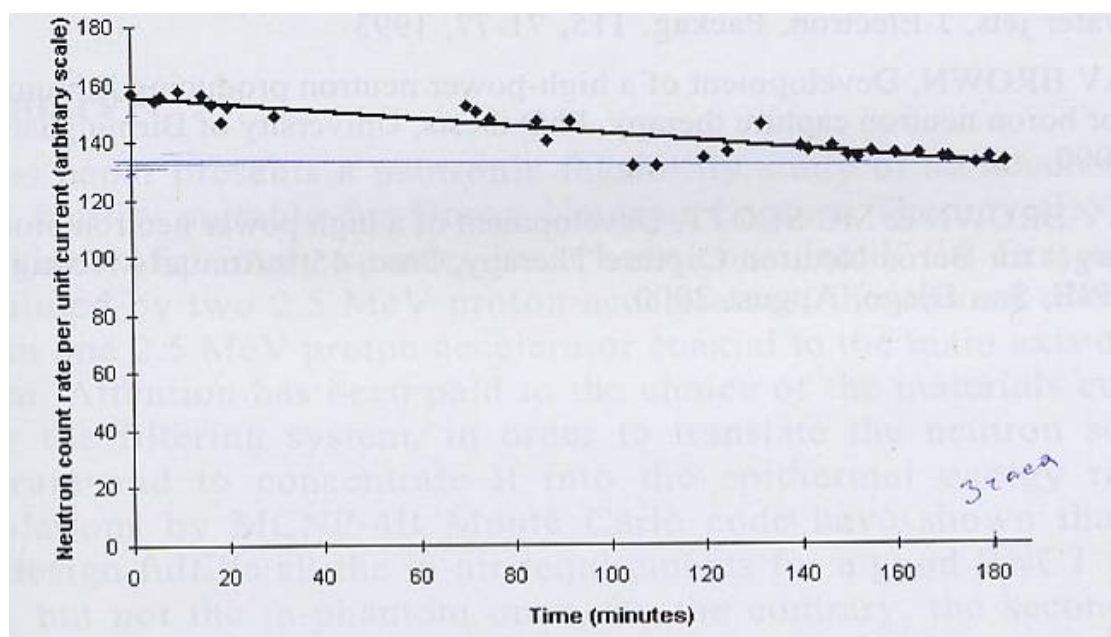


Рис. 103. Временная зависимость выхода нейтронов на единицу тока протонов.

Предполагалось, что возможной причиной этого может быть изменение состава литиевого слоя в результате его взаимодействия с остаточным газом, поскольку выход нейтронов, например, из нитрида лития в 1,66 раза меньше, чем из чистого лития.

В данном параграфе представлены результаты исследования методом масс-спектрометрии вторичных ионов распределения элементного состава по толщине литиевых слоев, экспонированных в различных вакуумных условиях, и оценки на основе этих данных возможности уменьшения выхода нейтронов из-за взаимодействия лития с остаточным газом.

На Рис. 104 показан экспериментальный стенд, на котором осуществлялось напыление литиевого слоя на подложку мишени и проводились визуальные наблюдения за поведением литиевого слоя в вакууме. Вакуум  $10^{-5}$  Торр обеспечивался турбомолекулярным насосом со скоростью откачки 150 л/с.



Рис. 104. Экспериментальный стенд изучения напыления лития на мишень.

Разработанное устройство для напыления представляет собой нагреваемый объем с круговой щелью, размещенный на перемещаемой тарелке шибера. Нагревание в вакууме позволяет практически весь литий, помещенный в этот объем, равномерно перенести на охлаждаемую мишень, в том числе и на образец, для проведения последующих масс-спектрометрических исследований. В качестве образца использована танталовая пластина размером  $4 \times 8$  мм, толщиной 1 мм, очищенная в ультразвуковой ванне. Пластина прижималась через тонкий слой индия к узлу

транспортировки (Рис. 105). Последний присоединялся к мишени (Рис. 106), в центре которой предварительно было выполнено отверстие.

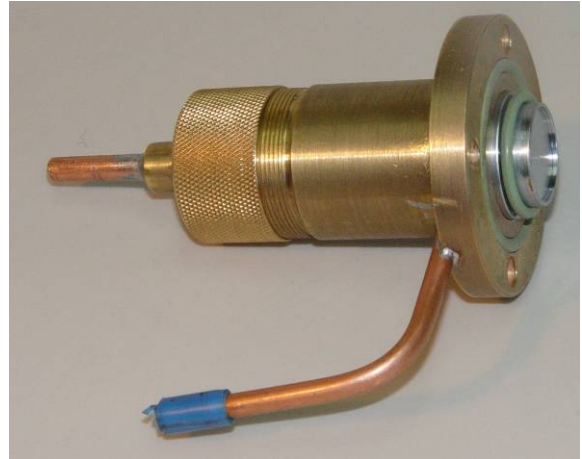
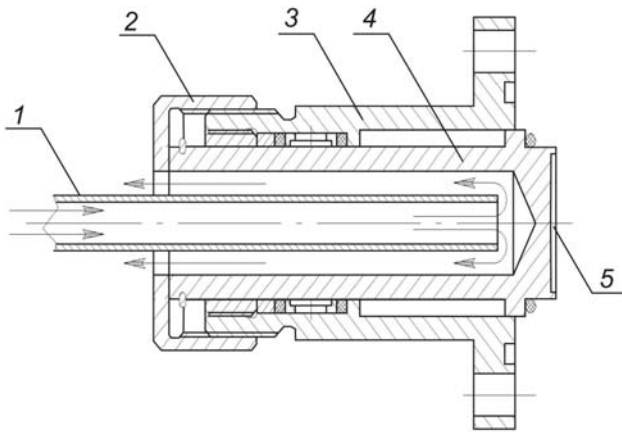


Рис. 105. Узел транспортировки образца: 1 – сопло, 2 – накидная гайка, 3 – корпус, 4 – поршень, 5 – место для помещения образца.

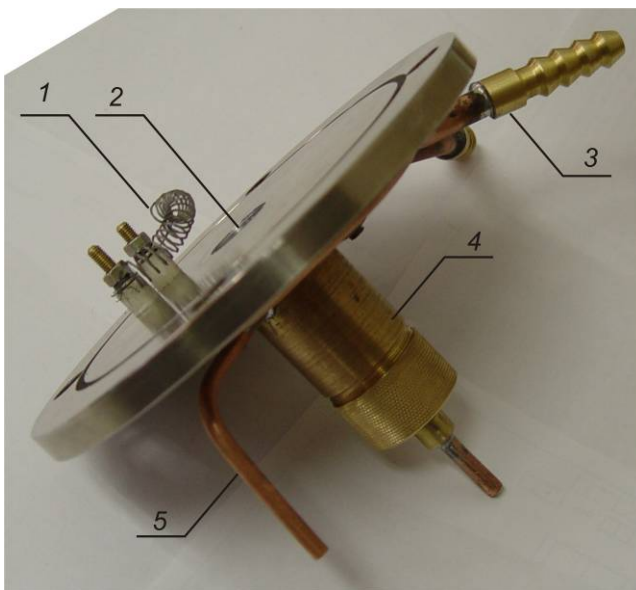


Рис. 106. Мишень с нагревателем и узлом транспортировки:  
1 – нагреватель для напыления алюминия,  
2 – место для образца,  
3 – водяное охлаждение,  
4 – узел транспортировки образца,  
5 – трубка для поддува аргона.

На мишени вблизи образца расположен нагреватель с навешенными на нём алюминиевыми пластинками. При его нагреве алюминий напыляется тонким слоем на литевый слой для его защиты от влияния воздуха при последующем вскрытии устройства. Нагреватель изготовлен по методике работы [210] из 5 вольфрамовых проволочек диаметром 0,3 мм, свитых

сначала в жгут, а затем в спираль при их нагревании постоянным током, и смонтирован на мишени на керамических изоляторах (см. Рис. 106).

В эксперименте исследовали три образца, на которые предварительно напыляли литиевый слой толщиной  $\sim 80$  мкм. Затем образцы выдерживали в вакууме  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр различное время: первый образец покрывали защитным слоем алюминия толщиной  $\sim 1$  мкм сразу после напыления литиевого слоя, второй – через 30 мин, третий – через 1 ч. После этого в вакуумную камеру напускали газообразный Ar под избыточным давлением. Поршень узла транспортировки вдвигали внутрь, узел снимали при поддуве Ar через трубку 5 (см. Рис. 106) и закрывали диском. Продолжающийся поддув аргона позволил существенно уменьшить взаимодействие воздуха с образцом в процессе транспортировки образца в Институт физики полупроводников СО РАН на масс-спектрометр вторичных ионов MIQ-256 (производства CAMECA-RIBER, Франция).



Рис. 107. Масс-спектрометр вторичных ионов квадрупольного типа Riber MIQ-256.



В течение короткого времени ( $\leq 5$  мин), которое требовалось для извлечения образцов из узла транспортировки и установки на платформу масс-

спектрометра, образцы контактировали с воздухом. Хотя литий был покрыт слоем алюминия, образцы темнели, что указывает на образование нитрида лития на поверхности. Далее платформу с образцом помещали в установку MIQ-256 с рабочим вакуумом  $10^{-10}$  Торр. При этом время пребывания образцов в вакууме ниже  $10^{-3}$  Торр не превышало 10 мин, а в вакууме ниже  $10^{-8}$  Торр – 20 мин.

В проведенных экспериментах пучок первичных ионов  $O_2^+$  с энергией 10 кэВ бомбардировал поверхность исследуемого образца под углом  $45^\circ$ . Для выхода на нужную глубину распыление проводилось пучком с током 1,2 мкА, сканируемым по растру  $250 \times 250$  мкм. Запись масс-спектра в диапазоне  $0 - 60 m/e$  проводилась при токе пучка 0,05 мкА со сканированием по растру  $100 \times 100$  мкм. Анализатор квадрупольного типа расположен под углом  $90^\circ$  к направлению травящего пучка. Схема эксперимента показана на Рис. 108, характерная зависимость выхода вторичных отрицательных ионов от отношения массы  $m$  к заряду  $e$  представлена на Рис. 109.

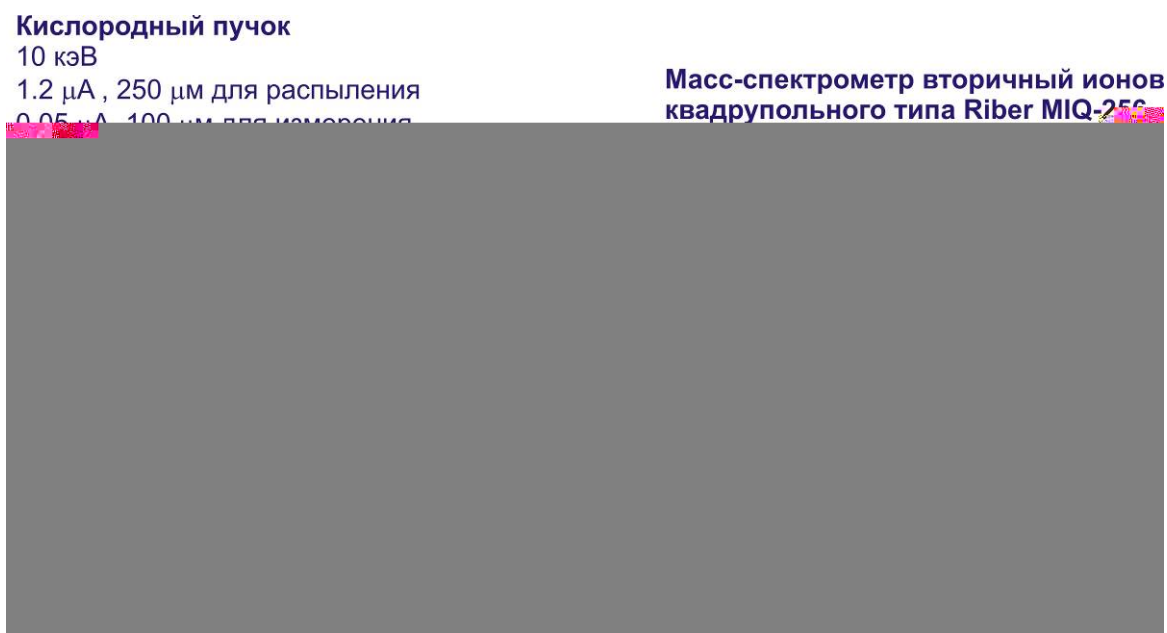


Рис. 108. Схема эксперимента.

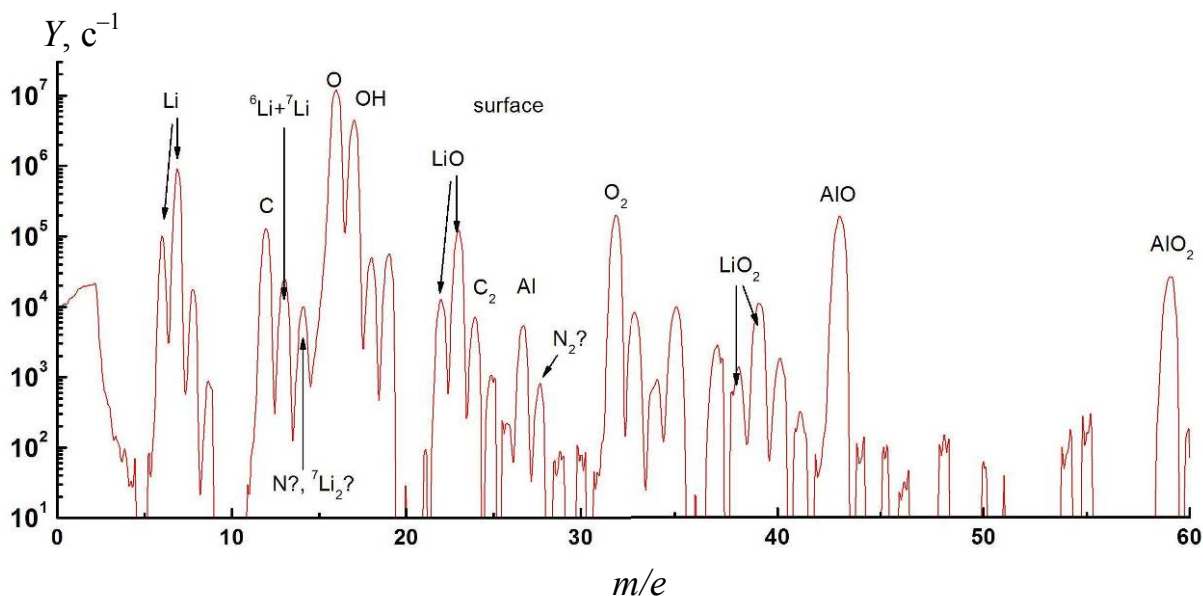


Рис. 109. Зависимость выхода вторичных отрицательных ионов от отношения массы к заряду на поверхности образца.

Хорошо известно [211], что при температуре ниже  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$  литий в основном взаимодействует с азотом, образуя нитрид лития  $\text{Li}_3\text{N}$  – вещество черного цвета. Возможны и другие соединения, в частности, оксид лития  $\text{Li}_2\text{O}$ , который образуется при температуре выше  $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ , гидрид лития – при температуре выше  $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а карбид лития  $\text{Li}_2\text{C}_2$  – при ещё более высоких температурах.

По условиям эксперимента на ускорителе в Бирмингеме температура была порядка  $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ , поэтому можно предположить, что возможное изменение свойств литиевого слоя связано, в первую очередь, с образованием  $\text{Li}_3\text{N}$ . При толщине литиевой пленки  $\sim 1\text{ }\mu\text{m}$ , учитывая, что торможение протонов от первоначальной энергии  $2,8\text{ МэВ}$  до порога генерации нейтронов  $1,882\text{ МэВ}$  происходит в литии на длине  $137\text{ }\mu\text{m}$  [200], для уменьшения выхода нейтронов на  $10\%$  требуется, чтобы  $25\%$  лития в нейтроногенерирующем слое заменились на  $\text{Li}_3\text{N}$  [32].

Если приведенные выше рассуждения справедливы, то в нашем эксперименте процесс образования именно  $\text{Li}_3\text{N}$  должен был ярко проявиться в амплитудах пиков, соответствующих выходу отрицательно заряженных

кластеров (комплексов), содержащих азот. Как показали измерения, полученные масс-спектры для всех трех образцов практически не различаются, поэтому далее подробно рассмотрим только результаты, полученные на втором образце (30 мин выдержки в вакууме  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр).

На Рис. 110 – Рис. 112 приведены графики зависимости выхода вторичных ионов от глубины слоя, где глубина, на которой анализируется состав, определена пересчётом скорости травления кремния, измеренной на эталонных образцах, на скорость травления лития. Расчёты, выполненные с помощью программы SRIM-2006, показали, что скорость травления лития в 1,2 раза меньше скорости травления кремния (и в 1,1 раза – алюминия). Проведенная оценка вполне допустима, поскольку в данном случае для выявления эффекта не требуется точного знания глубины. Также следует отметить, что в данном случае не было необходимости применять стандартную методику микроэталонных (см., например, [212]), достаточно было измерить лишь относительный выход отрицательных ионов.

Анализ Рис. 110 показывает, что защитный алюминиевый слой однозначно идентифицируется сигналами от ионов с отношением  $m/e = 27$  (Al), 34 (AlLi), 43 (AlO) и 59 (AlO<sub>2</sub>), толщина этого слоя составляет ~1 мкм, как и прогнозировалось при напылении.

Зависимость выхода вторичных отрицательных ионов с отношением  $m/e = 6$  и  $7$  от глубины слоя представлена на Рис. 111. Сигналы соответствуют двум изотопам лития: <sup>6</sup>Li и <sup>7</sup>Li. Анализ кривых показывает, что литий присутствует также в слое алюминия, которым защищали поверхность. Вероятнее всего это связано либо с проникновением лития в алюминиевый слой, либо с его захватом в процессе напыления. Согласно Рис. 111, интенсивность сигналов от изотопов лития при движении сквозь алюминий в глубину мишени меняется незначительно, в пределах 20 %. Это позволяет

предположить, что смена распыляемого материала с алюминия на литий существенно не сказывается на выходе вторичных отрицательных ионов лития.

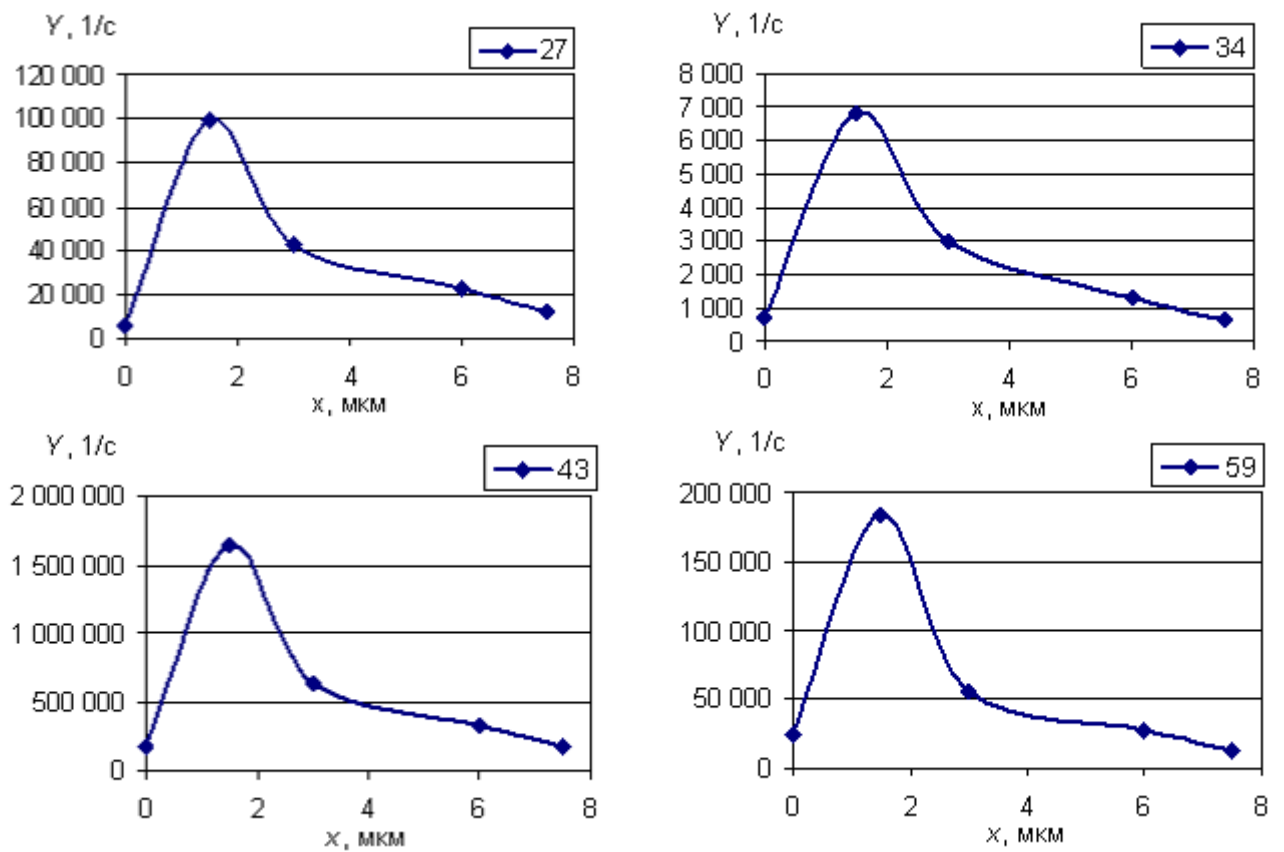


Рис. 110. Зависимость выхода вторичных отрицательных ионов от глубины для  $m/e = 27, 34, 43$  и  $59$ .

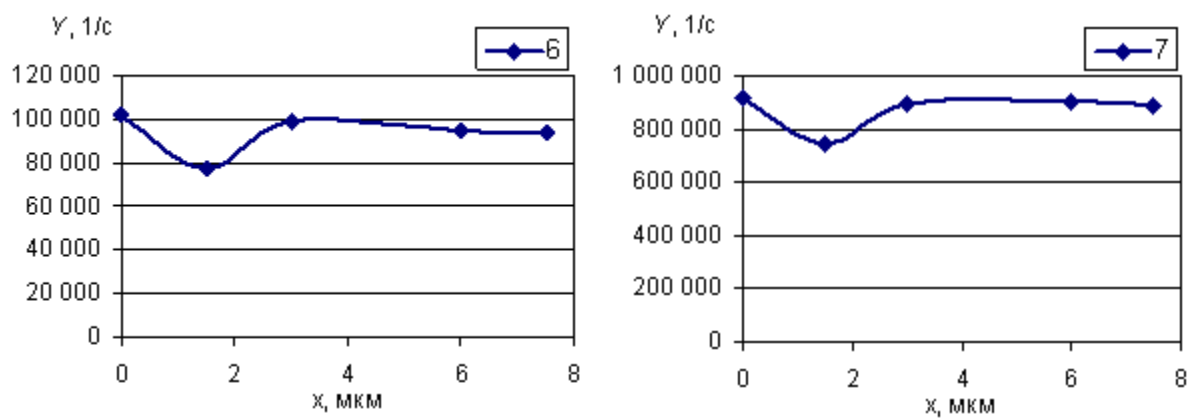


Рис. 111. Зависимость выхода вторичных отрицательных ионов от глубины для  $m/e = 6$  и  $7$ .



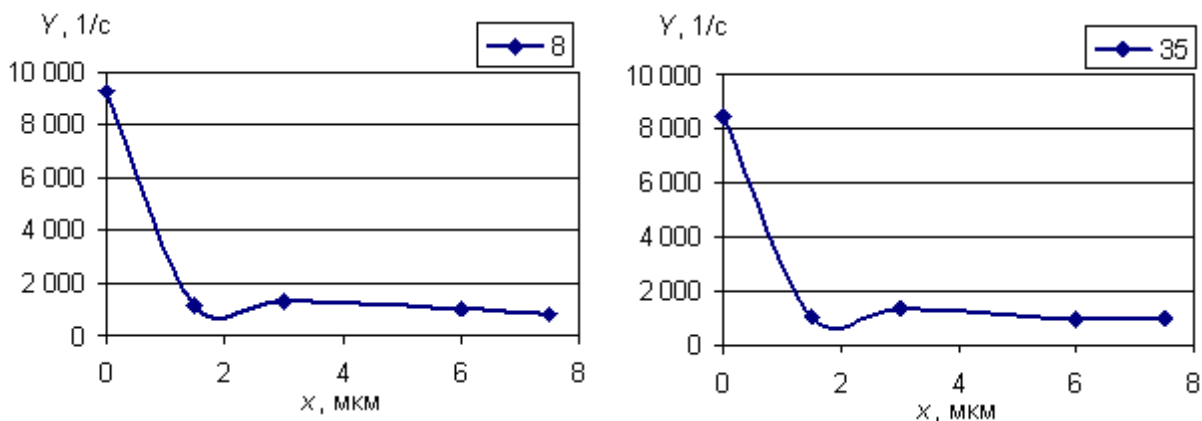


Рис. 112. Зависимость выхода вторичных отрицательных ионов от глубины для  $m/e = 8$  и 35.

В то же время интенсивность сигналов, соответствующих таким соединениям лития, как гидрид лития  $\text{LiH}$  ( $m/e = 8$ ) и нитрид лития  $\text{Li}_3\text{N}$  ( $m/e = 35$ ), по глубине слоя алюминия, начиная от его поверхности и до внутренней границы со слоем лития, изменяется почти на порядок (Рис. 112). Затем, до глубины 7,5 мкм, она практически не изменяется. Такое поведение сигналов может быть обусловлено соотношением концентраций, при условии, что для соединений  $\text{LiH}$  ( $m/e = 8$ ) и  $\text{Li}_3\text{N}$  ( $m/e = 35$ ), так же как и для отрицательных вторичных ионов лития (см. Рис. 111), смена распыляемого материала с алюминия на литий существенно не сказывается на выходе вторичных отрицательных ионов. Другими словами, если эти соединения, с точки зрения сродства к электрону, не обладают какими-либо особенностями, то такое поведение сигналов связано с различием содержания  $\text{LiH}$  и  $\text{Li}_3\text{N}$  в соответствующих распыляемых слоях.

Вероятнее всего, гидрид и нитрид лития образуются на поверхности во время извлечения образца из контейнера и установки его в масс-спектрометр. В течение 5 мин, когда образец находится на воздухе, и образуются соединения лития на поверхности, поскольку, как было установлено, литий проникает либо захватывается в процессе напыления в защитный

алюминиевый слой. Косвенно это подтверждается и наблюдаемым потемнением образца во время пребывания на воздухе.

Таким образом, если считать, что в верхнем слое толщиной  $\sim 2$  мкм весь литий перешел в соединение  $\text{Li}_3\text{N}$ , то доля лития, связанного в нитриде, на больших глубинах составляет  $\sim 10\%$ . Следовательно, за 30 мин нахождения образца в вакууме  $2 \cdot 10^{-5}$  Торр в нитрид лития могло превратиться менее  $10\%$  лития, что косвенно подтверждается чуть заметным изменением цвета литиевого слоя. Поэтому представляется маловероятным, чтобы в бирмингемском эксперименте, который проводили в значительно лучшем вакууме ( $6 \cdot 10^{-7}$  Торр), за 3 ч в слое толщиной 100 мкм около  $25\%$  лития превратилось в нитрид лития.



Рис. 113. Литиевая мишень через 10 мин нахождения в воздухе (а, б) и через трое суток (в).

Для полноты картины заметим, что при вскрытии вакуумной камеры на атмосферу поверхность напыленного литиевого слоя немедленно изменяет цвет с серебристо-белого на практически черный (Рис. 113, *а*). Но даже в воздухе только тонкий слой лития превращается в нитрид лития, поскольку легким царапанием под этим слоем можно было обнаружить чистый литий (Рис. 113, *б*). Через трое суток этот слой становился серым (вероятно, оксидом лития, что возможно в результате замещения азота кислородом), расширился и легко отделялся от подложки (Рис. 113, *в*).

Таким образом, проведенное исследование позволило выяснить, что наблюдаемое в эксперименте на ускорителе в Бирмингеме уменьшение выхода нейтронов на 10 % на единицу тока за 3 ч не связано со взаимодействием лития с остаточным газом. Методом масс-спектрометрии вторичных ионов установлено, что чистота литиевого слоя и его стойкость к остаточному газу достаточны для эффективной генерации нейтронов.

Результаты проведенного исследования были доложены на XIII Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии (Флоренция, Италия, 2008). Один из соавторов бирмингемского эксперимента согласился с приведёнными доводами и сделал предположение, что вероятнее всего деградация регистрируемого выхода нейтронов была связана с заметным давлением паров лития в тракте транспортировки пучка из-за плохого охлаждения мишени. Результаты работы опубликованы в научном журнале [38].

## § 2.8. Защитный заглублённый контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней

Одна из проблем, требующих решения, связана с активацией мишени в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ . Генерация нейтронов в результате этой реакции сопровождается накоплением радиоактивного изотопа  ${}^7\text{Be}$  внутри литиевого слоя. Эффективный теплосъём [32] позволяет поддерживать литиевый слой в твёрдом состоянии (ниже температуры плавления лития, равной 180 °С) при его нагреве протонным пучком мощностью до 25 кВт. Тем самым обеспечено удержание радионуклида внутри литиевого слоя и его нераспространение по всей установке. После достижения некоторой величины активности, препятствующей проведению экспериментов или терапии, либо при достижении предельного времени эксплуатации мишени под радиационным воздействием протонного пучка предполагается снятие мишени и перемещение части мишени, а именно, приёмника пучка с литиевым слоем (6 на Рис. 95), в защитный заглублённый контейнер для выдержки и временного хранения. Такая процедура представляется оптимальной, поскольку, с одной стороны, период полураспада  ${}^7\text{Be}$  (53,3 сут.) не слишком велик для реализации простой возможности дезактивации мишени в контейнере естественным путём, с другой стороны, он достаточно велик для проведения превентивных кратковременных операций по снятию мишени с установки и помещению её в контейнер.

Для подготовки технического проекта защитного заглублённого контейнера и его последующего изготовления была определена максимальная активность мишеней, выполнены аналитические оценки и методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА [213] проведены расчёты переноса  $\gamma$ -излучения

для определения оптимальных размеров контейнера, обеспечивающих безопасное его использование.

Для генерации нейтронов на установке используются 2 режима: стандартный – при энергии протонного пучка 2,5 МэВ, и припороговый – при 1,915 МэВ. В первом случае выход нейтронов равен  $8,9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  при токе протонов 10 мА, во втором – почти в 30 раз меньше [123]. С точки зрения активации мишени худшим является режим генерации при энергии 2,5 МэВ, который и рассмотрим.

С каждым нейтроном связано образование ядра  ${}^7\text{Be}$ , превращающегося с периодом полураспада 53,3 сут. в стабильное ядро  ${}^7\text{Li}$ . В 10,3 % случаев распад сопровождается испусканием фотона с энергией 0,4776 МэВ [214].

Для оценки активации мишени будем полагать, что источник генерирует нейтроны не круглосуточно, а только 1/10 времени, что представляется достаточно реалистичным и даже вряд ли достижимым. В последующих расчётах для простоты будем считать, что генерация нейтронов непрерывна, но ток протонного пучка равен 1 мА. Нароботка бериллия происходит с характерным временем 77 дней, и примерно через год активность  ${}^7\text{Be}$  выходит на стационарное значение  $8,9 \cdot 10^{11}$  Бк, численно равное скорости генерации нейтронов при токе 1 мА. При такой активности из мишени в секунду будут испускаться  $9,2 \cdot 10^{10}$  фотонов с энергией 0,4776 МэВ.

Следует учесть, что предполагаемое время эксплуатации мишени заметно меньше периода полураспада  ${}^7\text{Be}$ , поэтому состояние насыщения для каждой отдельной мишени достигаться не будет. Полученное же выше значение насыщения может быть отнесено к суммарной активности всех мишеней, последовательно эксплуатировавшихся на установке.

При оценке защитных требований к контейнеру полагаем, что полное количество  ${}^7\text{Be}$  в мишенях, находящихся в контейнере, соответствует состоянию насыщения, т.е. суммарная активность равна  $8,9 \cdot 10^{11}$  Бк.

Расчёт керма-постоянной  ${}^7\text{Be}$  (по воздушной керме) в соответствии со справочником [215] даёт значение  $1,86 \cdot 10^{-18}$  Гр·м<sup>2</sup>/(с·Бк). Значение насыщения керма-эквивалента  ${}^7\text{Be}$ , достигаемое через год, составит  $6 \cdot 10^3$  мкГр м<sup>2</sup>/ч. На расстоянии 2 м от точечного источника такой активности, не окруженного никакими материалами, мощность кермы составит  $1,5 \cdot 10^3$  мкГр/ч. В помещениях временного нахождения персонала проектная мощность эквивалентной дозы для стандартных условий в соответствии с ОСПОРБ-99 [216] составляет 12 мкЗв/ч. Пренебрегая небольшим для нашего случая различием соответствующих численных значений мощностей эквивалентной дозы и воздушной кермы, можно видеть, что требуется ослабление по керме примерно в 125 раз. В соответствии с данными универсальных таблиц Машковича и Кудрявцевой [215] (табл. 5.41 и 5.43) такое ослабление для точечного изотропного источника и бесконечной геометрии среды может быть обеспечено защитой из 3 см свинца либо 40 см бетона.

Контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней предложено реализовать в виде погруженного в грунт длинного стального стакана внешним диаметром 219 мм и высотой 2 м, на дно которого (толщина днища 10 мм) будут помещаться активированные мишени. Сверху стакан закрывается крышкой, представляющей собой сэндвич из стального диска толщиной 10 мм и диаметром 280 мм (на 60 мм больше внешнего диаметра трубы) и смонтированного на нём более толстого диска из свинца, окончательную толщину которого следует принять после проведения дополнительных расчётов. Конструкция крышки должна предусматривать возможность герметизации для исключения попадания влаги и для напуска тяжелого инертного газа, если необходимо.

Особенностью предложенной конфигурации контейнера является то, что на защитную крышку снизу, помимо прямого потока фотонов с энергией

0,4776 МэВ из мишеней, попадает значительное количество излучения, рассеянного стальной стенкой трубы контейнера и прилегающим грунтом; кроме того, выходящий из поверхности пола в ближайшей окрестности периметра защитной крышки поток многократно рассеянного грунтом излучения также может оказывать существенное влияние на формирование поля излучения над контейнером. В этой ситуации результаты приведённых выше простых предварительных оценок защитных требований, полученные с использованием универсальных таблиц Машковича и Кудрявцевой [215], выглядят недостаточными. Для более адекватного учета геометрических особенностей предложенного варианта контейнера проведено монтекарловское моделирование переноса  $\gamma$ -излучения  ${}^7\text{Be}$ .

В расчётах комплект активированных мишеней имитировали точечным изотропным источником  $\gamma$ -излучения с энергией 0,4776 МэВ и интенсивностью  $9,4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , расположенным в центре на дне трубы. Цель расчётов состояла в определении оптимальной толщины свинцового диска и достаточности выбранной величины напуска крышки над трубой. Для этого методом Монте-Карло был рассчитан радиальный ход мощности дозы над контейнером на высоте 0,5 м от поверхности пола для четырех значений толщины диска: 30, 40, 50 и 60 мм. Разбиение по радиусу проводили равномерное с шагом 2 см. Результаты расчётов для толщины диска 40, 50 и 60 мм и их статистическая погрешность приведены на Рис. 114.

Как видно, существенная зависимость мощности дозы от толщины свинцового диска наблюдается в области, лежащей непосредственно над самим диском ( $R < 14 \text{ см}$ ), и менее существенная – во внешней области. Из полученных результатов следует, что толщина диска 30 мм, при которой мощность дозы по оси достигает 16 мкЗв/ч, и, возможно, 40 мм является недостаточной. Наиболее предпочтительной представляется толщина диска 50 мм, поскольку увеличение толщины до 60 мм приводит к снижению

мощности дозы над самим диском в полтора раза при практически неизменных значениях мощности дозы над прилегающим грунтом. Таким образом, крышка контейнера со свинцовым диском толщиной 50 мм позволит удерживать мощность дозы на уровне не выше 2 мкЗв/ч, что в 6 раз меньше допустимой для помещения с временным нахождением персонала и в 3 раза меньше – с постоянным пребыванием персонала.

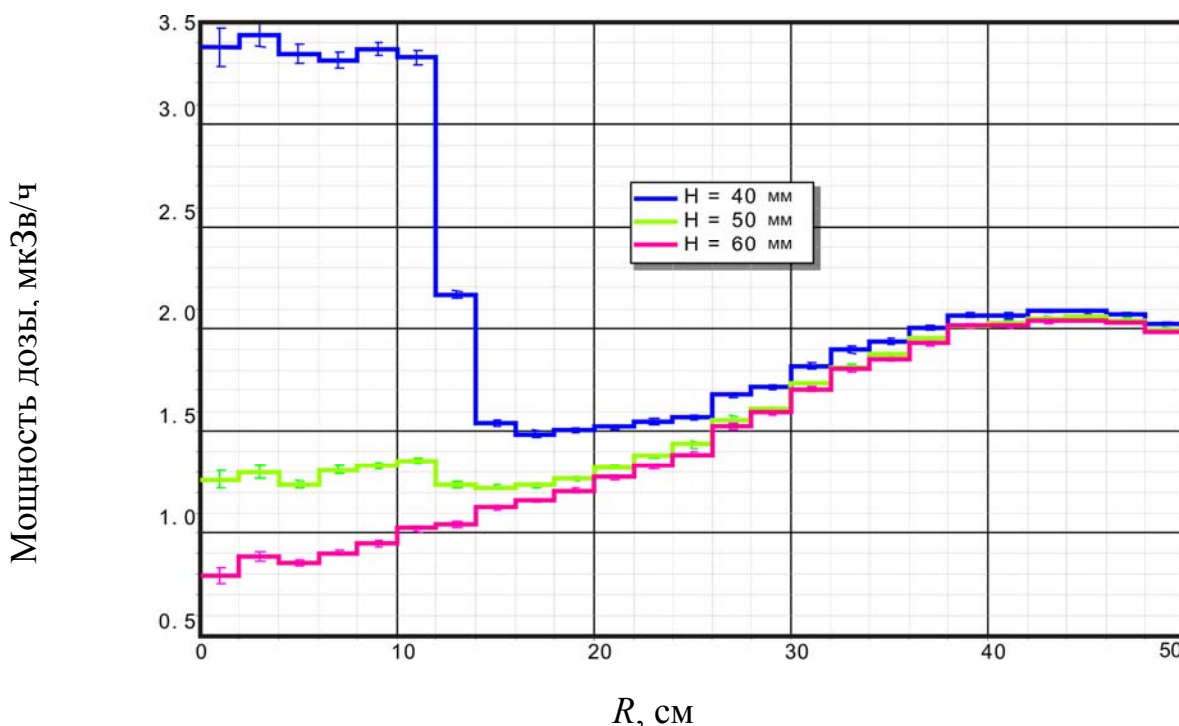


Рис. 114. Распределение по радиусу  $R$  от оси трубы мощности дозы над контейнером на высоте 0,5 м для свинцового диска толщиной 40, 50 и 60 мм.

Слой свинца толщиной 40 мм ослабляет мощность кермы в широком пучке  $\gamma$ -квантов  ${}^7\text{Be}$  в 900 раз [215]. Результаты же расчёта методом Монте-Карло для области над крышкой указывают на ослабление примерно в 300 раз. Это означает, что при такой толщине свинцового слоя крышки вклад в дозу фотонов, рассеиваемых верхней частью трубы контейнера и прилегающим грунтом, становится сопоставимым с дозовым вкладом, обусловленным входящим в крышку снизу «прямым» потоком фотонов с энергией 0,4776 МэВ



из источника, либо даже его превышает. При толщине же свинца 50 мм вклад этой «прямой» компоненты в дозу над крышкой явно перестаёт быть доминирующим.

Излучение, рассеиваемое верхней частью трубы контейнера и прилегающим грунтом, практически полностью определяет дозное поле в области над полом на некотором удалении от крышки контейнера. Например, для точки детектирования, расположенной на высоте 0,5 м от пола и отстоящей от оси контейнера на 40 см, имеем вдоль луча из источника в эту точку 5,4 см железа (с учетом «косого» прохождения стенки трубы) и грунт, эквивалентный примерно 105 см бетона. Оценка вклада в мощность дозы в рассматриваемой точке только за счёт распространения излучения в этом направлении методом простого лучевого анализа с использованием упомянутых выше универсальных таблиц даёт результат, заниженный по сравнению с расчётом методом Монте-Карло примерно в  $10^5$  раз! Это обстоятельство наглядно иллюстрирует важность и полезность использования метода Монте-Карло для анализа эффективности защитного контейнера с предлагаемой геометрией.

На основе проведенных расчётов был разработан и согласован с Отделом радиационных исследований и радиационной безопасности ИЯФ СО РАН технический проект контейнера для выдержки и временного хранения активированных мишеней. Было установлено, что наиболее подходящим местом для размещения заглублённого защитного контейнера является нижнее помещение бункера, в котором располагается ускорительный источник нейтронов. В бетонном полу было проделано отверстие, а затем в грунте пробурено углубление, в которое была вставлена труба с приваренным днищем (Рис. 115). Свободное пространство вокруг трубы было затампонировано грунтом, сверху забетонировано. Труба установлена с небольшим возвышением над поверхностью пола и закрыта крышкой. Была

вмонтирована система предупреждения об открытии крышки и установлено ограждение. В итоге, создание такого заглублённого защитного контейнера для выдержки и временного хранения активированных мишеней позволяет решить проблему активации мишени и осуществлять длительную генерацию нейтронов.



Рис. 115. Фотографии этапа монтажа заглубленного защитного контейнера для выдержки и временного хранения активированных мишеней.

Предложение о способе дезактивации мишени, результаты расчётов уровня  $\gamma$ -излучения и определения оптимальных размеров контейнера для выдержки и временного хранения активированных мишеней представлены и обсуждены на международной конференции [84] и опубликованы в научном журнале [44]. Контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней сооружен, принят в эксплуатацию и используется.

Таким образом, для дезактивации мишени предложен, оптимизирован и введён в эксплуатацию защитный заглублённый контейнер для выдержки и временного хранения активированных мишеней, выполненный в виде погруженного в грунт длинного стального стакана со свинцовой крышкой.

## § 2.9. Конструкция нейтрогенерирующей мишени

В результате проведенных исследований, описанных в предыдущих параграфах данной главы, была изготовлена нейтрогенерирующая мишень, используемая для генерации нейтронов. Поскольку она совмещена с системой напыления лития, то чертёж её общего вида был представлен ранее – см. Рис. 95. Важным элементом мишени является приёмник пучка, на который напыляется тонкий литиевый слой. Его чертеж представлен на Рис. 116.

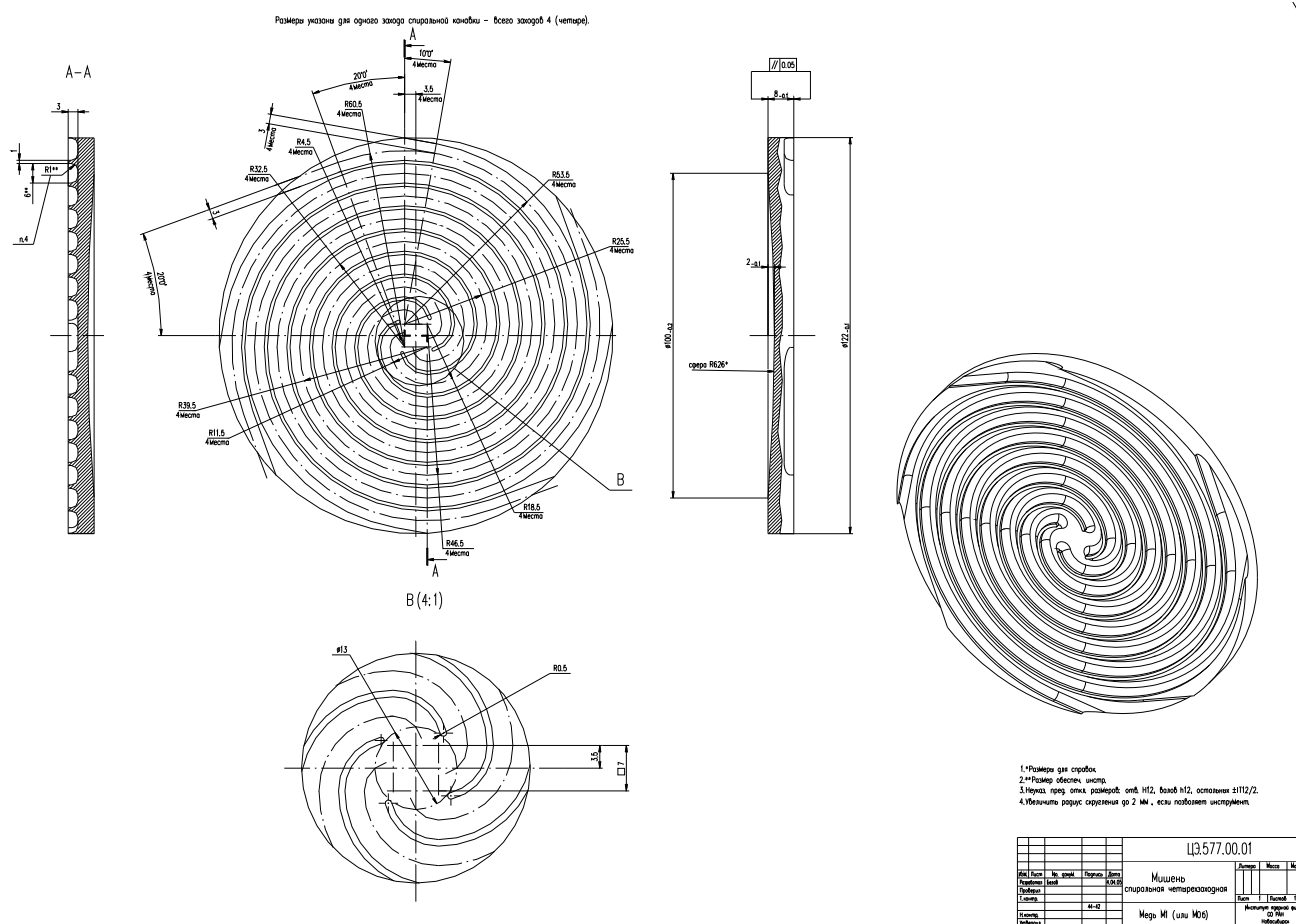


Рис. 116. Чертёж приёмника пучка.

Приёмник пучка изготовлен из меди в виде диска диаметром 122 мм, максимальной толщиной 8 мм (протонный пучок облучает поверхность диаметром 100 мм). Со стороны протонного пучка в нём сделано сферическое

углубление на 2 мм радиусом 626 мм. С обратной стороны сделаны четыре канала спиралевидной формы глубиной 3 мм, шириной 6 мм. Приёмник пучка плотно прижимается к корпусу мишени. Охлаждающая вода тангенциально вводится во внутреннюю полость корпуса мишени, раскручивается, как в циклоне, и через отверстие в центре направляется в каналы приёмника пучка и далее по двухзаходным спиралевидным каналам вытекает наружу. При давлении дистиллированной воды на входе 2 атм в каналах приёмника пучка реализуется турбулентное течение воды (число Рейнольдса  $4 \cdot 10^4$ ) со скоростью 10 м/с, обеспечивая требуемый теплосъём и поддерживая литиевый слой в твёрдом состоянии вплоть до мощности нагрева 25 кВт. Расход воды в этом случае имеет величину  $3,5 \text{ м}^3/\text{ч}$ , и вода нагревается на  $8 \text{ }^\circ\text{C}$ .

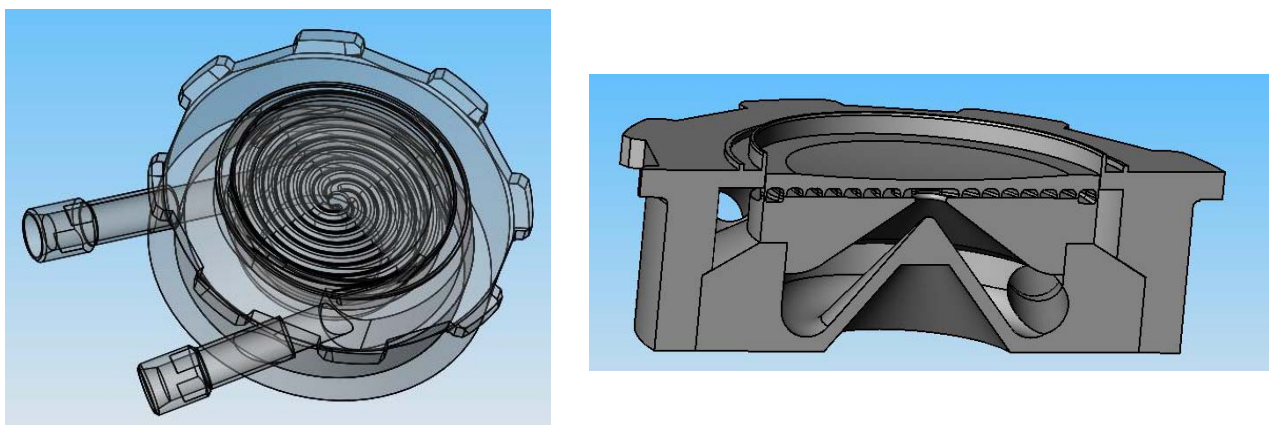


Рис. 117. Изометрический вид мишенного узла с приёмником пучка.

Мишенный узел изготовлен из нержавеющей стали и крепится к установке посредством байонетного разъёма (Рис. 118). Байонетный разъём позволяет быстро снимать мишенный узел и, перевернув его, высвободить приёмник пучка с литиевым слоем. Простота и быстрота высвобождения подложки необходима для минимизации дозы, получаемой персоналом при снятии активированного бериллием-7 приёмника пучка после генерации

нейтронов и помещая его в закрытый заглублённый контейнер для выдержки и временного хранения.

Расстояние от литиевого слоя до низа мишенного узла равно 60 мм.



Рис. 118. Фотография мишенного узла с приёмником пучка.

Конструкция мишени представлена и обсуждалась на научных конференциях [62, 68, 72, 74] и приведена в научных статьях [33, 34].

Результаты, полученные при разработке нейтроногенерирующей мишени, использованы в целом ряде проектов при изготовлении мишеней. На циклотронном источнике нейтронов в KURRI (Осака, Япония) приёмник пучка в точности копирует представленный на Рис. 116 [217, рис. 3]. В американском проекте линака мишень модифицирована в конус [218], в проекте компании ИВА – в две наклонённые пластины [219], в корейском проекте – в одну наклонённую [220]; все без существенного изменения параметров.

## Глава 3

### Система формирования пучка

#### § 3.1. Стандартный режим

Хотя использование реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  позволяет генерировать нейтроны с наиболее мягким спектром из возможных, но для БНЗТ требуется их замедление – “идеальными” считаются нейтроны с энергиями в районе 10 кэВ. Для формирования терапевтического пучка нейтронов применяют систему формирования пучка (СФП), включающую в себя замедлитель, отражатель, поглотитель и в ряде случаев фильтр. В течение последних 10 лет, когда стала очевидной возможность изготовления литиевой мишени, СФП для реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  с 2,3 – 2,8 МэВ протонным пучком была оптимизирована целым рядом исследовательских групп [221 – 229]. В это же время произошла стандартизация проведения расчётов для их сравнения. В качестве фантома, в котором рассчитывается перенос нейтронов и  $\gamma$ -излучения и вычисляется распределение доз, практически всеми стал применяться модифицированный фантом головы Снайдера [230] – три вложенных друг в друга эллипсоида с разными составами элементов, максимально приближенных к составам кожи, кости и мозга. В расчётах используют значения относительной биологической эффективности (ОБЭ) из работы [231] – для тканей мозга ОБЭ фотонов равна

1,0, нейтронов – 3,2 и составная биологическая эффективность (СВЕ) – 1,35. Для опухоли ОБЭ полагается такой же, в то время как СВЕ – 3,8.

При расчётах доз в модифицированном фантоме Снайдера принимают во внимание следующие процессы. Во-первых, процесс поглощения нейтронов бором, в результате которого выделяется энергия 2,79 МэВ – в 6,1 % случаев энергия распределяется только между ядрами лития и  $\alpha$ -частицей, в 93,9 % случаев ядро лития вылетает в возбужденном состоянии и испускает  $\gamma$ -квант энергией 0,48 МэВ. Во-вторых, захват нейтронов ядрами водорода, приводящий к образованию дейтерия и к испусканию  $\gamma$ -кванта энергией 2,2 МэВ. В-третьих, появление протонов отдачи как от взаимодействия нейтронов, преимущественно быстрых, с ядрами вещества, преимущественно водородом, так и от поглощения нейтронов ядрами азота с выделением энергии 580 кэВ. Достаточно часто учитывается поток  $\gamma$ -квантов от мишени. Практически всегда пренебрегается дозой от поглощения нейтронов хлором ввиду её малости. Таким образом, выделяют и приводят следующие компоненты доз: так называемая “борная” – от  $\alpha$ -частицы и иона лития; доза быстрых нейтронов (от протонов отдачи при упругом рассеянии нейтронов); доза от поглощения нейтронов азотом (также в результате появления протонов отдачи) и доза  $\gamma$ -квантов – от всех  $\gamma$ -квантов, включая те, которые появляются при поглощении нейтронов бором и водородом, а также те, которые вылетают из мишени, системы формирования пучка и других конструкций.

Определено, что замедлитель следует делать из материала с наибольшей концентрацией фтора, поскольку фактически только фтор имеет заметное сечение неупругого рассеяния нейтронов в области энергий ниже 1 МэВ (см. Рис. 124), что обеспечивает быстрое торможение нейтронов до энергий в районе 100 кэВ. Конечно, водородосодержащий замедлитель также эффективно уменьшает энергию нейтронов, но формируемый спектр нейтронов слишком смещён в область тепловых энергий – с его помощью не



удаётся сформировать идеальный узкий спектр с энергиями от 1 до 30 кэВ. Оптимальный замедлитель может быть изготовлен из фторидов магния, лития, алюминия или ПТФЭ (фторопласта). В качестве отражателя используется свинец или графит. Поглотителем может быть полиэтилен с добавкой бора или лития. Такие СФП при 2,5 МэВ 10 мА протонном пучке обеспечивают мощность дозы на уровне 1 Зв/мин, глубину терапии – до 10 см, терапевтическое отношение – до 6. Это приемлемо для проведения бор-нейтронозахватной терапии.

Данный режим генерации нейтронов в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  при энергии протонов 2,5 МэВ был нами также просчитан. Численное моделирование переноса протонов, нейтронов и  $\gamma$ -излучения проведено методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА [232], используя базу данных сечений ENDF/B-VI и константы справочника [233]. Как и в вышеупомянутых расчётах, терапевтический нейтронный пучок соосен протонному. Такую геометрию назовём “стандартной”. На Рис. 119 представлена схема СФП, на Рис. 120 – спектр нейтронов, на Рис. 121 – глубинное распределение доз, а на Рис. 122 – суммарное в модифицированном фантоме головы Снайдера. В расчётах концентрация бора-10 в здоровых тканях полагалась равной 15 ppm и в опухоли – 52,5 ppm. Видно, что результаты получились подобными описанным выше, а именно, мощность дозы 1,5 Зв/мин, глубина терапии – 11 см, терапевтическое отношение – 5. Средняя энергия нейтронов равна 4 кэВ.

Данный расчёт стандартного режима проведён для верификации. Полученное хорошее согласие результатов расчёта с результатами других групп вселяет уверенность в достоверности тех новых результатов, которые будут описаны в следующих двух параграфах главы 4.

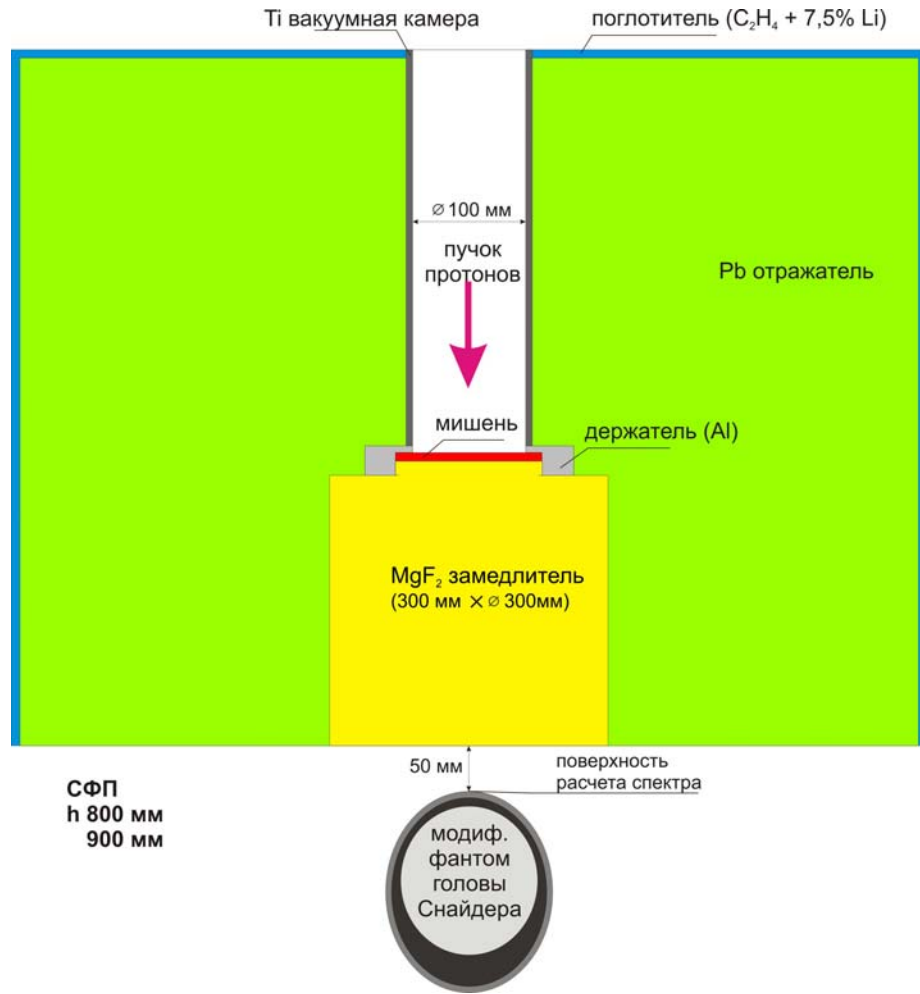


Рис. 119. СФП стандартного режима.

$\Phi$ ,  $10^6 / (\text{см}^2 \text{ с ед. летаргии})$

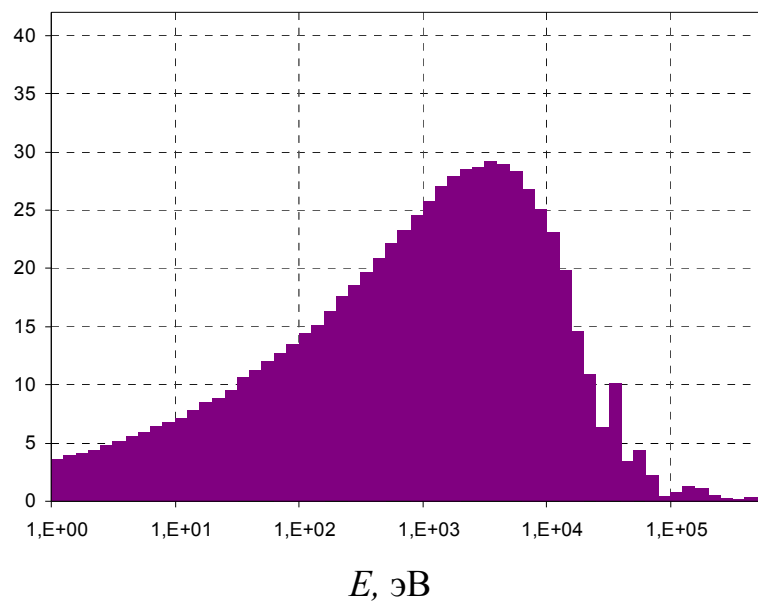


Рис. 120. Расчётный спектр нейтронов.

Мощность дозы, Гр/мин

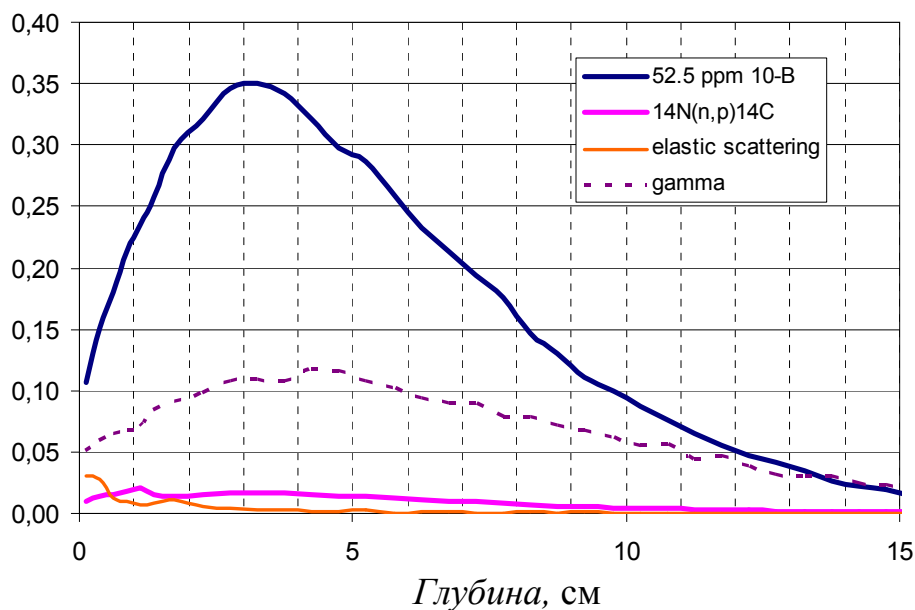


Рис. 121. Вклад в общую дозу от каждой из четырех компонент в зависимости от глубины в модифицированном фантоме головы Снейдера.

Мощность дозы, Зв/мин

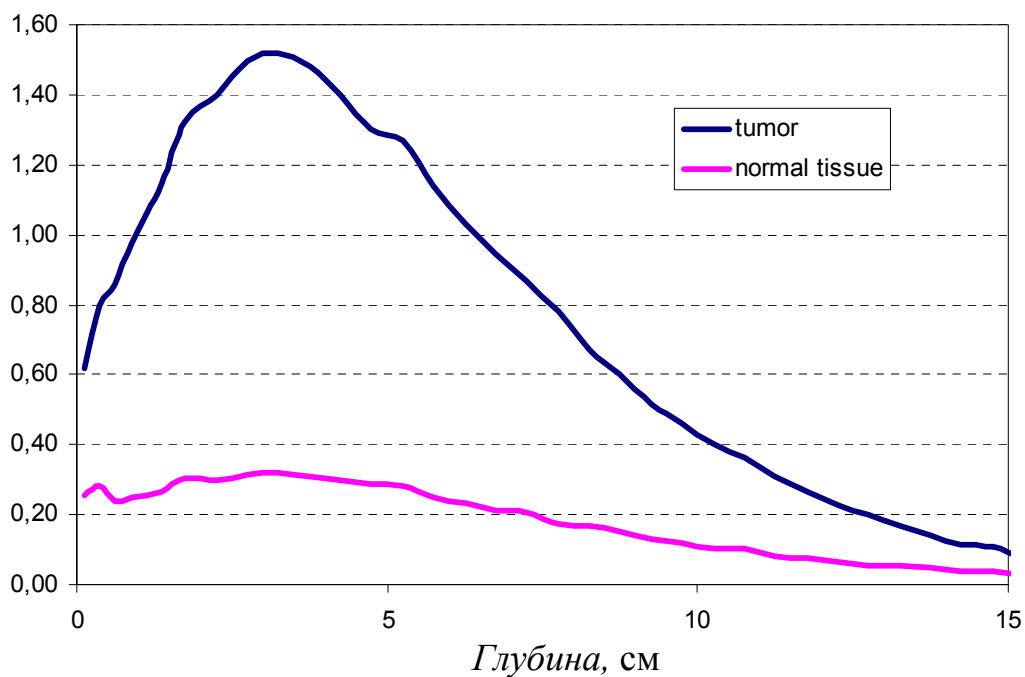


Рис. 122. Суммарные дозы в опухоли и в здоровой ткани в зависимости от глубины в модифицированном фантоме головы Снейдера.

### § 3.2. Припороговый режим

Реакция  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  отличается необычайно быстрым ростом сечения вблизи порога (см. Рис. 54), а потому изначально крайне привлекательным представлялся припороговый режим генерации, когда вследствие кинематической коллимации поток нейтронов направлен вперёд и имеет низкую среднюю энергию – 40 кэВ. Энергетический спектр генерируемых нейтронов при 1,95 МэВ представлен на Рис. 123. Несмотря на относительную мягкость спектра, эти нейтроны не годятся для проведения БНЗТ – сопутствующий вклад в дозу от быстрых нейтронов превалирует, и требуется их замедление. Поскольку генерируемый поток отчетливо направлен вперёд, требуется, чтобы смягчение спектра нейтронов проходило без заметного рассеяния, снижающего мощность дозы. Решение этой задачи оказалось непростым.

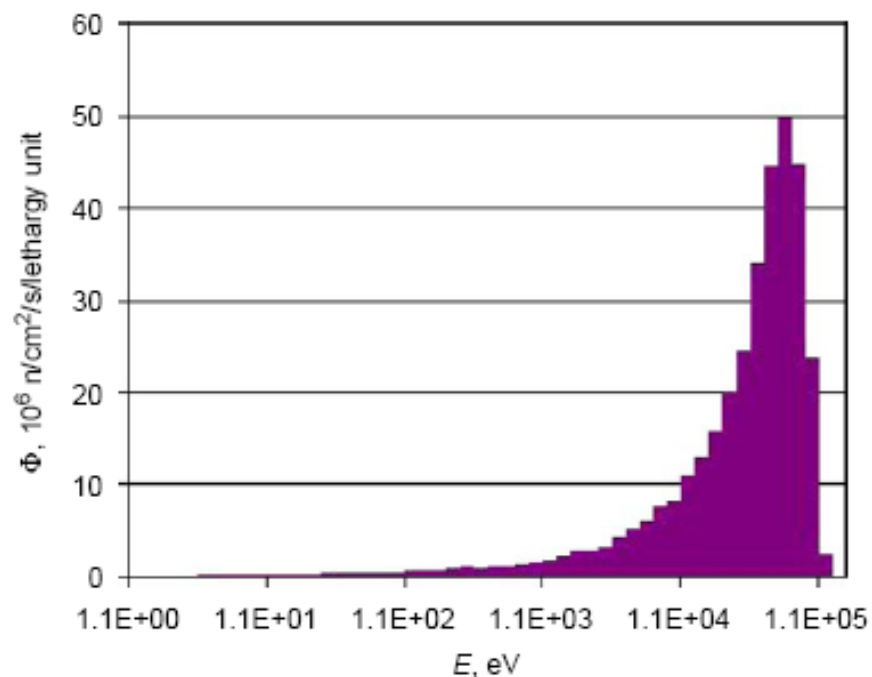


Рис. 123. Спектр генерируемых вперед нейтронов при 1,95 МэВ.

На основании расчётов припорогового режима генерации [69] был сделан вывод о его приемлемости в случае использования мишени диаметром более 5 см и размещения между мишенью и фантомом водяного замедлителя толщиной 2,5 см. Затем этот режим по просьбе автора диссертации был оптимизирован Жераром Бенгуа (Gerard Bengua), аспирантом профессора Университета Киото Тору Кобаяси (Тоогу Кобаяши). В расчётах концентрация бора-10 в здоровых тканях полагалась равной 10 ppm и в опухоли – 30 ppm. Для определения глубины терапии был применён новый протокол TPD [234]. Результаты расчётов приведены в Табл. 19. Для получения приемлемого результата между мишенью и фантомом размещали замедлитель из полиэтилена. Приведённые результаты демонстрируют, что в припороговом режиме возможно проведение терапии, но качество пучка хуже, чем в стандартном режиме, – и глубина терапии меньше, и мощность дозы.

Табл. 19. Зависимость глубины терапии и мощности дозы от энергии протонного пучка и толщины полиэтиленового замедлителя.

Энергия протонов, МэВ	Глубина терапии, см	Толщина замедлителя, см	Мощность дозы при 10 мА, Гр/мин
1,885	4,75	0	0,05
1,890	4,43	0	0,13
1,895	4,06	0,96	0,18
1,900	3,88	1,12	0,24
1,905	3,75	1,23	0,30
1,910	3,65	1,33	0,36
1,915	3,54	1,43	0,42
1,920	3,45	1,50	0,47

В продолжение поиска решения по применению припорогового режима генерации был предложен следующий подход – использовать не только замедлитель, но и фильтры. Сечения рассеяния нейтронов на некоторых выбранных оптимальных элементах приведены на Рис. 124.

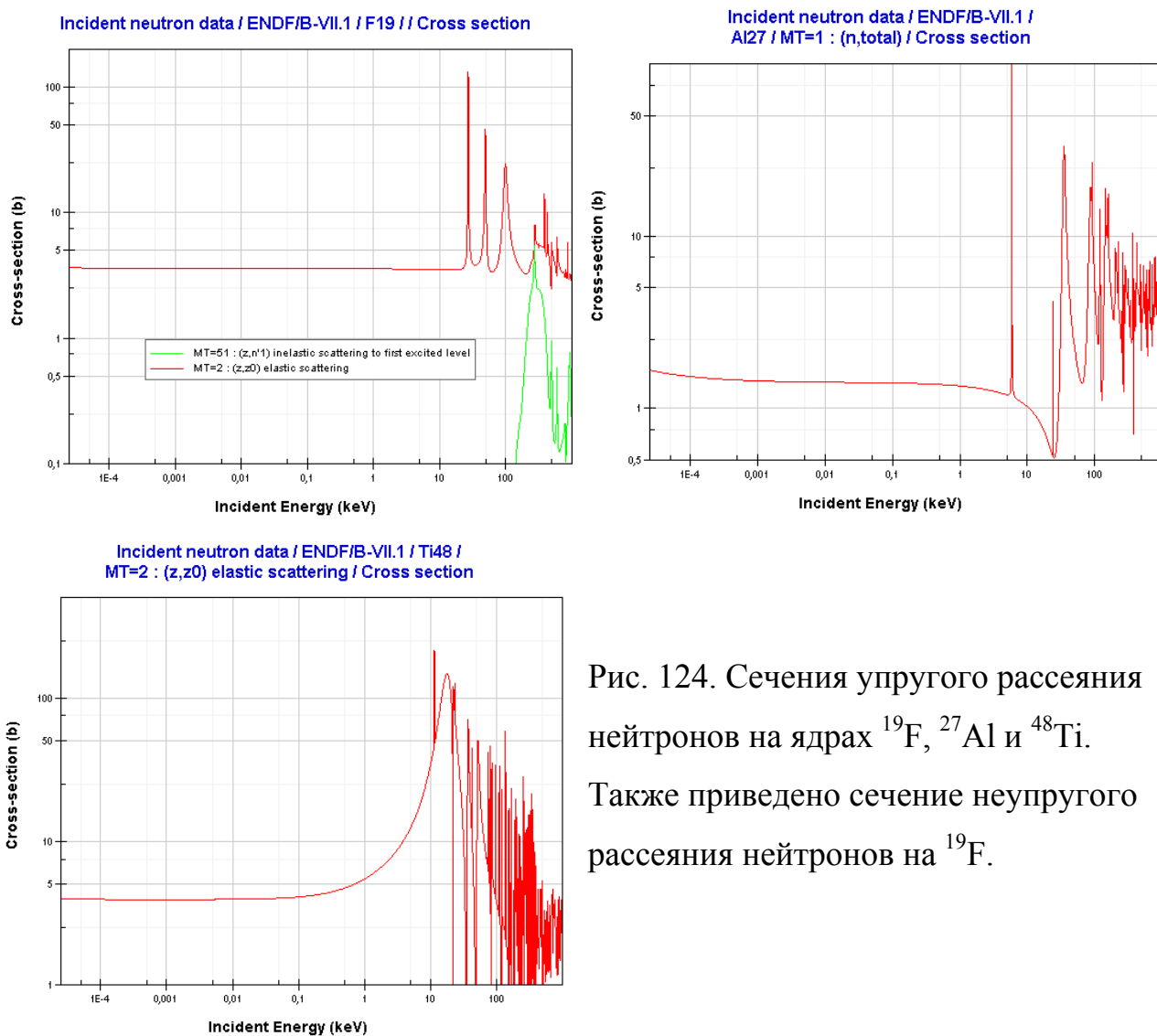


Рис. 124. Сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{19}\text{F}$ ,  $^{27}\text{Al}$  и  $^{48}\text{Ti}$ . Также приведено сечение неупругого рассеяния нейтронов на  $^{19}\text{F}$ .

В направлении вперёд из мишени вылетают нейтроны с максимальной энергией немного выше 100 кэВ и наиболее вероятной – 80 кэВ. С помощью двух последовательно расположенных фильтров из фторида магния и алюминия рассеивают часть высокоэнергетичных нейтронов и пропускают все

остальные. Далее на полиэтилене происходит небольшое замедление всех нейтронов и осуществляется сдвиг спектра в область меньших энергий. Затем алюминиевым фильтром вновь рассеивают высокоэнергетичные нейтроны, и окончательное формирование правого крыла спектра происходит с помощью титанового фильтра. Таким образом, рассеяние высокоэнергетичных нейтронов позволяет надеяться на формирование более мягкого спектра без существенной потери в потоке. Следует обратить внимание на то, что рассеянные нейтроны могут вновь вернуться в терапевтический пучок из отражателя. При этом отражатель специально применён из углерода, а не из свинца, чтобы понизить энергию этих нейтронов.

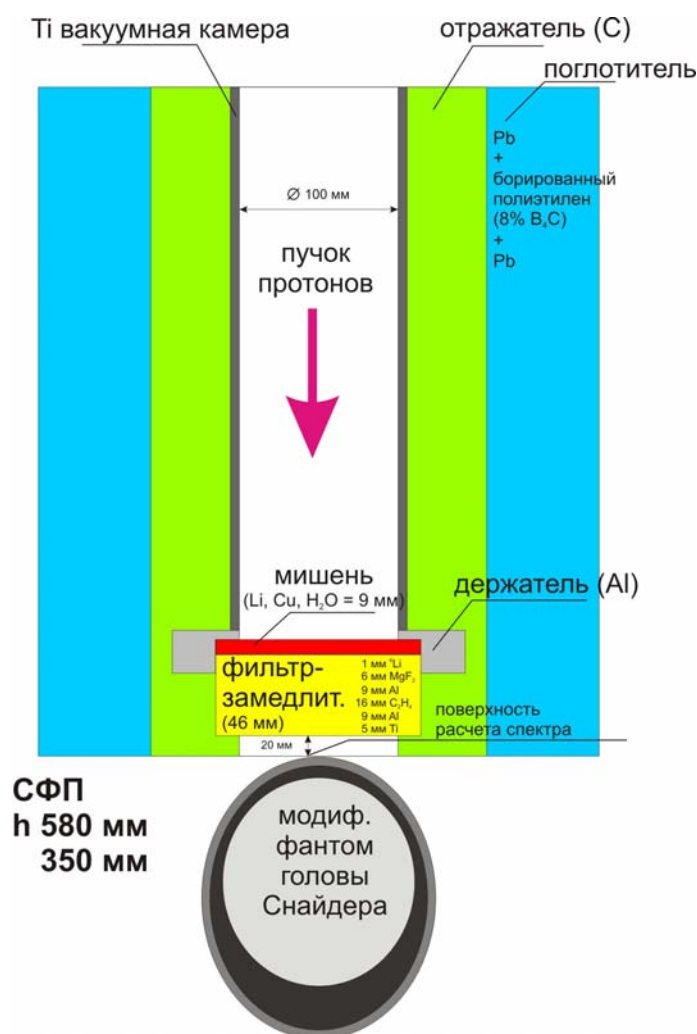


Рис. 125. СФП припорогового режима.

Проведенный расчёт подтвердил предположение – качество пучка нейтронов значительно улучшилось по сравнению с использованием только водородосодержащего замедлителя. На Рис. 125 представлена схема СФП припорогового режима – непосредственно за мишенью располагается модератор-фильтр толщиной 46 мм, который изготовлен из слоев  ${}^6\text{Li}$  (1 мм),  $\text{MgF}_2$  (6 мм),  $\text{Al}$  (9 мм),  $\text{C}_2\text{H}_4$  (16 мм),  $\text{Al}$  (9 мм) и  $\text{Ti}$  (5 мм). Мишень и протонопровод окружены графитовым отражателем толщиной 50 мм, а затем поглотителем из борированного полиэтилена толщиной 50 мм со свинцовыми цилиндрами толщиной по 10 мм. Посчитанные спектры нейтронов на расстоянии 2 см от модератора представлены на Рис. 126. Средняя энергия нейтронов 10 кэВ.

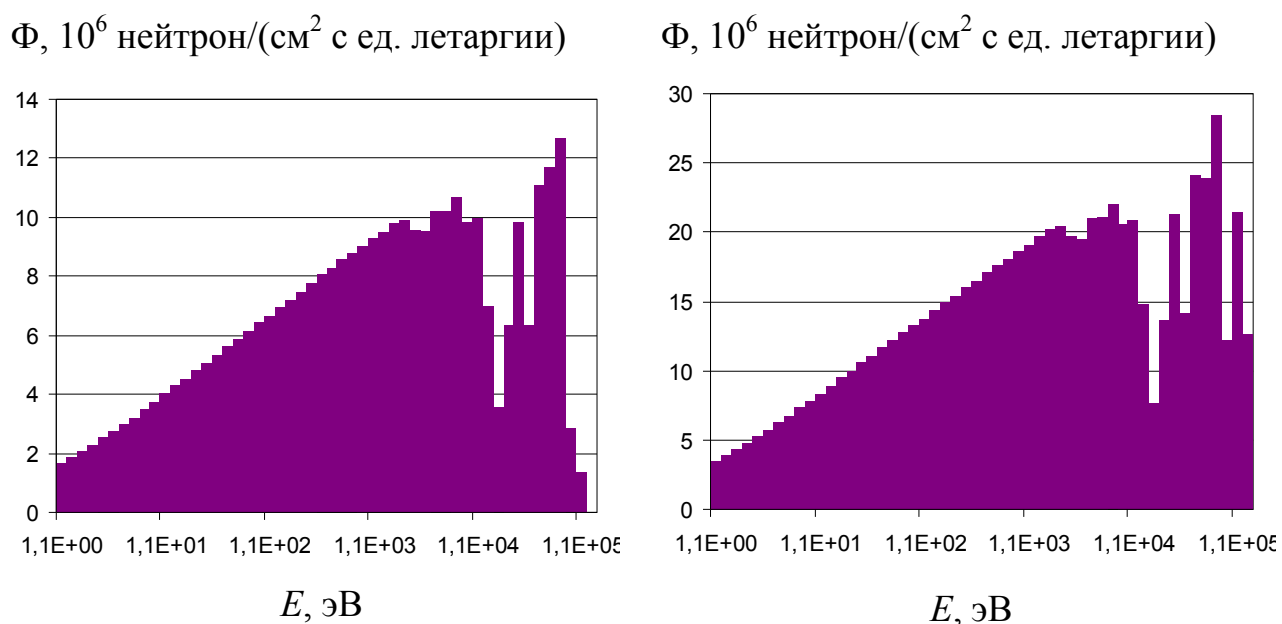


Рис. 126. Спектр нейтронов при 1,915 МэВ (слева) и 1,95 МэВ (справа).

Посчитана доза вдоль оси модифицированного фантома головы Снайдера, располагающегося в 2 см за модератором. На Рис. 127 представлены вклады основных процессов в дозу при 1,915 МэВ 10 мА протонном пучке. Расчёты были проведены при равномерном распределении  ${}^{10}\text{B}$  по всему



фантому концентрацией 1 ppm. На Рис. 128 представлены распределения эквивалентной дозы в опухолевых тканях и в здоровых.

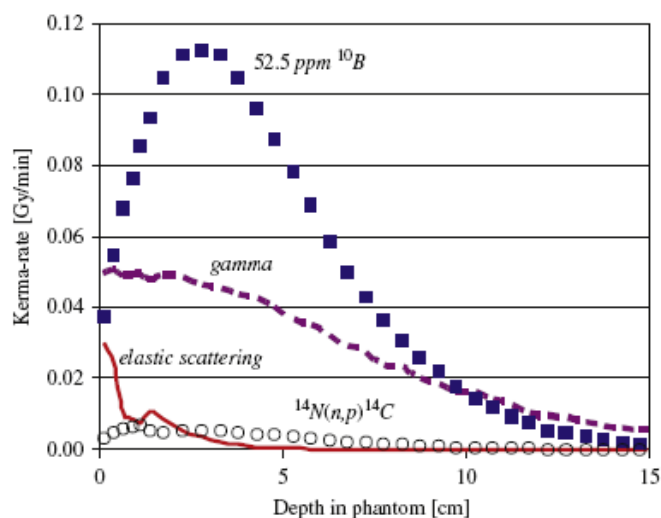


Рис. 127. Вклад в общую дозу от каждой из четырех компонент в зависимости от глубины.

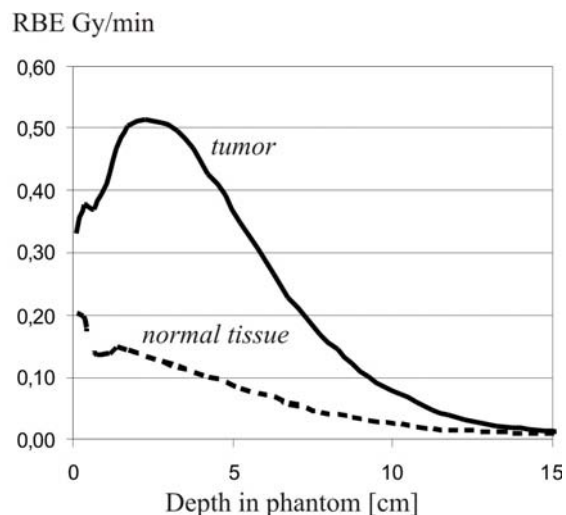


Рис. 128. Суммарные дозы в опухоли и в здоровой ткани в зависимости от глубины.

Табл. 20. Зависимость мощности дозы, терапевтического отношения и глубины терапии для ряда режимов припороговой генерации нейтронов.

	Мощность дозы, Зв/мин	Терапевтическое отношение	Глубина терапии, см
1,915 МэВ	0,51	2,56	7,25
1,915 МэВ 22 мм C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,43	2,82	7,3
1,95 МэВ	1,15	2,14	6,6
1,95 МэВ 22 мм C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,96	2,42	6,75
1,95 МэВ 5 мм Pb	1,06	2,19	6,75
1,95 МэВ 10 мм Pb	1,02	2,27	6,75

Также были проведены расчёты при разных энергиях протонного пучка, при увеличении  $C_2H_4$  в замедлителе с 16 мм до 22 мм и при дополнительном размещении между замедлителем и фантомом свинца толщиной 5 или 10 мм. В Табл. 20 приведены основные параметры: мощность дозы, терапевтическое отношение и глубина терапии для некоторых режимов припороговой генерации.

Видно, что режим припороговой генерации обеспечивает высокую мощность дозы и приемлемые терапевтическое отношение и глубину терапии. Однако эти все параметры несколько хуже, чем в стандартном режиме: мощность дозы имеет величину 1 Зв/мин, глубина терапии – 7 см, терапевтическое отношение – 2,5.

Несмотря на это, припороговый режим имеет то преимущество, что эффективно используются генерируемые нейтроны. Выход нейтронов в 10 раз меньше, чем в стандартном режиме, а мощность дозы меньше всего в 1,5 раза. Поскольку терапевтический пучок удовлетворяет требованиям к БНЗТ, то припороговый режим может быть применён в случае, когда важна степень активации мишени и установки – она в 10 раз меньше.

Результаты расчёта, проведённого О. Кононовым, представлены в совместной работе [69], расчёта, проведённого Жераром Бенгуа, – доложены на семинаре в Институте ядерной физики СО РАН 6 марта 2007 г. Предложение о применении фильтров для использования припорогового режима генерации нейтронов и результаты проведённых расчётов докладывались и обсуждались на международной конференции [85] и опубликованы в научном журнале [47].

### § 3.3. Ортогональный режим

В качестве нового режима рассмотрен ортогональный, в котором используются нейтроны, вылетающие перпендикулярно протонам. Поводом для рассмотрения стало то обстоятельство, что ортогональные нейтроны изначально имеют более мягкий спектр и качество пучка может быть обеспечено лучше, чем в стандартном режиме. Проведённые расчёты подтвердили это предположение. На Рис. 129 представлена схема СФП ортогонального режима, на Рис. 130 – спектр нейтронов, на Рис. 131 – глубинное распределение доз и суммарное в модифицированном фантоме Снайдера. Видно, что мощность дозы возросла в 2 раза – до 3 Зв/мин, глубина терапии возросла до 12 см, однако ухудшилось терапевтическое отношение – 4. Такое улучшение мощности дозы и глубины терапии связано с более жестким спектром нейтронов – их средняя энергия возросла до 14 кэВ. Из-за более жесткого спектра увеличилась мощность дозы в здоровых тканях на поверхности кожи, и она стала там максимальной по глубине. Однако ортогональный режим позволяет осуществить облучение пациента под любым углом простым вращением СФП при горизонтальном протонном пучке (Рис. 132), т.е. облучить разные участки кожи и тем самым улучшить терапевтическое отношение.

Для защиты авторских прав на конструкцию СФП ортогонального режима с возможностью поворота и облучения под любым углом подана заявка на получение патента РФ [110]. Результаты расчёта ортогонального режима генерации нейтронов и новая концепция медицинской установки впервые докладывались и обсуждались на XV Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии [91, 92] и опубликованы в научном журнале [57].

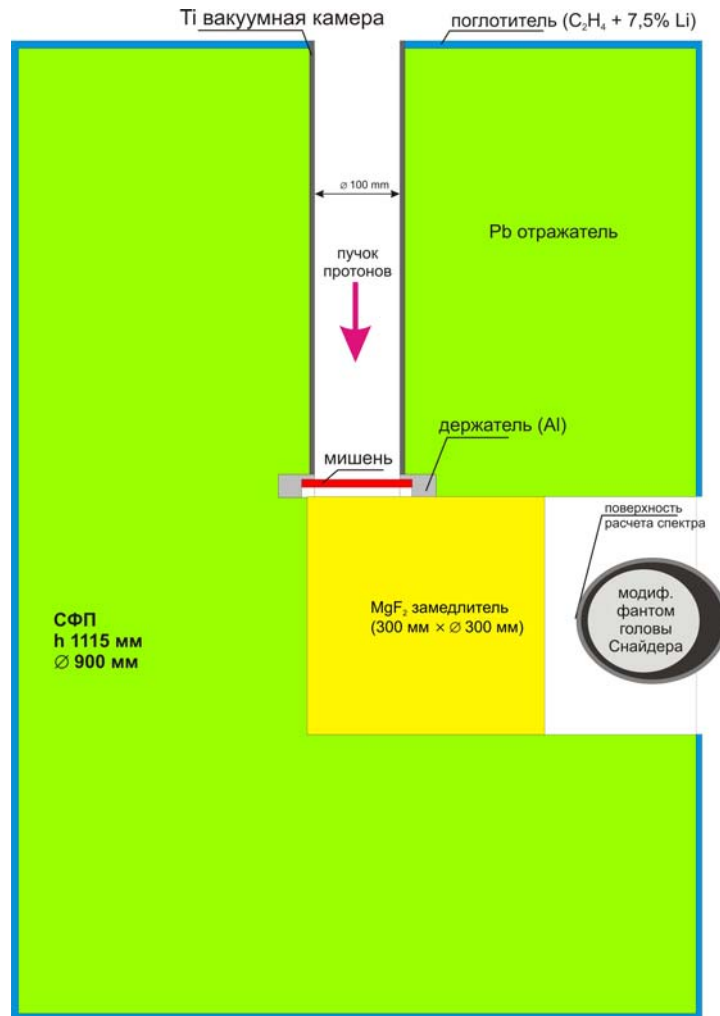


Рис. 129. СФП ортогонального режима.

$\Phi$ ,  $10^6$  нейтрон/см<sup>2</sup>/с/ед. летаргии

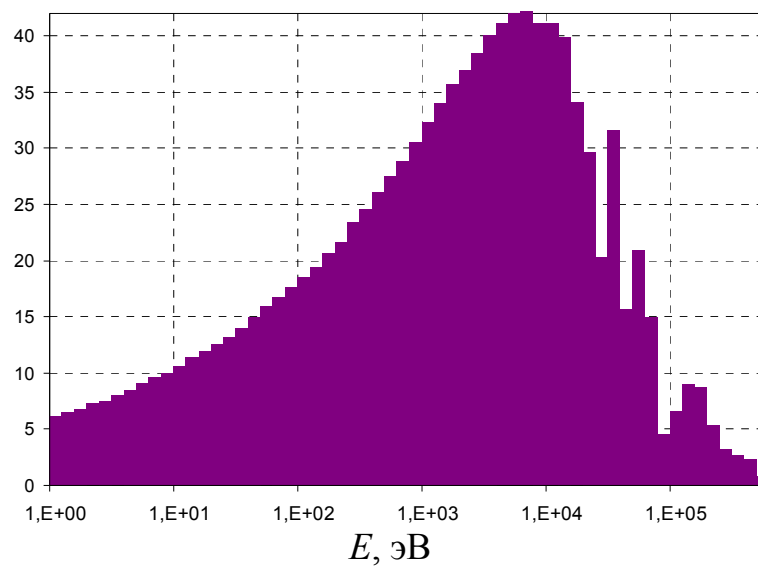
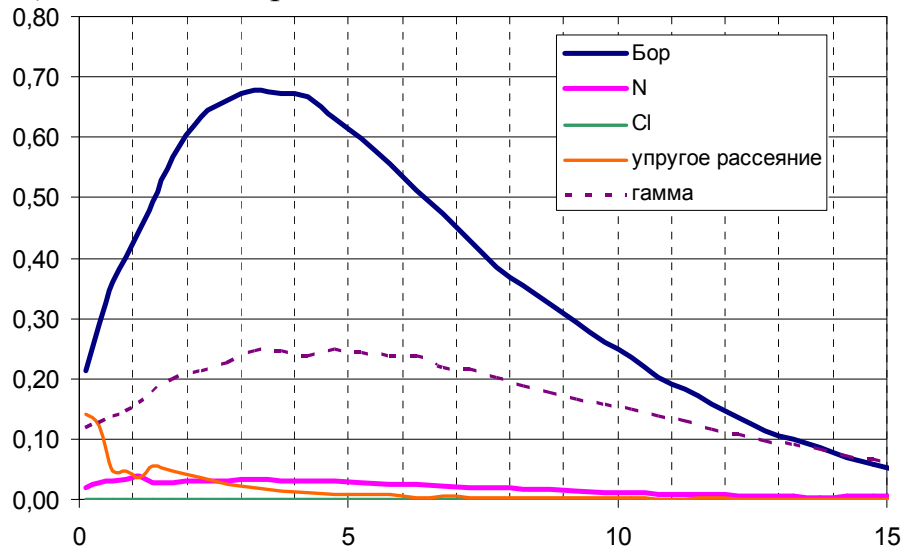


Рис. 130. Спектр ортогонального терапевтического пучка нейтронов.

Мощность дозы, Гр/мин



Мощность дозы, Зв/мин

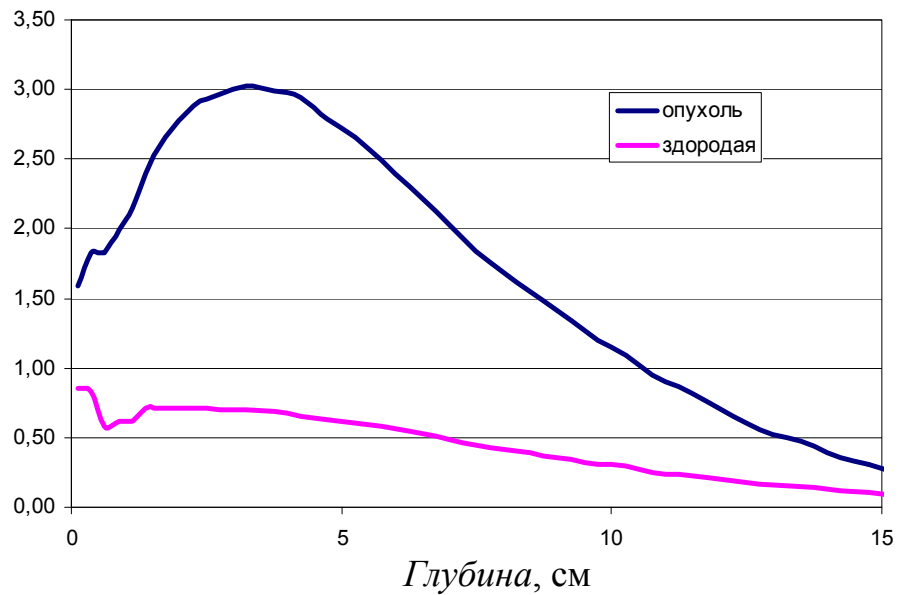


Рис. 131. Вклад в дозу и суммарная доза в опухоли и в здоровой ткани в зависимости от глубины в модифицированном фантоме Снейдера.

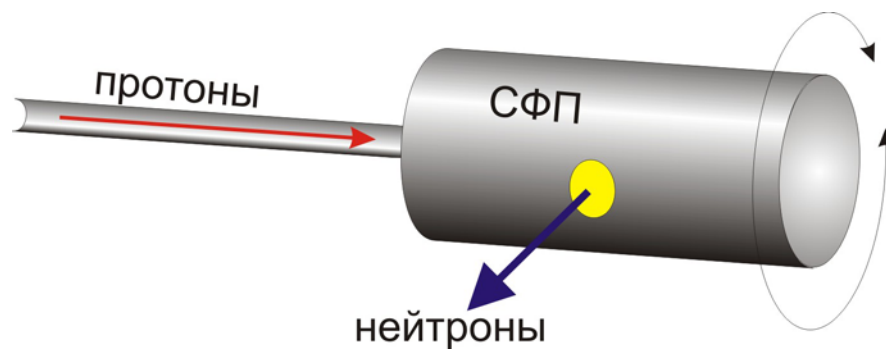


Рис. 132. СФП ортогонального режима с возможностью поворота.

## Глава 4

### Генерация нейтронов

#### § 4.1. Измерение потока нейтронов

В проведённых экспериментах по измерению потока нейтронов генерацию нейтронов осуществляли при сбросе протонного пучка с характерным током  $\sim 100$   $\mu\text{A}$  на литиевую мишень. На выходе из ускорителя протонный пучок имел размер около 2 см и характеризовался достаточно высокой стабильностью энергии с дисперсией менее 2 кэВ. Используемая литиевая мишень представляет собой охлаждаемый водой тонкий медный диск диаметром 10 см, на который со стороны пучка был напылён слой лития толщиной 50  $\mu\text{m}$ . Измерение нагрева охлаждающей жидкости позволяло судить о величине тока на мишень.

Для регистрации возникающего  $\gamma$ -излучения был изготовлен детектор на основе кристалла NaI  $\varnothing 6 \times 6$  см и фотоумножителя Photonis XP3312B, снабжённый быстродействующим спектрометрическим АЦП, коллиматором и специальным программным обеспечением для анализа спектра  $\gamma$ -квантов. Детектор обычно размещали на расстоянии 222 см под нейтроногенерирующей мишенью и, помимо защиты свинцовым экраном с толщиной стенок  $\sim 10$  см, при необходимости дополнительно закрывали

борированным полиэтиленом (Рис. 133). Входное отверстие коллиматора составляло  $10 \times 15$  мм. Калибровка  $\gamma$ -спектрометра была осуществлена с помощью спектральной линии  $^{40}\text{K}$ , регистрируемой в фоновом излучении, с помощью радиоизотопных источников  $^{60}\text{Co}$  активностью  $5,66 \cdot 10^7$  Бк с энергией  $\gamma$ -квантов 1173 и 1333 кэВ и  $^{137}\text{Cs}$  активностью  $2,15 \cdot 10^8$  Бк с энергией 662 кэВ. Калибровка показала энергетическую линейность спектрометрической системы и позволила установить, что имеющийся кристалл NaI обеспечивает энергетическое разрешение 7% и полное поглощение достигается для 37% попадающих в него  $\gamma$ -квантов с энергией 662 кэВ.

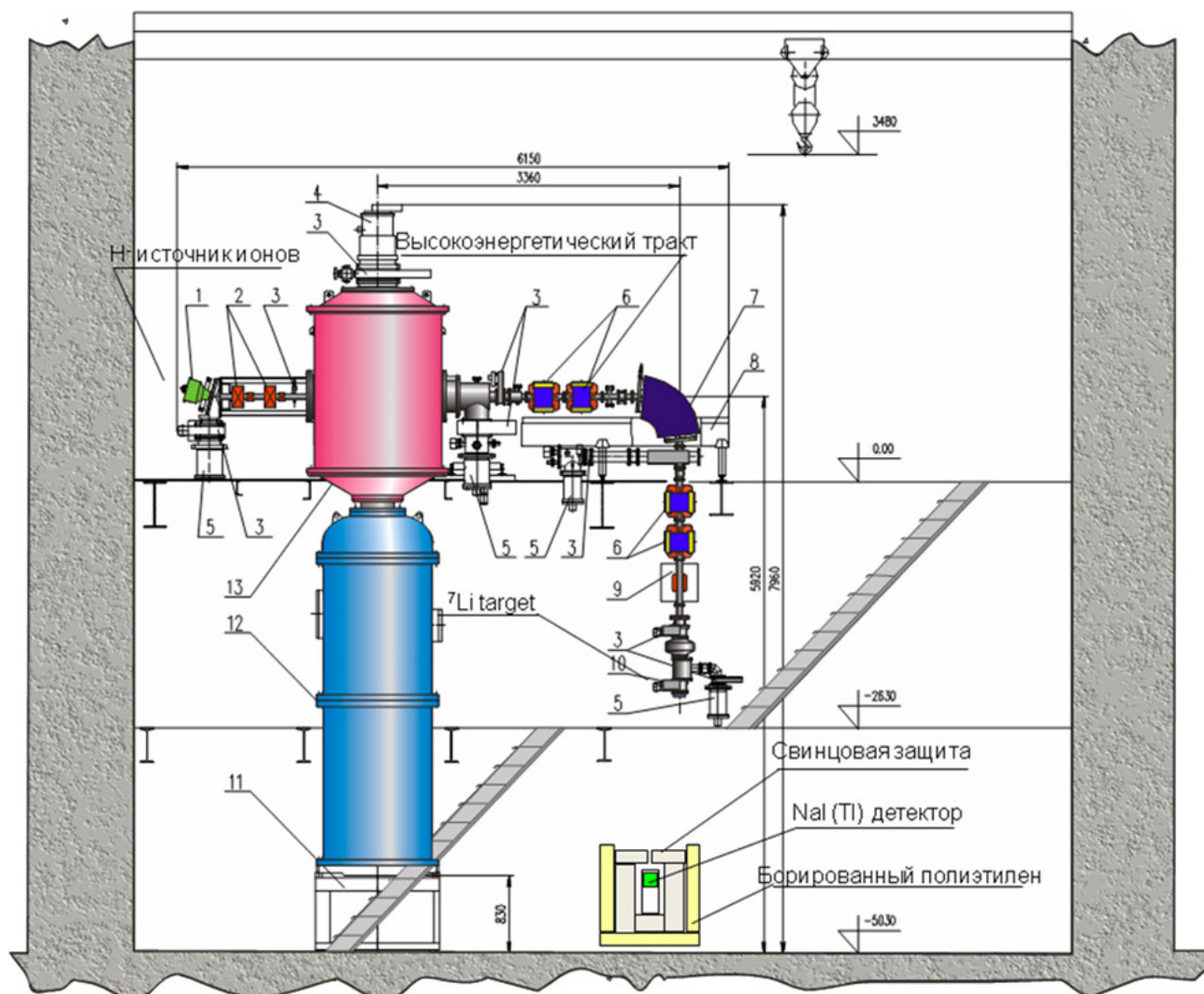


Рис. 133. Положение NaI  $\gamma$ -детектора.

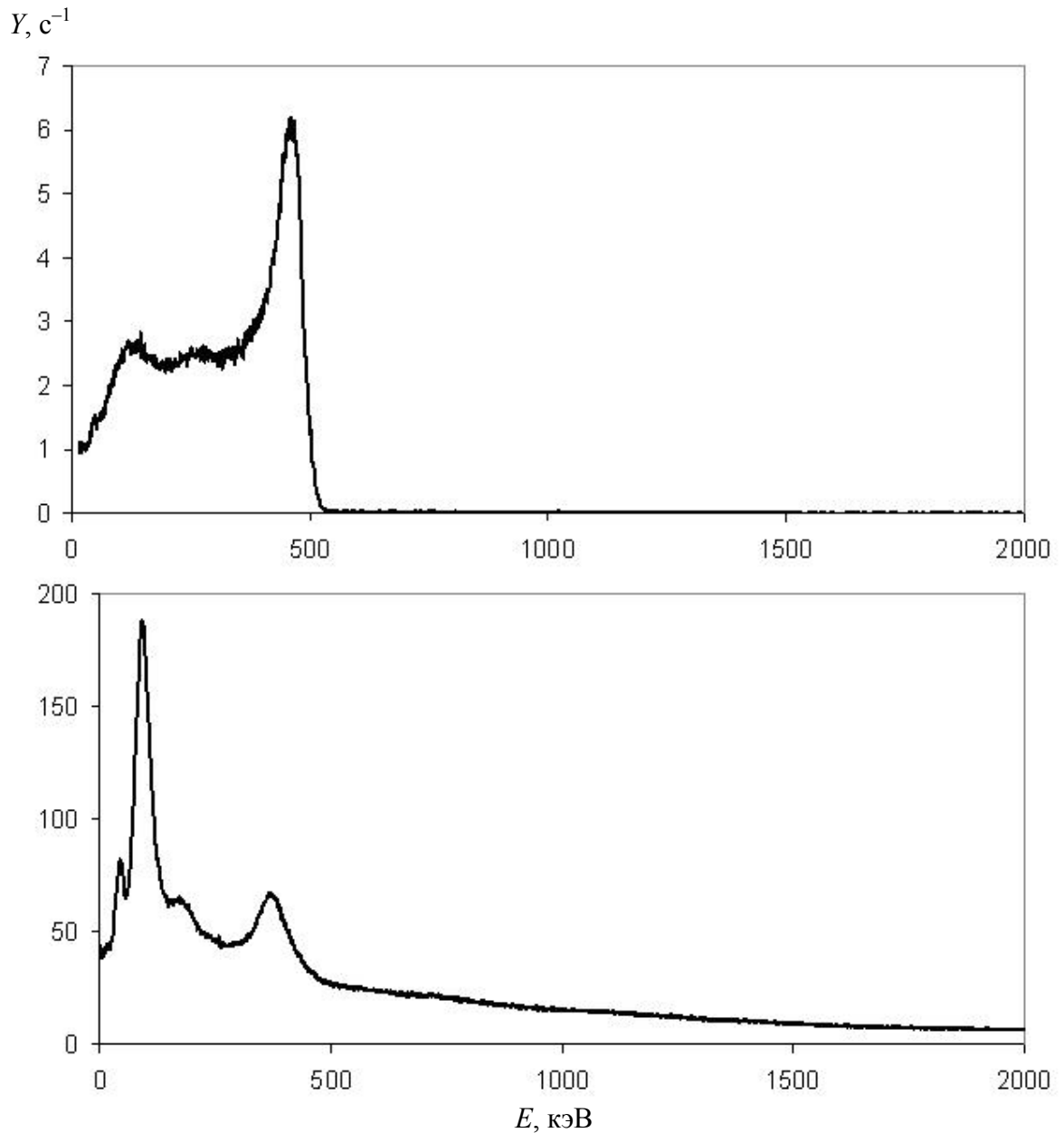


Рис. 134.  $\gamma$ -спектр при энергии протонов 1,7 МэВ (вверху) и 1,92 МэВ (внизу).

На Рис. 134 приведены измеренные спектры  $\gamma$ -квантов при энергии протонов 1,7 МэВ, ниже порога реакции с выходом нейтронов, и при энергии 1,92 МэВ. На спектре допорогового режима видна яркая спектральная линия с энергией 477 кэВ, связанная с возбуждением ядер лития протонами. В режиме генерации нейтронов дополнительно появляются  $\gamma$ -кванты от поглощения нейтронов конструкционными материалами установки, но в основном — от поглощения нейтронов иодом в сцинтилляторе детектора, что было выяснено



путём дополнительного обкладывания детектора борированным полиэтиленом, существенно ослабляющим поток нейтронов.

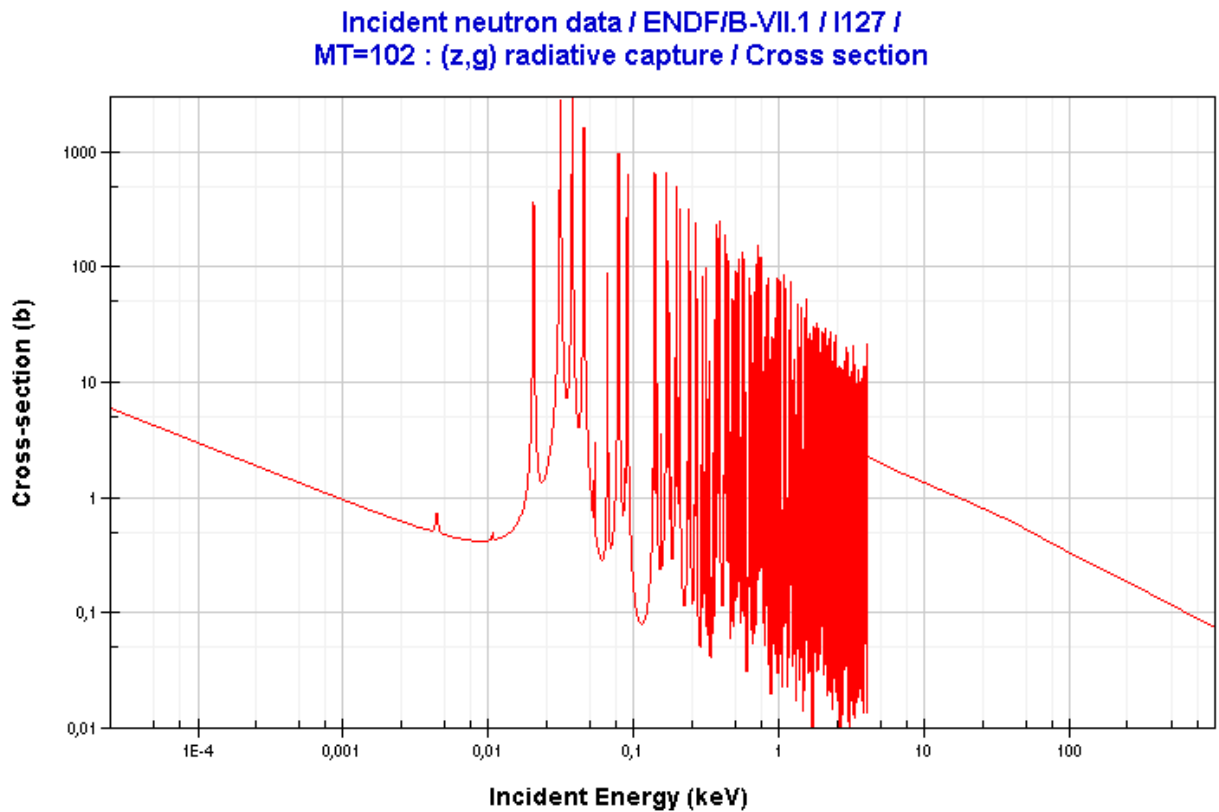


Рис. 135. Сечение радиационного захвата нейтрона иодом-127.

Высокая чувствительность детектора NaI к эпитепловым нейтронам позволила использовать его и в качестве активационного детектора. Естественный изотоп иод-127 имеет несколько резонансов захвата нейтронов с энергиями от 20 эВ до 1 кэВ с сечениями десятков барн, наиболее сильный при энергии 30-50 эВ (Рис. 135). Резонансный интеграл захвата равен  $\int \sigma \frac{dE}{E} = 140$  б. Образующийся в результате захвата нейтрона изотоп  $^{128}\text{I}$  имеет период полураспада 25 мин. В 6,4 % случаев распад идет за счёт электронного захвата безо всякого излучения, в 93,6 % –  $\beta^-$ -распад с испусканием электрона с энергией до 2,12 МэВ. Помимо радиоизотопа  $^{128}\text{I}$  в сцинтилляторе также появляется радиоизотоп  $^{24}\text{Na}$  со скоростью на уровне 2 % от скорости

появления  $^{128}\text{I}$ . На Рис. 136 приведён спектр, регистрируемый активированным детектором после генерации нейтронов. Такой спектр характерен для  $\beta^-$ -распада. Измерение длилось с 13 по 106 минуту после окончания генерации нейтронов, и средняя скорость счёта составляла  $2000\text{ с}^{-1}$ . Следовательно, за время генерации нейтронов 700 секунд в сцинтиляторе образовалось  $2 \cdot 10^7$  ядер  $^{128}\text{I}$ . Сравнение измеренной скорости со скоростью активации NaI детектора, определенного путём расчёта переноса нейтронов методом Монте-Карло, позволило определить ток протонного пучка – он получился равным  $140\text{ }\mu\text{A}$ .

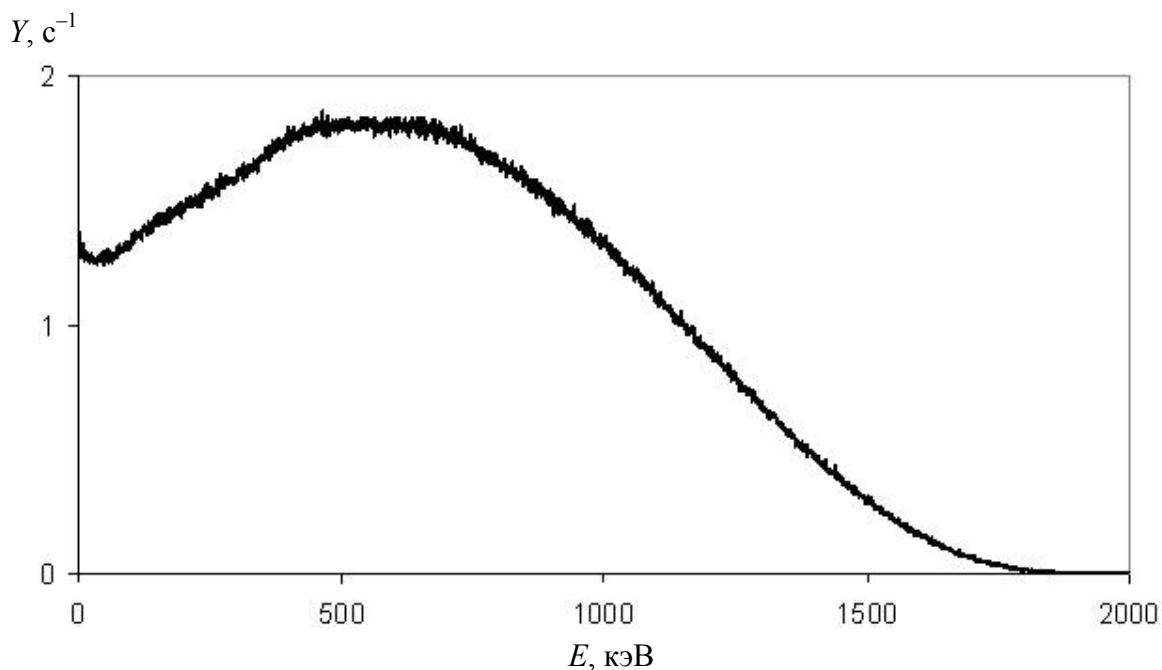


Рис. 136. Гамма-спектр активированного детектора.

Поскольку получение каждого нейтрона в результате реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  сопровождается появлением радиоактивного ядра  $^7\text{Be}$  с периодом полураспада 53 дня, то по остаточной активности литиевой мишени был определен полный выход нейтронов. После окончания генерации нейтронов мишеный узел был снят (Рис. 137), мишень с литиевым слоем вынута и помещена над NaI детектором на расстоянии 21 см (Рис. 138). Диаметр коллиматорного отверстия

составлял 15 мм. На измеренном  $\gamma$ -спектре активированной мишени присутствует интенсивный пик 477 кэВ  $\gamma$ -квантов от распада бериллия (Рис. 139). Измеренная скорость счёта в этом пике составила 4,1 события в секунду. С учётом того, что только 37 %  $\gamma$ -квантов образуют пик полного поглощения, найдено, что мишень излучает  $2,6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$   $\gamma$ -квантов, и активность бериллия получается  $2,6 \cdot 10^5$  Бк. В данном эксперименте облучению мишени током 140  $\mu\text{А}$  в течение 7 мин предшествовало облучение током примерно в 2 раза меньшим в течение 6 мин. Расчёты дают, что активация мишени достигнет величины  $2,7 \cdot 10^5$  Бк. Видно хорошее согласие между экспериментально измеренной активностью и расчётной. Укажем, что полный выход нейтронов в этом эксперименте был  $2 \cdot 10^{12}$ .



Рис. 137. Фотография мишенного узла сразу после снятия.



Рис. 138. Установка активированной мишени над детектором

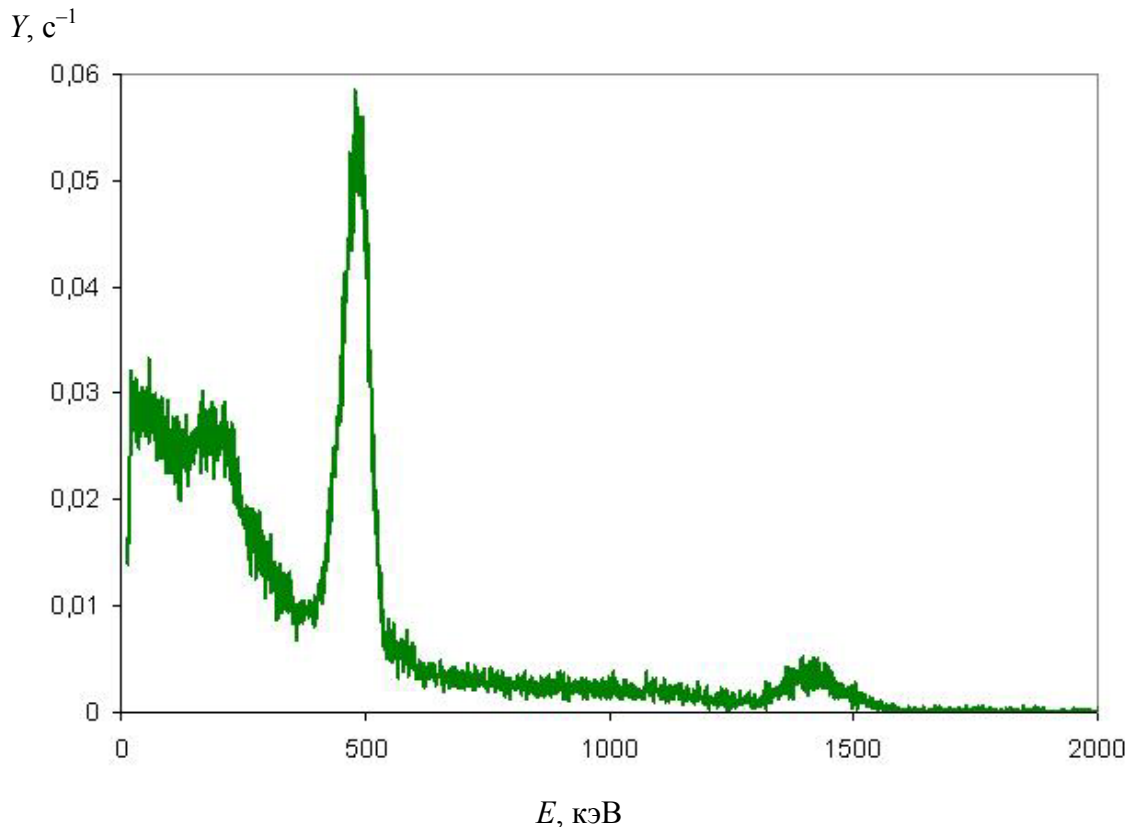


Рис. 139. Гамма-спектр активированной мишени.

Для первичного анализа спектра генерируемых нейтронов использованы пузырьковые детекторы BDT и BD100R (Bubble Technology Industries, Canada). 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, что детектор имеет максимальную чувствительность в области нейтронов тепловых энергий:  $\sim 10^{-3}$  пузырьков/нейтрон·см<sup>2</sup>. Детектор BD100R, наоборот, чувствителен к нейтронам с энергией более 100 кэВ. В проведенных экспериментах в детекторе BDT (Рис. 140) образовывалось в 15 – 20 раз больше пузырьков, чем в детекторе BD100R. Такое соотношение соответствует расчётному спектру со средней энергией 40 кэВ, реализуемому в припороговом режиме.



Рис. 140. Пузырьковые детекторы BDT после генерации нейтронов.

Также в этих экспериментах была проверена способность мишени обеспечить эффективный теплосъём:  $318 \text{ Вт/см}^2$  при температуре поверхности лития ниже  $180 \text{ }^\circ\text{C}$ . Хотя ток был ограничен, но поскольку не использовали развертку пучка по мишени, плотность тока была всего в 2 раза меньше проектной. Визуально каких-либо существенных изменений в литиевом слое не было обнаружено, что указывает на отсутствие значительного испарения из-за поддержания температуры лития ниже температуры плавления вследствие эффективного теплосъёма.

Таким образом, была успешно осуществлена генерация нейтронов. С помощью  $\gamma$ -детектора на основе NaI сцинтиллятора был определен выход нейтронов и измерен спектр сопутствующего  $\gamma$ -излучения. Измеренный выход нейтронов хорошо согласуется с расчётом. Предварительное заключение о спектре нейтронов, согласующееся с теоретическим предсказанием, сделано с использованием пузырьковых детекторов.

Результаты экспериментов по генерации нейтронов с измерением потока нейтронов, спектра  $\gamma$ -излучения и предварительного спектра нейтронов представлялись и обсуждались на международных конференциях [75, 77, 79, 81] и опубликованы в научных журналах [39, 41].

## § 4.2. Измерение спектра нейтронов

Для измерения спектра нейтронов предложено использовать времяпролётную методику, когда при короткой вспышке излучения энергия нейтронов определяется по времени запаздывания их регистрации удалённым детектором. Такая методика позволяет с хорошей точностью и достоверностью восстановить спектр нейтронов эпитеплогового диапазона.

Для создания коротких вспышек нейтронов было предложено новое техническое решение, основанное на использовании порогового характера сечения реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ . Решение напоминает известный “метод мигающего ускорителя”: ускоритель работает в стационарном режиме при энергии протонного пучка ниже порога реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  (1,882 МэВ) и генерации нейтронов не происходит; при подаче отрицательного короткого (200 нс) импульса напряжения 40 кВ на генерирующую нейтроны мишень, электрически изолированную от корпуса установки, энергия протонов увеличивается до 1,915 МэВ, что и приводит к вспышке нейтронного излучения. Прямоугольные импульсы высокого напряжения создают с использованием двойной формирующей линии и тиратрона ТПИ1-10 к/50, работающего в качестве ключа с частотой 100 Гц. Нейтроны регистрируют удалённым детектором 709M.157GS20/1.12L (The Saint-Gobain Crystals, USA), который состоит из литийсодержащего сцинтиллятора GS20 диаметром 18 мм, толщиной 4 мм, смонтированного на фотоэлектронном умножителе Hamamatsu R6095. Расчётная эффективность регистрации в зависимости от энергии нейтронов для данного сцинтиллятора представлена в работе [235]. Для питания детектора используется стабилизированный высоковольтный источник MHV12-1.5K1300P (TRACO Electronics, Japan) в сборке с аккумулятором, что позволяет обойтись без дополнительных проводов и

связанных с этим паразитных наводок. Время пролёта нейтрона измеряется времяцифровым преобразователем ВЦП-1: измеряется интервал времени между моментами подачи высокого напряжения на мишень и появлением сигнала с нейтронного детектора. Диагностический комплекс был собран, испытан с использованием  $\alpha$ -Be источника и откалиброван путём измерения скорости счёта при изменении энергии протонного пучка со скоростью 2 кВ/с вблизи порога генерации нейтронов.

При проведении измерений выявился ряд мешающих работе проблем, влияние которых было, по возможности, минимизировано.

Первая проблема была связана с электромагнитными наводками от генерируемых коротких импульсов высокого напряжения на измерительную аппаратуру и на аппаратуру ускорителя. Наводки вызывали сбои и ложные срабатывания как в цепи измерительной аппаратуры времяпролётной методики, так и в цепях управления ускорителем и даже в самой схеме генерации высоковольтных импульсов. Для подавления наводок на входе питания схемы генерации импульсов установлен высокочастотный ферритовый фильтр, через который также происходило заземление всех узлов высоковольтной схемы. На проводах управления ускорителем и высоковольтной схемой размещены ферритовые кольца. Вокруг генерирующей нейтроны мишени смонтирован металлический заземленный экран. Вся измерительная аппаратура вблизи детектора помещена внутрь помехозащищённого бокса с фильтрацией по питанию. Сам нейтронный детектор помещён внутрь заземленного экрана, и осуществлена экранировка проводов. Все эти меры сделали возможной генерацию коротких импульсов высокого напряжения и проведение измерений.

Следующая проблема связана с так называемыми фоновыми (паразитными) нейтронами. Дело в том, что сам принцип времяпролётных измерений накладывает жесткие требования на уровень потока фоновых



нейтронов, поскольку генерация измеряемых нейтронов осуществляется в течение короткого времени (200 нс в данном случае), а их регистрация – в течение более длительного промежутка времени (в 500 раз) при работающем ускорителе. Появление фоновых нейтронов связано с двумя факторами. Во-первых, при транспортировке протонного пучка его небольшая часть попадает на стенки вакуумной камеры, изготовленной из нержавеющей стали, и вызывает генерацию нейтронов в результате реакции  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$ . Известно, что содержание марганца в стали 12X18Н10Т составляет 2%. Хотя сечение реакции  $^{55}\text{Mn}(p,n)^{55}\text{Fe}$  много меньше сечения реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ , зато много ниже порог реакции, составляющий всего 1,034 МэВ. Поэтому взаимодействие гало протонного пучка со стенками вакуумного тракта вызывает генерацию нейтронов, хотя и незначительную по потоку, но заметно мешающую проведению измерений. Подавление этих фоновых нейтронов было осуществлено защитой стенок камеры молибденовой фольгой на всем протяжении тракта транспортировки пучка. Во-вторых, генерация фоновых нейтронов возможна на конструкционных материалах вблизи мишени, например, в медной подложке в реакции  $^{63}\text{Cu}(\alpha,n)^{66}\text{Ga}$ : высокоэнергичные  $\alpha$ -частицы образуются в реакции  $^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  при прохождении протонного пучка через литиевый слой.

Еще один путь появления фонового нейтронного сигнала связан с отражением нейтронов от стен и пола помещения, в котором находятся установка и нейтронный детектор. Степень влияния отраженных нейтронов оценена из проведенных экспериментов с активационными детекторами. В качестве активационных детекторов использовались таблетки  $^{115}\text{In}$   $\varnothing$  10 мм, толщиной 0,4 мм и массой 0,2 г. На Рис. 141 представлена зависимость активности таблеток  $^{115}\text{In}$  от расстояния до мишени, вплоть до 239 см, когда таблетки располагались на полу защищенного бункера. Видно, что вблизи пола в активацию таблеток начинают вносить существенный вклад

отражённые нейтроны. Для уменьшения влияния отражённых нейтронов детектор был приподнят над полом на высоту 1,5 м.

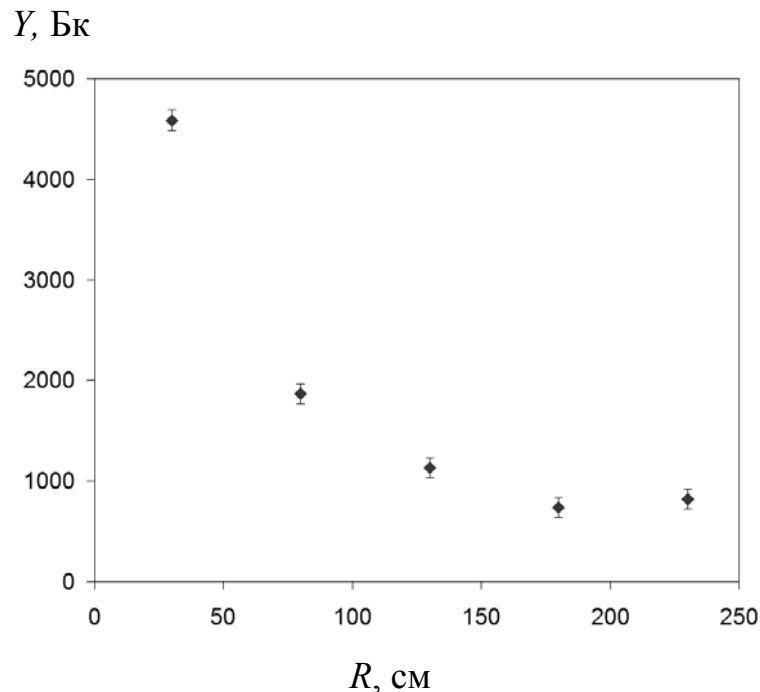


Рис. 141. Зависимость активности  $Y$  таблеток  $^{115}\text{In}$  от расстояния до мишени  $R$ .

Следующая проблема связана с паразитным сигналом от  $\gamma$ -квантов. Хотя нейтронный детектор на основе литиевого стекла работает за счёт реакции  ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha + 4,785 \text{ МэВ}$ ,  $\gamma$ -кванты высокой энергии также могут создавать яркие вспышки в сцинтиляторе, как и нейтроны. На Рис. 134 представлен характерный спектр  $\gamma$ -квантов. Помимо ярко выделенной линии 478 кэВ, обусловленной неупругим рассеянием протонов на литии, при генерации нейтронов появляются  $\gamma$ -кванты с энергиями до 4,8 МэВ (измерения ВГО-спектрометром) и выше. На Рис. 142 видно, что детектор регистрирует не только нейтроны, которые формируют ярко выделенный пик 1, но и  $\gamma$ -кванты с широким спектром амплитуд сигнала 2. Для отсекания сигналов  $\gamma$ -квантов с амплитудой ниже характерных нейтронных применен амплитудный дискриминатор. Для ослабления потока  $\gamma$ -квантов высокой энергии, 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 [215]. 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.

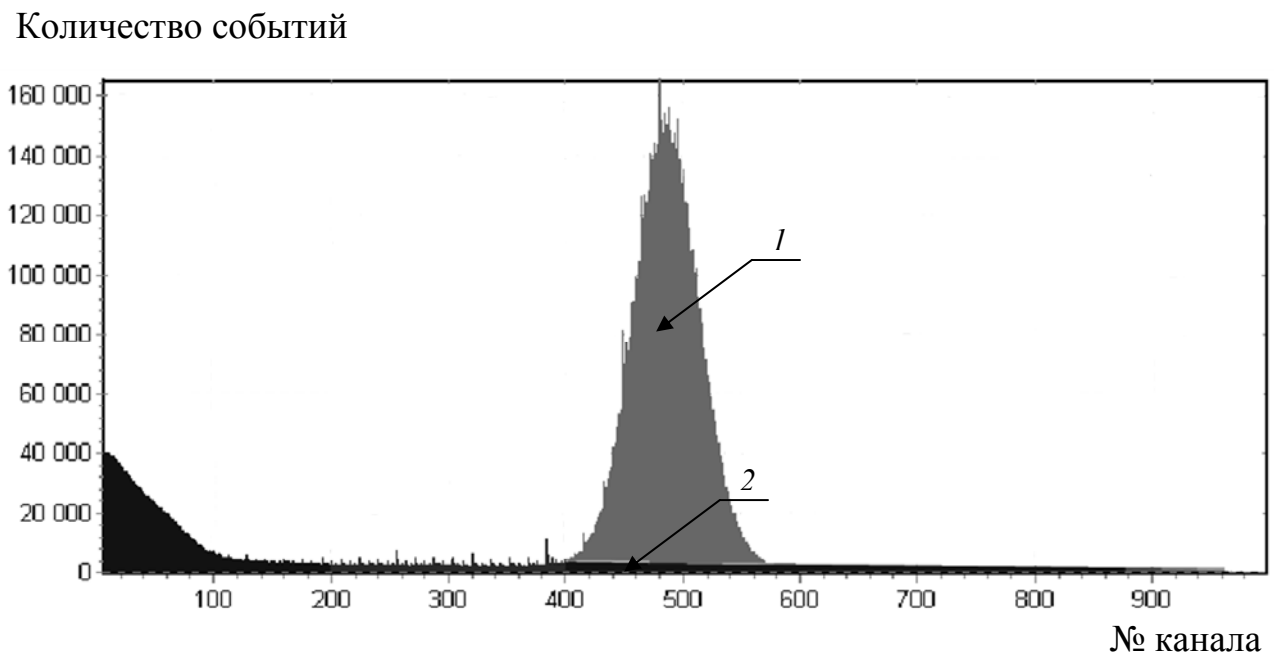


Рис. 142. Характерный спектр сигналов нейтронного детектора. 1 – нейтронные импульсы, 2 – шум от высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов.

Еще одна сложность связана с нестабильным напряжением на ускорителе. Электростатический ускоритель-тандем обеспечивает высокую стабильность энергии протонного пучка – 10 кэВ, но для времяпролётного способа измерения спектра нейтронов такая стабильность критична. 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. 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 исключения этого фона 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, 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. Также помимо импульсного характера нестабильности напряжения на ускорителе наблюдалось дополнительное медленное изменение напряжения, которое корректировалось вручную.

Ещё одна трудность при проведении времяпролётных экспериментов связана с отсутствием обычно используемых диагностик пучка на мишени. Из-за подачи высоковольтных импульсов на мишень оказалось невозможным использовать токовую, калориметрическую и дозиметрические диагностики. Единственным способом контроля положения пучка вблизи мишени остался температурный – с помощью четырех термопар, закрепленных по сторонам вакуумной камеры вблизи мишени, можно было зафиксировать смещение пучка. Однако этот метод не отличается точностью и скоростью и больше подходит 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 мкс, причём в первые 50 мкс при расположении нейтронного детектора на удалении 78 см измеряются энергии нейтронов в диапазоне от 2 эВ до 200 кэВ, а в последующие 50 мкс – 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 мкс раньше. Пока не произошла нейтронная вспышка, нейтронный детектор регистрирует только шумовой сигнал, после импульса – и полезный сигнал тоже. Пример работы этого метода в процессе набора статистики по спектру нейтронов представлен на Рис. 143. Таким образом, в любой момент времени можно отслеживать реальное соотношение сигнал/шум. Если это соотношение начинает ухудшаться – значит необходима коррекция положения и/или энергии пучка.

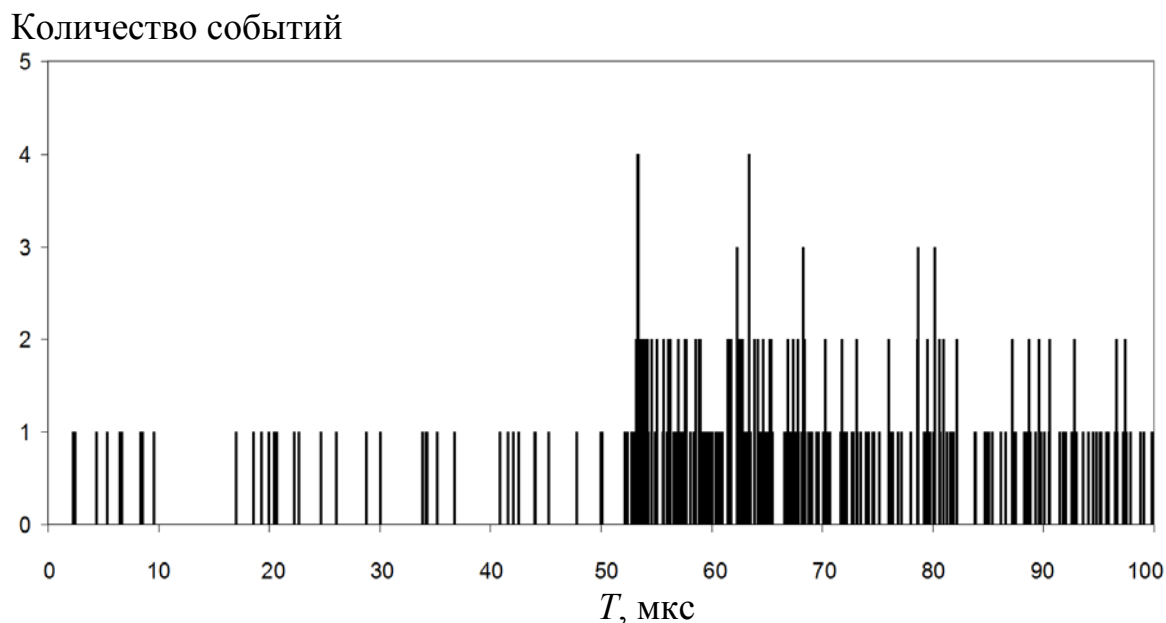


Рис. 143. Процесс набора статистики во время эксперимента (07.03.2013).  $T$  – время пролёта,  $N$  – количество зарегистрированных событий. Первые 50 мкс показывают только шумовые события, следующие 50 мкс отображают значение сигнал + шум.

На Рис. 144 представлены результаты измерения спектра нейтронов времяпролётным методом, суммированные за пять дней набора статистики. Также на Рис. 144 для сравнения представлен расчётный спектр нейтронов [40].

$Z, 10^6 / \text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ед. летаргии}$

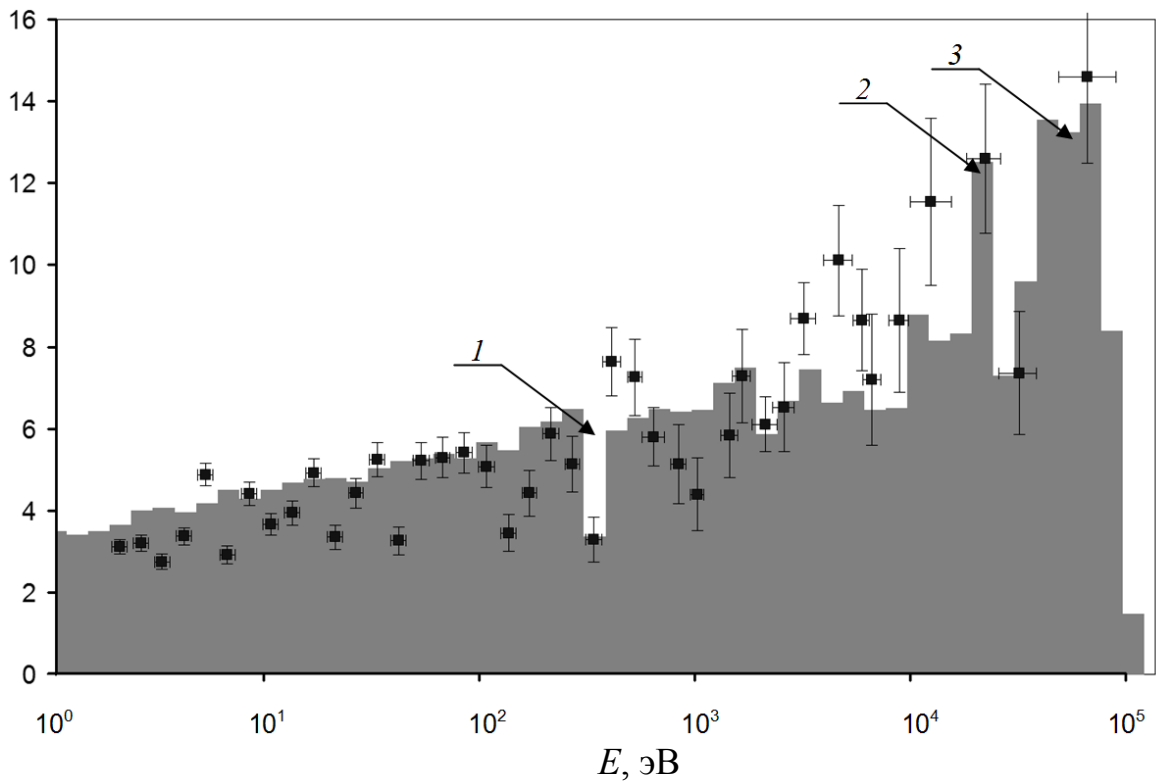


Рис. 144. Результаты измерения спектра нейтронов: столбцы отображают расчётный спектр нейтронов, точками показан измеренный спектр, цифрами 1–3 отмечены характерные особенности спектра.

Для определения энергии нейтронов помимо измеряемого времени пролёта 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 “мигающего ускорителя” ситуация несколько сложнее. Нейтроны, генерируемые в тонком слое лития, далее проходят через мишенный узел, обеспечивающий необходимый эффективный теплосъём. Мишенный узел толщиной 6 см изготовлен из нержавеющей стали и имеет каналы подведения воды с характерным размером до 2,2 см (см. Рис. 95 на стр. 167). 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.

На Рис. 144 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 расчётном спектре (316–398 эВ), так и в измеренном ( $I$  на Рис. 144). 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.

На Рис. 144 цифрами 2 и 3 отмечены пики в потоке нейтронов, которые обусловлены их свободным пролётом сквозь железо, поскольку при энергиях 24,5, 72,9 и 82 кэВ сечение рассеяния нейтронов на ядрах  $^{55}\text{Fe}$  имеет величину на 3 порядка меньше характерных сечений рассеяния в данной области энергий. Видно, что экспериментально измеренный спектр достаточно хорошо согласуется с расчётным, но ещё большее согласие в этой области энергий получается тогда, когда расстояние пролёта 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 пролёта 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.

Таким образом, на ускорительном источнике нейтронов времяпролётной методикой измерен спектр нейтронов, который подтверждает расчётные данные. Формируемый поток нейтронов со средней энергией 13 кэВ соответствует “идеальному спектру” нейтронов для БНЗТ [266, стр. 43 и 65].

Предложенное техническое решение использования времяпролётной методики для измерения спектра нейтронов представлялось и обсуждалось на международных конференциях [86, 88, 90] и опубликовано в научном журнале [46]. Способ определения соотношения сигнал/шум во время измерения энергетического спектра нейтронов времяпролётным методом защищён свидетельством о регистрации ноу-хау [112]. Статья с результатами измерений и обсуждений принята к публикации в научном журнале [58]. Подробно материал по измерению спектра нейтронов времяпролётной методикой представлен в диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук А.Н. Макарова [236], научным руководителем которого является автор данной диссертации.



## § 4.3. Измерение пространственного распределения мощности дозы

### 4.3.1. Измерение пространственного распределения мощности дозы нейтронов

Измерение пространственного распределения мощности дозы нейтронного излучения проведено дозиметром-радиометром ДКС-96 с блоком детектирования БДМН-96 производства Научно-производственного предприятия «Доза».



Рис. 145. Дозиметр-радиометр ДКС-96 с блоком детектирования БДМН-96.

Результаты измерения пространственного распределения мощности дозы нейтронного излучения при энергии протонного пучка 2 МэВ представлены на Рис. 146. Видно, что мощность дозы падает с расстоянием квадратично – экспериментальные данные хорошо соответствуют следующей зависимости при токе протонного пучка 1 мА:  $D = 1500/r^2 + 0,05$ , где мощность дозы  $D$  получается в единицах Зиверт в час, а расстояние  $r$  берется в сантиметрах. Некоторая небольшая по величине постоянная величина в мощности дозы связана с вкладом отражённых нейтронов.

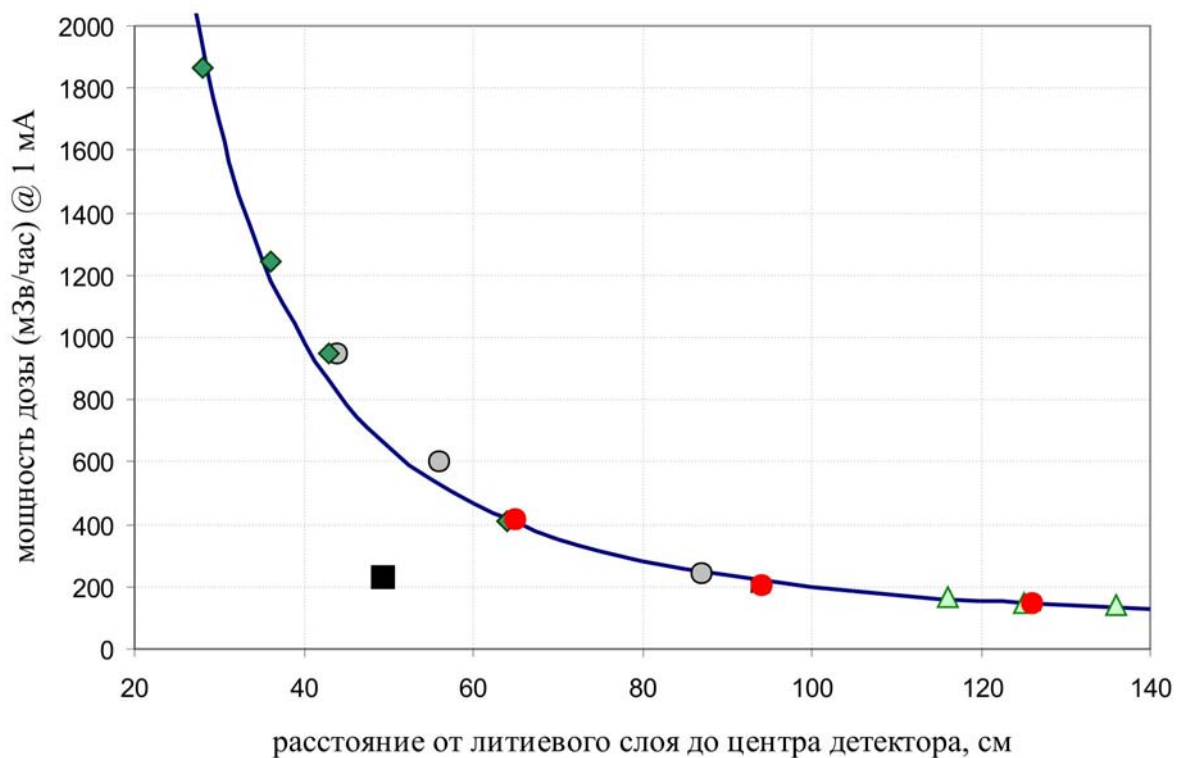


Рис. 146. Зависимость мощности дозы нейтронного излучения от расстояния от литиевого слоя мишени вдоль оси по направлению протонного пучка (◆○●△ – измерения проведены в разные дни) и под углом  $90^\circ$  (■). Сплошной линией показана интерполяция.

Экстраполируя расчётную зависимость на  $r = 8$  см (на 2 см ниже низа мишенного узла), получим мощность дозы 20 Зв/ч. Сравним её с расчётной. На Рис. 127 (стр. 209) видно, что мощность дозы быстрых нейтронов на расстоянии 2 см от низа мишенного узла имеет величину 0,03 Гр/мин при 1,915 МэВ 10 мА протонном пучке. Полагая ОБЭ нейтронов равной 3,2 и считая, что при увеличении энергии до 2 МэВ выход нейтронов увеличивается в 4,2 раза и их средняя энергия – в 2 раза, получим, что мощность дозы при 2 МэВ 1 мА протонном пучке должна быть 5 Зв/ч. Такое различие между экспериментально измеряемой величиной и расчётной связано с относительно мягким спектром генерируемых нейтронов и, как следствие, с завышенными показаниями дозиметра. Ещё более завышенные показания по этой же причине даёт индивидуальный дозиметр смешанного излучения ДВГН-01 [237, 238].

Измерение углового распределения мощности дозы подтвердило направленность потока нейтронов: мощность дозы в направлении  $35^\circ$  уменьшается на 13 %, а в  $90^\circ$  – в 2,7 раз с точностью 10 % (см. Рис. 146). Расположение блока детектирования БДМН-96 под углом  $90^\circ$  на расстоянии 49 см от центра мишени используется при генерации нейтронов для мониторинга дозы нейтронного излучения.

#### ***4.3.2. Измерение пространственного распределения мощности дозы $\gamma$ -квантов***

Измерение пространственного распределения мощности дозы  $\gamma$ -излучения проведено парой  $\gamma$ -детекторов LB6500-3H-10 с блоком индикации Micro Gamma LB 112 производства Berthold Technologies (Германия) (Рис. 147). Один из дозиметров установлен в стандартном положении на расстоянии 80 см от центра мишени и используется для нормирования и для мониторинга дозы. Зависимость



Рис. 147. Гамма-детектор.

мощности дозы  $\gamma$ -излучения, нормированная на показания первого дозиметра, от расстояния и угла приведена на Рис. 148. Видно, что с расстоянием мощность дозы квадратично убывает по зависимости  $3900/r^2 + 0,38$  ( $r$  берется в сантиметрах). Достаточно сильная угловая зависимость мощности дозы объясняется разной толщиной конструкционных материалов мишенного узла под разными углами наблюдения и, как следствие, разной степенью ослабления  $\gamma$ -излучения.

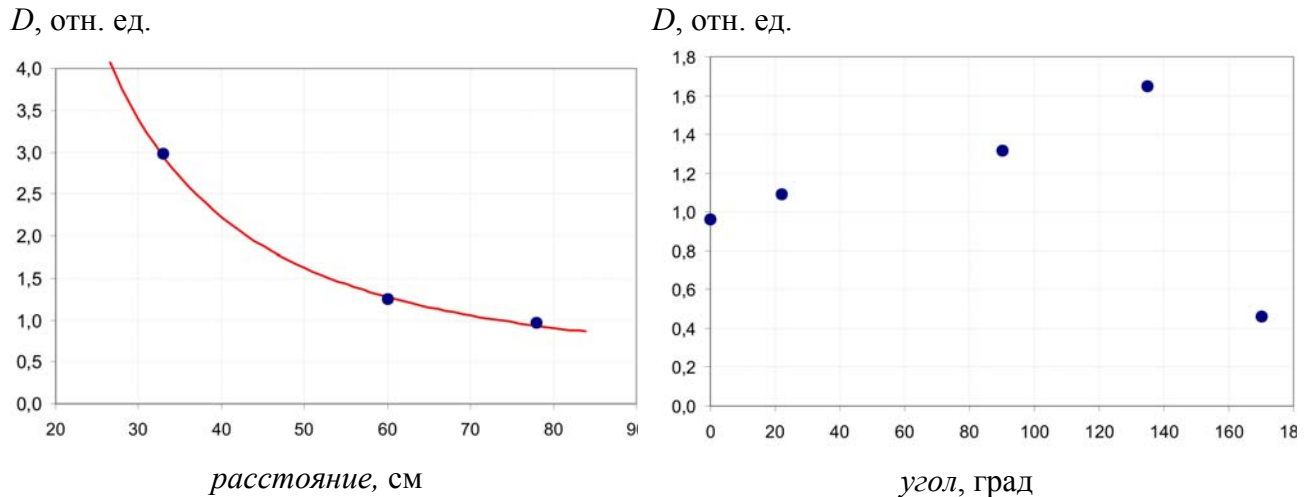


Рис. 148. Нормированная зависимость мощности дозы  $\gamma$ -излучения от расстояния (слева) и угла (справа).

Величину абсолютной мощности дозы  $\gamma$ -излучения демонстрирует Рис. 149, на котором приведена зависимость мощности дозы  $\gamma$ -излучения, измеренного дозиметром в стандартном положении на расстоянии 80 см, и, для сравнения, мощности дозы нейтронов от энергии протонного пучка при 1 мА. Видно, что при появлении нейтронов резко возрастает регистрируемая мощность дозы  $\gamma$ -квантов. Поскольку сечение неупругого рассеяния протонов на литии достаточно монотонное (см. Табл. 6 и [189]), то такой рост связан как с чувствительностью детектора к нейтронам, так и с появлением дополнительного потока  $\gamma$ -квантов из-за поглощения нейтронов водородом и другими элементами конструкционных материалов.

Сравним измеренную мощность дозы с расчётной. В районе энергий порога генерации нейтронов при 1 мА мощность дозы на расстоянии 80 см характеризуется величиной 3 мЗв/ч (Рис. 149). Экстраполируя на область в 2 см под мишенным узлом, получим 150 мЗв/ч. Ранее (см. Рис. 121 и Рис. 127) нами было определено, что на поверхности фантома, расположенного в 2 см под мишенным узлом, суммарная мощность дозы  $\gamma$ -излучения при токе 1 мА имеет величину в 2 раза большую – 300 мЗв/ч. Поскольку в расчётную дозу

$\gamma$ -квантов вносит вклад и поглощение нейтронов водородом и бором в фантоме, получаем хорошее соответствие между измеренной и расчётной дозами. Заметим, что измеренная мощность дозы  $\gamma$ -квантов значительно меньше расчётной суммарной мощности дозы в опухолевых клетках фантома. Последняя при 1 мА имеет величину порядка 10 Зв/ч, в то время как доза  $\gamma$ -излучения от мишени – 0,15 Зв/ч. Таким образом, экспериментально продемонстрировано, что создание тонкого литиевого нейтроногенерирующего слоя позволяет уменьшить вклад нежелательного  $\gamma$ -излучения от мишени до приемлемо малого.

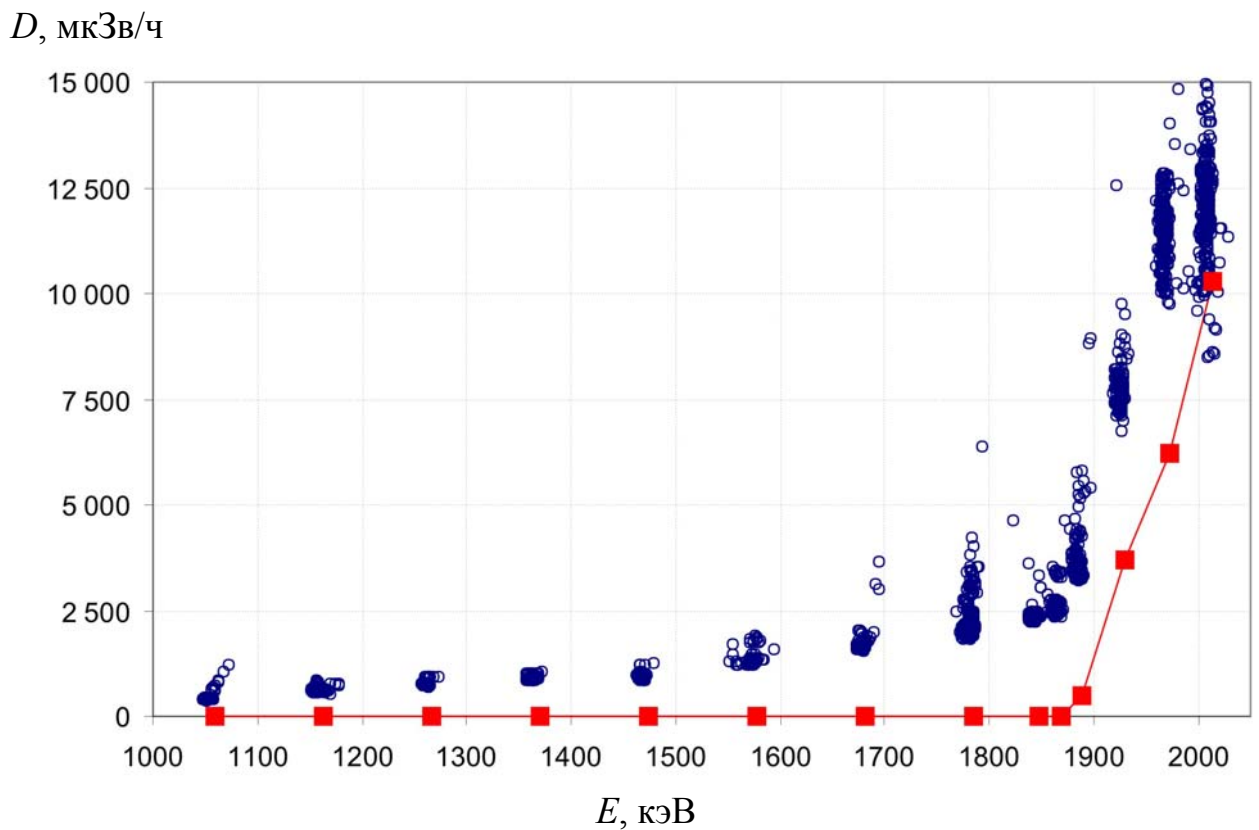


Рис. 149. Зависимость мощности дозы  $\gamma$ -излучения и нейтронов (в отн. ед.) от энергии протонного пучка при 1 мА.

## **Глава 5**

### **Области применения**

Безусловно, основная цель работы связана с созданием компактного ускорительного источника эпитепловых нейтронов для возможности проведения бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей в условиях онкологических клиник. Однако применимость источника нейтронов или ускорителя данным приложением не ограничивается. В последующих параграфах данной главы после описания экспериментов по применению источника для БНЗТ приведены результаты исследований по разработке других методик, включая способ получения монохроматических нейтронов для калибровки детекторов тёмной материи, генерацию монохроматических  $\gamma$ -квантов для обнаружения взрывчатых и наркотических веществ и др.

#### **§ 5.1. Бор-нейтронозахватная терапия**

##### ***5.1.1. In vitro исследования влияния нейтронного излучения***

Задачей проведённого исследования являлось изучение влияния эпитепловых нейтронов на жизнеспособность опухолевых клеток человека. Для её решения была использована клеточная линия глиобластомы человека

U87, которая является линией опухолевых клеток глиомного происхождения и максимально соответствует конечной цели нашего исследования (разработка новых методов терапии диффузных опухолей головного мозга), и клеточная линия фибробластов мыши. В экспериментах использовали контрольные планшеты с клетками, которые оставляли вне инкубатора на время облучения, и экспериментальные планшеты, которые облучали различными дозами нейтронов в течение 2 – 3 ч. Затем клетки возвращали в CO<sub>2</sub>-инкубатор Autoflow NH-5510 и наблюдали их состояние каждые 24 ч с помощью светового микроскопа Axiovert 40 с цифровой фотокамерой Canon (Carl Zeiss, Германия).

Анализ жизнеспособности клеток после облучения проводили с помощью специфической окраски трипановым синим. Методика основана на том, что мёртвые клетки утрачивают целостность мембран и становятся проницаемыми для красителя, тогда как живые клетки остаются неокрашенными. Процентное отношение окрашенных (мёртвых) и неокрашенных (живых) клеток определяли с помощью светового микроскопа и камеры Горяева. На Рис. 150 представлены гистограммы количества окрашенных клеток в зависимости от мощности облучения. Видно увеличение числа погибших клеток с повышением дозы. Было высказано предположение, что нейтронное излучение запускает процесс апоптотической гибели поврежденных клеток [239]. Для его проверки был использован метод проточной цитофлюориметрии с иодидом пропидия, который позволяет проводить количественную оценку содержания апоптотических клеток в препарате. Иодид пропидия обладает способностью стехиометрически связываться с нуклеиновыми кислотами и давать флуоресцентное излучение, пропорциональное количеству ДНК в исследуемом препарате. Проведённый на проточном цитофлюориметре BD FACS CantoII цитометрический анализ клеток, окрашенных иодидом пропидия, показал (см. Рис. 151) характерный

для апоптотических клеток широкий гиподиплоидный пик (Sub-G1), который легко отличить от узкого пика, характерного для клеток с нормальной (диплоидной) ДНК. Sub-G1 пик свидетельствует об остановке клеточного цикла в G1 или G2 фазах и вступлении этих клеток в апоптотический процесс.

Таким образом, экспериментально показано, что воздействие нейтронов на клетки глиобластомы человека U87 приводит к их гибели, вероятно за счёт усиления в них апоптотического процесса.

Результаты работы с подробным описанием процедуры подготовки образцов и метода исследования опубликованы в научном журнале [48].

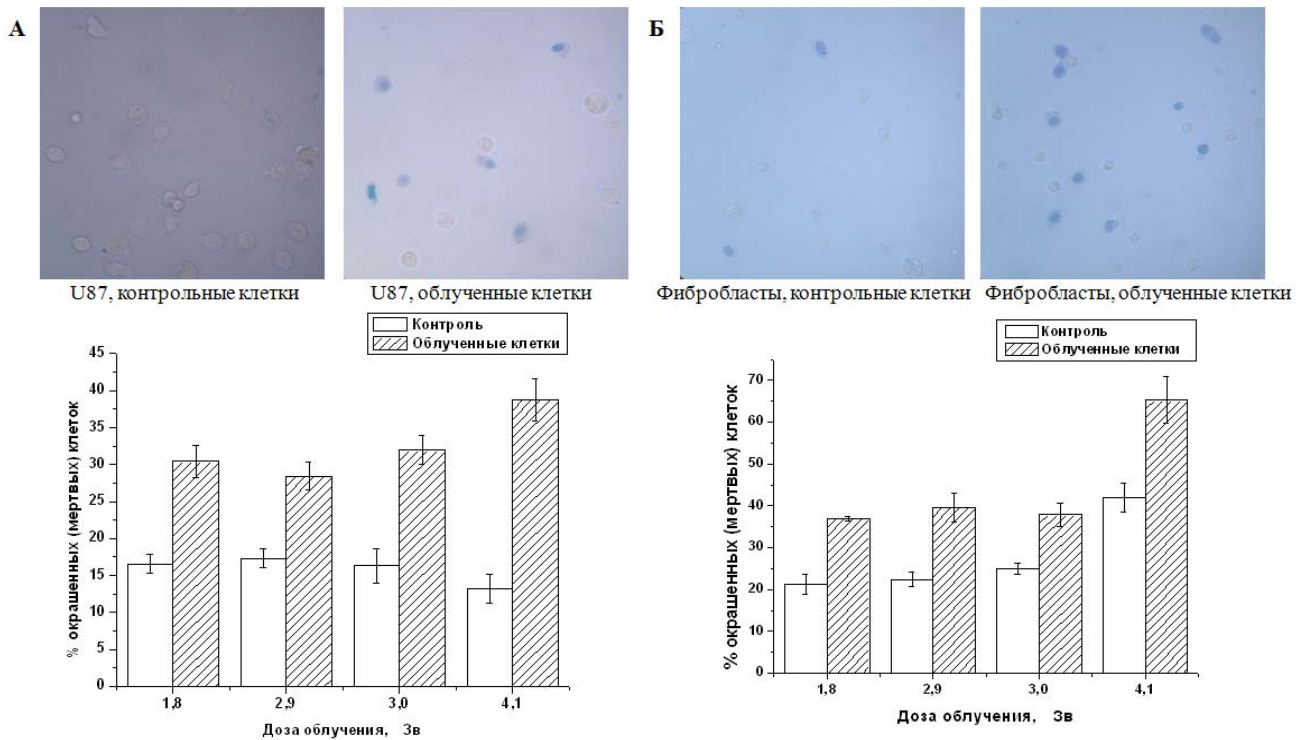


Рис. 150. Фотографии клеток и гистограммы их гибели после облучения нейтронами (А – U87, Б – фибробласты).



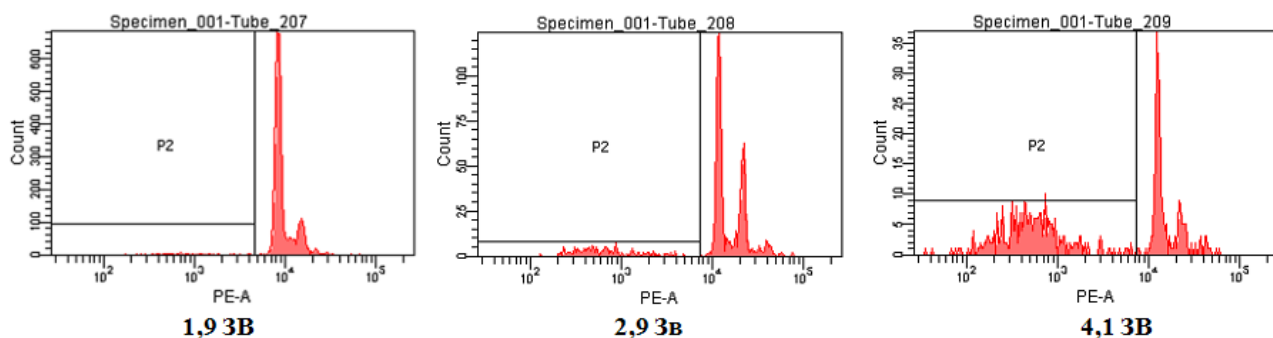


Рис. 151. Примеры цитограмм фибробластов, облученных нейтронами и окрашенных йодидом пропидия. 1,9 Зв, 2,9 Зв и 4,1 Зв – дозы нейтронного излучения.

### 5.1.2. *In vitro* исследования БНЗТ

Для проведения *in vitro* исследований БНЗТ у компании Katchem Ltd. (Чехия) был закуплен препарат адресной доставки бора – обогащённый изотопом бор-10 борфенилаланин в оптически изомерной форме L (ВРА). Поскольку ранее такой препарат не закупался организациями Российской Федерации, то в Торгово-промышленную палату РФ была направлена просьба провести экспертизу по определению кода товара. Ответ был получен. В соответствии с экспертным заключением № 148ОС0010 ВЭД от 16.08.2010 г. борфенилаланин рекомендовано классифицировать в товарной позиции 2845 – прочие ТН ВЭД ТС.

Как и в экспериментах, описанных в предыдущем параграфе, используется клеточная линия глиобластомы человека U87. Принципиальное отличие состоит в том, что часть клеток U87 были обогащены бором. Культивирование клеток проводится по стандартной методике в среде Alpha – MEM. Перед экспериментом некоторые клетки инкубируются в среде с ВРА в течение 18 ч. ВРА-фруктозный раствор готовится в концентрации 30 г/л путём соединения L-ВРА с 10 % молярным раствором левополяризованной D(-) фруктозы в стерильной воде. Пропорция растворяемых компонент: 1 ммоль ВРА + 1,1 ммоль фруктозы в 1 мл воды. После инкубирования клетки

промываются раствором солево-фосфатного буфера, и среда заменяется на среду, не содержащую ВРА.

Далее клетки, как инкубированные в среде ВРА и содержащие бор, так и не содержащие бора, помещаются в три пластиковых 96-луночных планшета (Рис. 152) в концентрации 13000 клеток на лунку, два из которых облучаются, а третий используется в качестве контрольного. Один из облучаемых планшетов устанавливается между мишенью и фантомом из оргстекла (Рис. 153) сверху на фантом – в этом случае клетки находятся в условиях, схожих с клетками кожи при облучении пациента – они подвергаются воздействию быстрых нейтронов,  $\gamma$ -излучения и поглощают тепловые нейтроны. Другой из облучаемых планшетов размещается внутри фантома на глубину 3 см – здесь клетки находятся в условиях, схожих с клетками опухоли при облучении пациента – воздействие быстрых нейтронов уменьшено практически до нуля, зато увеличен вклад от поглощения тепловых нейтронов вследствие их максимальной концентрации на этой глубине (см. Рис. 121 и Рис. 127).



Рис. 152. 96-луночный планшет.



Рис. 153. Фантом из оргстекла.

Проведённый колориметрический анализ показал, что на протяжении первых 5 суток отсутствуют существенные изменения в жизнеспособности клеток для всех групп, прошедших облучение при 1 МА ч.

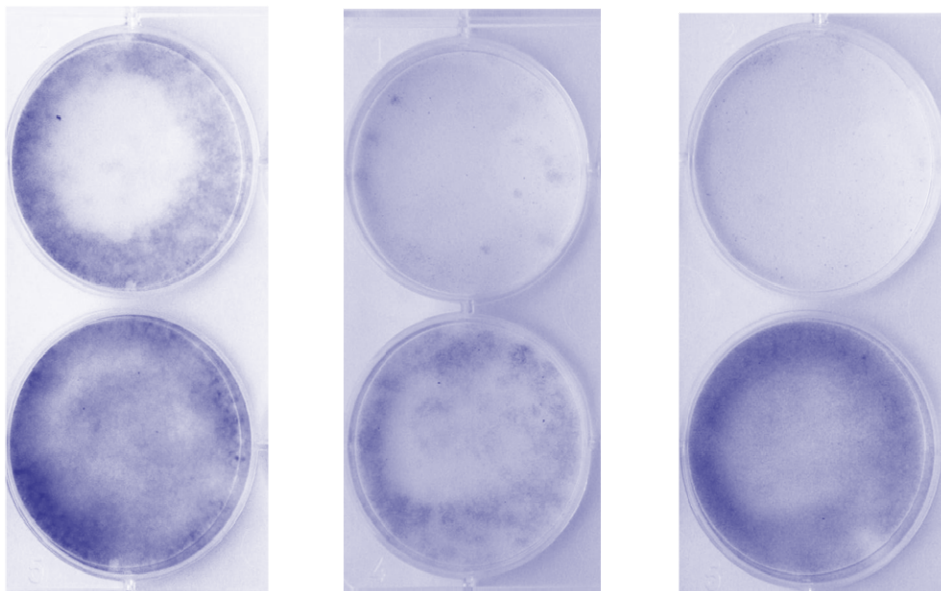


Рис. 154. Воздействие облучения на клетки глиобластомы U87 через 2 недели после облучения: слева – контроль, в центре – клетки из планшета на поверхности фантома, справа – клетки из планшета внутри фантома. Сверху – клетки обогащены бором, снизу – клетки без бора.

Существенные изменения в жизнеспособности клеток видны из анализа их клоногенности через 2 недели после облучения. Клетки рассаживали в 6-луночные планшеты, инкубировали в питательной среде в течение 2 недель, после чего фиксировали 50 % метанолом, окрашивали кристаллическим синим, высушивали и анализировали – чем больше окрашенных клеток, тем больше живых. На Рис. 154 изображены результаты данного теста для клеток контроля и облученных клеток из планшетов на поверхности фантома и внутри него. Правый фрагмент Рис. 154 наглядно демонстрирует эффект БНЗТ – клетки без бора практически не повреждены, зато клетки с бором все уничтожены. На центральном фрагменте рисунка видно, что клетки без бора частично повреждены, и это объясняется бóльшей дозой от быстрых нейтронов. То, что

часть клеток с бором выжили, объясняется меньшей дозой от поглощения бором нейтронов вследствие меньшей концентрации тепловых нейтронов. Левый фрагмент рисунка демонстрирует то, что борфенилаланин при данной концентрации сам по себе обладает некоторым токсическим эффектом.

Поскольку полученный результат был ожидаем, но оказался несколько неожиданным в части времени проявления, он был проверен ещё одной методикой – окрашиванием по Хёхсту (Hoechst), наиболее часто применяемым для окраски ДНК клетки. Принцип работы флуоресцентных красителей, используемых для данного окрашивания, основан на наличии эффективного связывания с аденином и тиминном. Формально данные красители связываются не только с ДНК, но с любыми нуклеиновыми кислотами, содержащими тимин или аденин, однако флуоресценция зависит и от количества данных оснований. Поскольку ДНК обычно очень насыщена аденином и тиминном, флуоресценция от неё сильнее, чем от других кислот. На Рис. 155 представлены фотографии облучённых клеток после окрашивания по Хёхсту, полученные с флуоресцентного микроскопа. На двух из трёх фотографий видны ядра аморфной формы, или участков ДНК, отделившихся от основного массива. Образование множества микроядер свидетельствует о фрагментации ДНК, что подтверждает предположение о гибели клеток по пути митотической катастрофы.

Подробно результаты проведённой работы опубликованы в квалификационной работе на соискание степени магистра Р.А. Морозова [240], чьим научным руководителем является автор данной диссертации, и представлены и обсуждены на XVI Международном конгрессе по нейтронозахватной терапии [115].

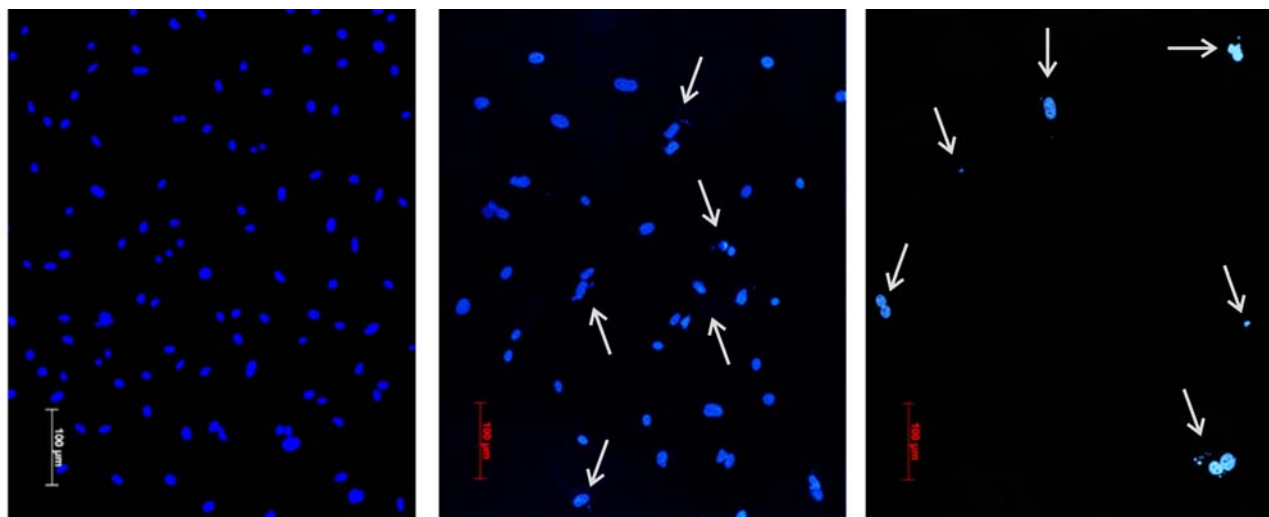


Рис. 155. Окрашивание по Хёхсту. Слева – клетки без бора внутри фантома, в центре – клетки без бора на поверхности фантома, справа – клетки с бором внутри фантома. Стрелками указаны места образования «микроядер» – свидетельств митотической катастрофы.

### ***5.1.3. Перспективы проведения БНЗТ***

Результаты, представленные в Главе 3, указывают, что наилучшее качество терапевтических нейтронов может быть получено с ортогональной системой формирования пучка при энергии протонного пучка 2,3 - 2,5 МэВ.

Такой режим может быть реализован на действующей установке после проведения следующих мероприятий: i) развития поверхности стеклянных колец вакуумной части проходного изолятора для поднятия напряжения ускорителя до 1,25 МВ; ii) замены источника отрицательных ионов водорода на новый с большим током; iii) модернизации обдирочной мишени для подавления потоков ускоренных ионов обдирочного газа и ультрафиолета в ускорительном канале; iv) изготовления и установки новой нейтроногенерирующей мишени и системы формирования пучка нейтронов.

Необходимость изготовления новой нейтроногенерирующей мишени связана с двумя обстоятельствами. Во-первых, следует отказаться от ряда конструкционных материалов, активирующихся под действием нейтронов. В частности, происходит заметная активация нержавеющей стали,

преимущественно из-за поглощения нейтронов марганцем. Во-вторых, система напыления лития установлена в непосредственной близости от мишени и мешает размещению оптимальной системы формирования пучка.

Новая мишень и новая система напыления лития уже изготовлены. Мишень сделана из медного приёмника пучка (см. Рис. 116 на стр. 196), к которому со стороны охлаждающих каналов припаян медный диск. Ввод охлаждающей воды осуществляется по двум спиралевидным каналам от периферии к центру, а отвод – по двум другим каналам от центра к периферии. Такое изменение повлекло за собой необходимость использования дополнительного насоса для поднятия давления охлаждающей жидкости. Мишень вставляется в алюминиевый держатель и удерживается в нём. К алюминиевому держателю примыкает титановая труба внутренним диаметром 10 см и высотой 50 см. Другой торец трубы заканчивается шибером. Таким образом, мишенный узел включает в себя шибер, титановую трубу, алюминиевый держатель и медную мишень (Рис. 156). Предполагается, что для напыления литиевого слоя такой мишенный узел отстыковывается от установки и переносится на отдельно стоящий стенд напыления, откуда после напыления переносится обратно. Стенд напыления лития для такого мишенного узла изготовлен, и напыление литиевого слоя было успешно осуществлено. Проведение вышеуказанных мероприятий позволит осуществить *in vivo* исследования и, возможно, БНЗТ больных.

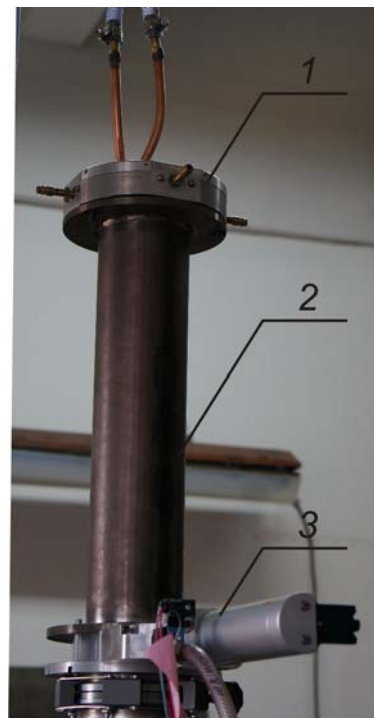


Рис. 156. Мишенный узел на стенде напыления:  
1 – держатель (мишень внутри), 2 – труба, 3 – шибер.

С другой стороны, наиболее предпочтительным вариантом проведения БНЗТ представляется создание новой установки для онкологической клиники. Принципиальных изменений от первоначального варианта источника нейтронов, представленного на Рис. 13 на стр. 28, два. Первое состоит в том, что следует применить систему ортогонального формирования пучка нейтронов с возможностью вращения и расположить её в непосредственной близости к ускорителю.

Второе изменение [116] направлено на существенное уменьшение высоты установки. В первоначальном варианте ускоритель установлен на достаточно габаритный высоковольтный источник питания и соединён через проходной изолятор высотой 2 м. Использование современной элементной базы (лавинные высоковольтные диоды RVF30, конденсаторы FHV12AN) и переход на более высокую частоту (20 кГц вместо 400 Гц) позволяет сделать источник высоковольтного питания существенно меньшим, чем тот, что изображён на Рис. 13. Предложение состоит в интегрировании источника питания внутрь ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Фактически, источник питания вставляется внутрь верхней части проходного изолятора. Возможность непосредственного соединения ряда секций выпрямителя с электродами ускорителя позволяет отказаться от омического делителя напряжения, с помощью которого ранее задавался потенциал на электродах. Поскольку корпусом источника питания будет не заземлённый металлический бак, а изолятор с распределённым потенциалом, то значительно улучшается высоковольтная прочность выпрямителя и могут быть уменьшены зазоры или давление изолирующего газа. Высоковольтный электрод выпрямителя будет расположен рядом с высоковольтным электродом ускорителя, и отпадает необходимость в проходном изоляторе. Помимо уменьшения габаритов установки, данное изменение влечёт уменьшение количества деталей и увеличение надёжности. Для защиты интеллектуальной собственности на

идею компактного ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией с интегрированным внутрь изолятора источником питания подана заявка на получение патента.

Дизайн новой медицинской установки, действительно компактной, представлен на Рис. 157. Перспективы проведения БНЗТ обсуждались на научных конференциях [82, 93, 98, 116] и отражены в публикациях в научных журналах [50, 57].

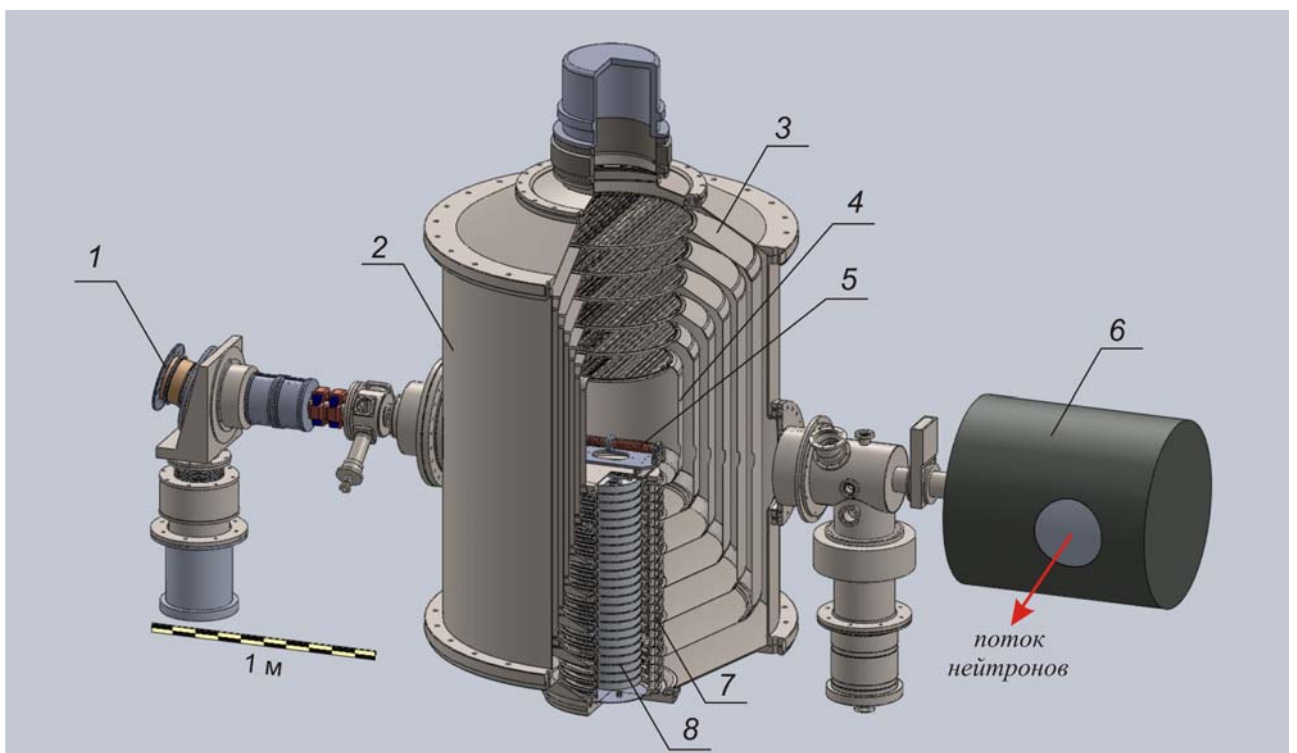


Рис. 157. Дизайн источника нейтронов для БНЗТ:

- 1 – источник Н<sup>-</sup>, 2 – ускоритель, 3 – промежуточные электроды,  
 4 – высоковольтный электрод, 5 – обдирочная мишень, 6 – СФП,  
 7 – изолятор, 8 – источник высокого напряжения.



## § 5.2. Источник моноэнергетических нейтронов

В настоящее время целый ряд экспериментальных наблюдений – кривые вращения галактик [241], гравитационные линзы [242], температурные флуктуации реликтового излучения [243] и избыток легких ядер [244] – указывает на возможное существование «тёмной материи», составляющей основную массу Вселенной. Наиболее подходящими кандидатами для объяснения всей совокупности данных считаются слабовзаимодействующие частицы WIMP [245]. Эти частицы являются частицами холодной тёмной материи, они нерелятивистские, их масса в районе 10 ГэВ и они могут быть обнаружены, поскольку Земля движется относительно центра галактики, а холодная тёмная материя предполагается неподвижной. К настоящему времени рядом детекторов зарегистрированы сигналы, которые могут быть связаны с ионизацией атомов детектирующего вещества частицами WIMP [246-249]. Поскольку солнечная система вращается вокруг центра галактики со скоростью 220 – 250 км/с, а Земля вокруг Солнца со скоростью 30 км/с, то передаваемый импульс не превышает нескольких килоэлектронвольт. Для интерпретации полученных результатов необходимо знать, какая часть полной энергии ядер отдачи идет на ионизацию (quenching factor). Она может быть измерена при рассеянии моноэнергетических нейтронов с энергией в десятки килоэлектронвольт.

Моноэнергетические нейтронные пучки, используемые в метрологических целях, перекрывают область от 2 кэВ до 390 МэВ. В области низких энергий используют преимущественно реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  и  ${}^{45}\text{Sc}(p,n){}^{45}\text{Ti}$  или ядерный реактор с фильтром из железа, и получают пучки с энергиями 2, 8, 24, 27, 70 и 144 кэВ [250-252].

Автором диссертации предложен способ формирования пучка моноэнергетических нейтронов с практически любыми энергиями [109] и описано его применение для калибровки детекторов тёмной материи с жидким аргоном в качестве рабочего вещества [55, 103].

Генерация нейтронов осуществляется при сбросе протонного пучка с энергией более 1,882 МэВ на литиевую мишень в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ , которая характеризуется быстрым ростом сечения вблизи порога, относительно большим сечением (0,3 – 0,6 б) и относительно мягким спектром генерируемых нейтронов (при энергии протонного пучка 2 МэВ средняя энергия нейтронов равна 75 кэВ). Для моноэнергетического протонного пучка в случае малого изменения его энергии при прохождении нейтроногенерирующего слоя энергия и угол испускания нейтрона однозначно определяются кинематическими отношениями. На Рис. 158 представлена связь энергии нейтрона в лабораторной системе координат с полярным углом испускания при разных энергиях протонов [124]. Видно, что при энергии протонов выше порога реакции 1,882 МэВ, но ниже 1,920 МэВ нейтроны испускаются только в переднюю полусферу и характеризуются двумя моноэнергетическими линиями. При энергии протонов выше 1,920 МэВ нейтроны излучаются во все направления и характеризуются только одной моноэнергетической линией. Из Рис. 158 видно, что, варьируя энергию протонов и угол наблюдения, больший  $90^\circ$ , можно создавать моноэнергетические нейтронные пучки с любой энергией. Эти вылетающие назад нейтроны не проходят через охлаждаемую подложку литиевой мишени, которая хоть и минимизирована в толщине, но неизбежно приводит к рассеянию и деформации спектра. Также зависимость энергии этих нейтронов от угла и от энергии протонов достаточно слабая, что позволяет обеспечить высокую монохроматичность.

Монохроматичность нейтронов определяется толщиной литиевого слоя, поскольку по мере прохождения слоя протоны тормозятся и энергия испускаемых нейтронов уменьшается. Так, после прохождения 1 мкм лития энергия протона уменьшается, например, с начальных 2 МэВ на 3,1 кэВ [200], и энергия нейтронов, испускаемых под углом  $110^\circ$ , уменьшается на 1,5 кэВ. Таким образом, литиевый слой толщиной 1 мкм приводит к уширению энергетического распределения нейтронов на 2 %. Монохроматичность также определяется телесным углом – при энергии протонов 2 МэВ и угле испускания  $110^\circ$  вариации угла в  $1^\circ$  приводят к изменению энергии нейтронов на 1,4 кэВ, т.е. также к 2%-му уширению.

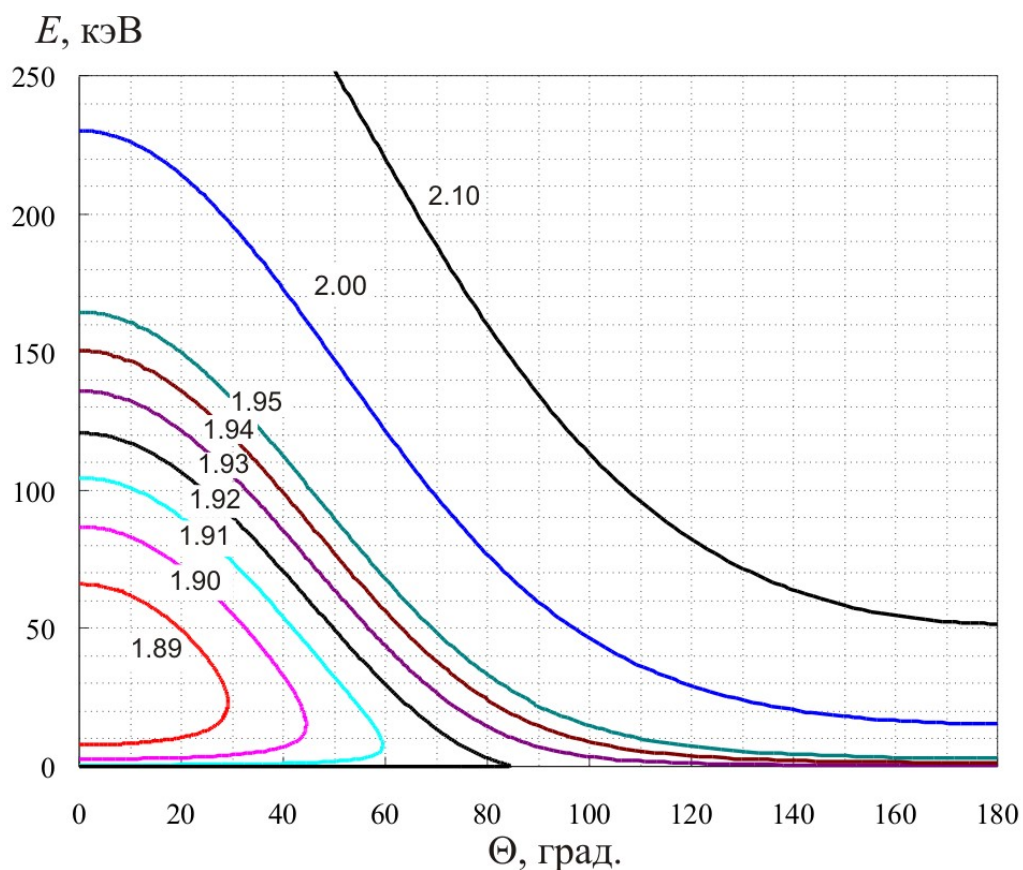


Рис. 158. Зависимость энергии нейтрона  $E$  от угла вылета  $\Theta$  (в лабораторной системе координат) при разных энергиях протонов (в МэВ; приведены у линий). Угол  $0^\circ$  совпадает с направлением протонного пучка.

Практическая реализация предложенного способа формирования пучка моноэнергетических нейтронов может быть осуществлена на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов, созданном для развития методики БНЗТ злокачественных опухолей. Схематически формирование пучка проиллюстрировано на Рис. 159. Моноэнергетические протоны *1* с энергией выше 1,920 МэВ, распространяясь в вакуумной камере *2*, падают на мишень *3*. Мишень состоит из охлаждаемой подложки, на которую со стороны протонного пучка термическим способом напылён тонкий слой лития. Взаимодействие протонов с ядрами лития приводит к генерации нейтронов, испускаемых во все стороны. Для формирования пучка моноэнергетических нейтронов *4* коллиматором *5* используются нейтроны, испущенные назад (по отношению к направлению движения протонов).

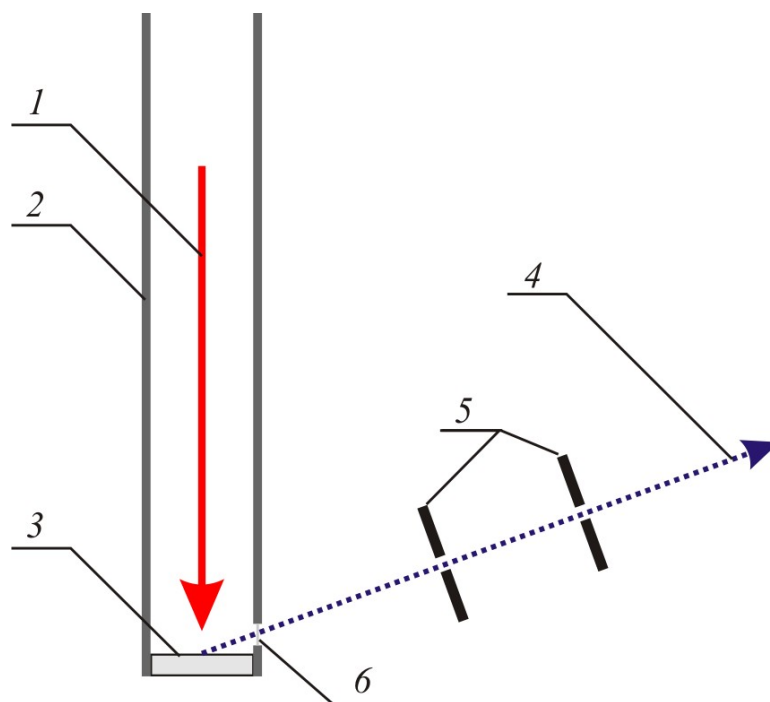


Рис. 159. Устройство получения пучка моноэнергетических нейтронов: *1* – пучок протонов, *2* – вакуумная камера, *3* – нейтроногенерирующая мишень, *4* – пучок моноэнергетических нейтронов, *5* – коллиматор, *6* – окно.

Таким способом можно будет получать моноэнергетические нейтроны практически с любой энергией. На Рис. 160 видно, что на ядрах аргона, рабочего вещества детектора, максимально эффективно рассеиваются нейтроны с энергией 77 кэВ, которые при угле испускания  $110^\circ$  получают при энергии протонного пучка 2,070 МэВ. Для дополнительной монохроматизации пучка нейтронов предлагается использовать фильтр из серы из-за его прозрачности для нейтронов с данными энергиями, что демонстрирует представленная на Рис. 160 энергетическая зависимость сечения рассеяния нейтронов на  $^{32}\text{S}$ .

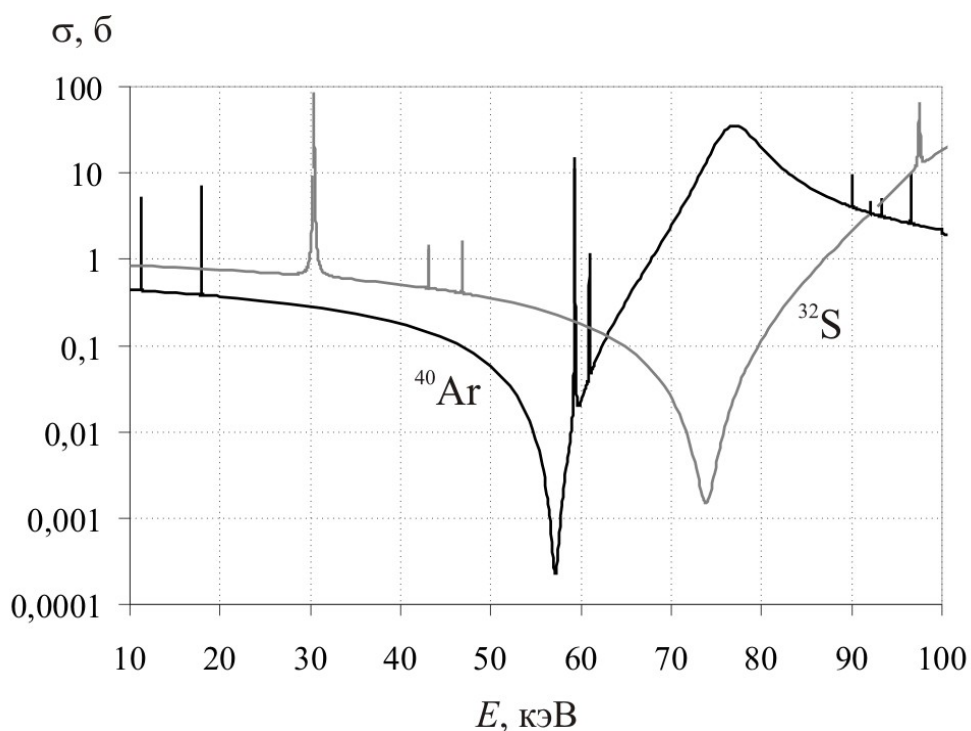


Рис. 160. Сечение упругого рассеяния нейтрона на  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{32}\text{S}$  (база данных ENDF/B-VII.1)

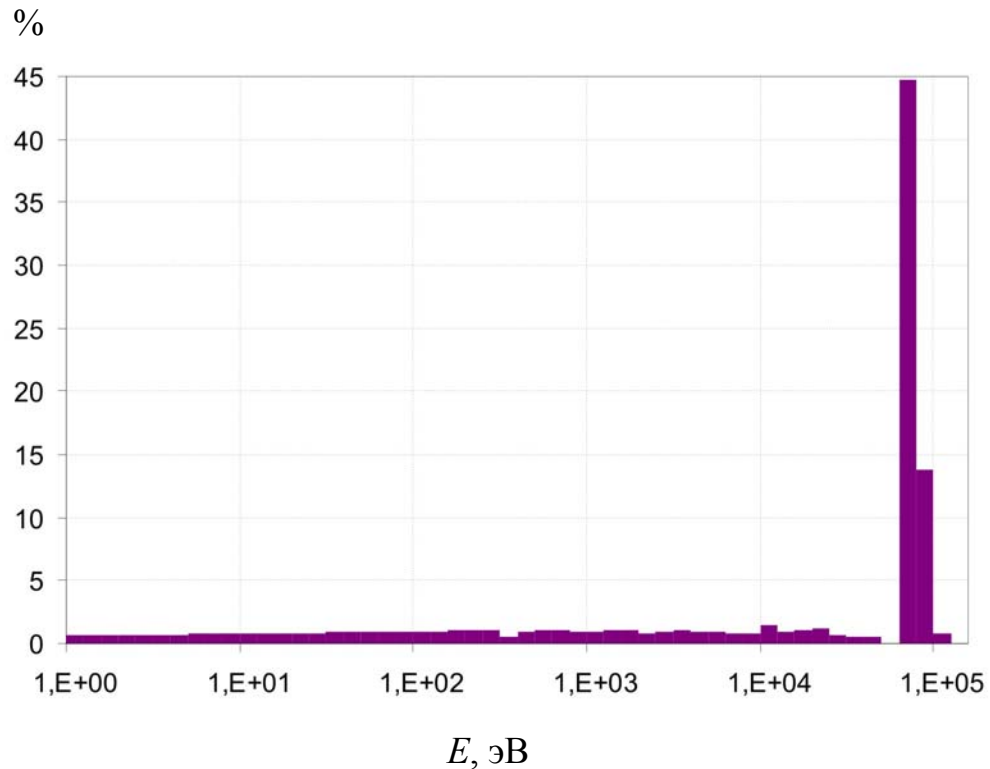


Рис. 161. Вероятность рассеяния генерируемых нейтронов на Ar

В настоящее время на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов используется мишень с литиевым слоем толщиной порядка 50 мкм. В направлении испускания  $0^\circ$  спектр нейтронов перекрывает всю область до 100 кэВ и характеризуется максимумом в области 40 – 80 кэВ (см. Рис. 144 на стр. 230). Умножение спектра на сечение рассеяния нейтрона на аргоне даёт вероятность их взаимодействия; она представлена на Рис. 161. Видно, что в данном случае  $2/3$  актов рассеяния будут связаны с нейтронами энергией от 60 до 80 кэВ, что может быть использовано при проведении предварительной калибровки.

Для защиты авторских прав на способ получения пучка моноэнергетических нейтронов с практически любыми энергиями получен патент РФ [109]. Результаты проведённой работы представлены на XII Международном симпозиуме по дозиметрии нейтронов и ионов, опубликованы в научных журналах [55, 103].

### § 5.3. Источники быстрых нейтронов

Замена водорода на дейтерий в источнике отрицательных ионов позволяет на ускорителе получить дейтериевый пучок с энергией до 2,5 МэВ, но с несколько меньшим током. При сбросе дейтериевого пучка на литиевую или бериллиевую мишень генерируется мощный поток быстрых нейтронов (см. § 2.1 и Рис. 56).

Поток быстрых нейтронов можно использовать для терапии быстрыми нейтронами [63], давно известной и применяемой методики лечения злокачественных опухолей, но по-прежнему не имеющей широкого распространения в силу разных причин.

Также автором диссертации предложено использовать поток быстрых нейтронов для модификации методики датирования горных пород, содержащих уран. Известно, что природный уран состоит в основном из изотопа  $^{238}\text{U}$  (распространённость изотопа  $^{235}\text{U}$  – 0,7 %), который вместе с дочерним нуклидом  $^{234}\text{U}$  определяет радиоактивность природного урана. В результате спонтанного деления ядер урана в горных породах образуются треки, видимые после химического травления и поддающиеся счёту. Одна из методик определения возраста ураносодержащей породы основана на сравнении количества треков в образце породы, случившихся за многовековую историю, с количеством треков в мусковите, плотно приклеенном к образцу и вместе с ним дополнительно облучённом потоком тепловых нейтронов. В данном случае мусковит является внешним детектором для визуализации треков индуцированного деления ядер урана. На Рис. 162 приведены сечения деления ядер  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Видно, что под потоком тепловых нейтронов идёт только деление ядер  $^{235}\text{U}$ , и для датировки породы требуется знание

соотношения распространённости изотопов. Предлагается образцы ураносодержащей породы с мусковитом-детектором помещать в поток быстрых нейтронов – тогда преимущественно будет происходить индуцированное деление ядер  $^{238}\text{U}$ , а не  $^{235}\text{U}$ , и знания соотношения распространённости изотопов не будет требоваться. Другое соображение, связанное с возможностью применения данного подхода, состоит в том, что в данном случае ускорительный источник быстрых нейтронов в непосредственной близости к мишени сможет обеспечить поток, сравнимый с потоком тепловых нейтронов ядерных реакторов, и может быть востребован для датировки пород.

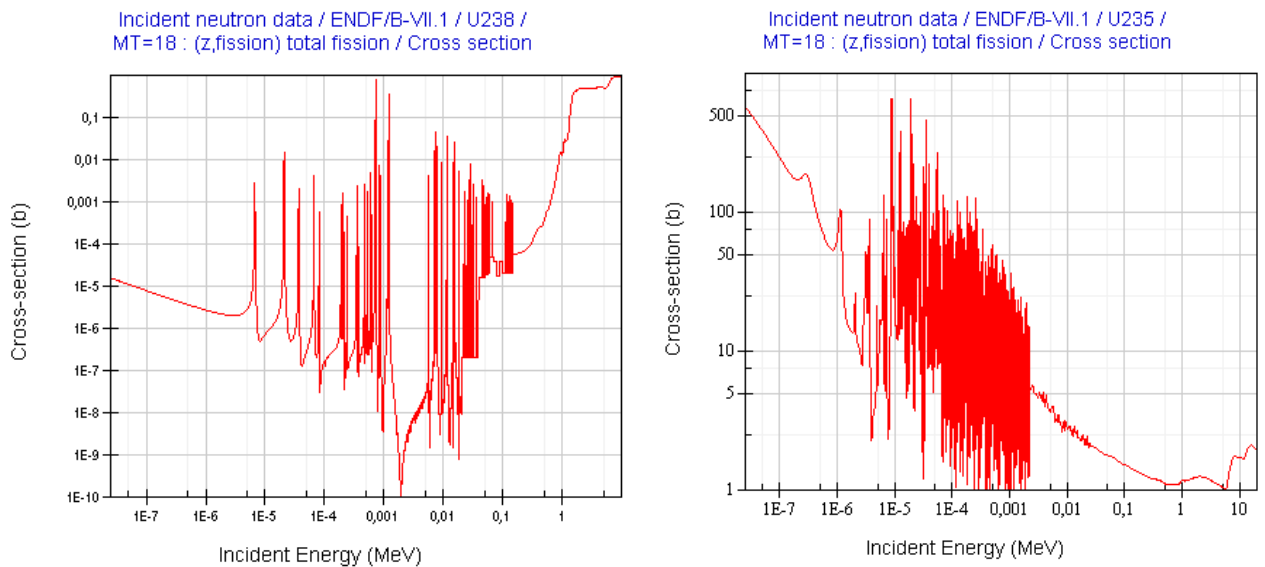


Рис. 162. Сечение деления ядер  $^{238}\text{U}$  (слева) и  $^{235}\text{U}$  (справа).



## § 5.4. Источники $\gamma$ -квантов

Неупругое рассеяние протонов на ядрах лития приводит к генерации монохроматических  $\gamma$ -квантов с энергией 478 кэВ. При энергии протонного пучка ниже порога генерации нейтронов установка может являться источником монохроматических  $\gamma$ -квантов (см. Рис. 134 на стр. 216). Замена литиевой мишени на другие из легких элементов, например, на алюминиевый, позволит реализовать генерацию монохроматических  $\gamma$ -квантов с другими энергиями.

Следующее приложение связано с развитием методики оперативного обнаружения взрывчатых и наркотических веществ.

При сбросе протонного пучка с энергией 1,747 МэВ на мишень из изотопа углерод-13 в результате резонансной реакции  $^{13}\text{C}(p)^{14}\text{N}^*$  происходит возбуждение ядра азота с энергией возбуждения 9,172 МэВ и приобретение ядром азота кинетической энергии 125 кэВ. Возбуждение снимается испусканием  $\gamma$ -кванта, энергия которого, из-за доплеровского сдвига, зависит от угла между направлением излучения и импульсом возбужденного ядра азота. Те  $\gamma$ -кванты, которые испускаются под углом  $80,7 \pm 0,35^\circ$ , имеют энергию 9,17 МэВ и могут резонансно захватываться азотом. Таким образом, если обеспечить припороговую генерацию, когда рождение  $\gamma$ -квантов происходит только от протонов, незначительно изменивших направление своего движения в веществе, то в лабораторной системе координат резонансно захватываемые азотом  $\gamma$ -кванты будут испускаться под углом  $80,7^\circ$  по отношению к протонному пучку. Испускаемые под другими углами  $\gamma$ -кванты имеют несколько другую энергию и не захватываются резонансно азотом. Одновременное измерение ослабления потока резонансно захватываемых

азотом  $\gamma$ -квантов и потока нерезонансно захватываемых позволяет оперативно выявлять в багаже или контейнере азотосодержащее вещество.

Резонанс  $^{13}\text{C}(p)^{14}\text{N}^*$  характеризуется следующими параметрами: максимальное сечение 89,4 мб реализуется при энергии протона  $1,747 \pm 0,009$  МэВ; ширина резонанса равна 125 эВ. Расчёт показывает, что полный выход  $\gamma$ -квантов из толстой мишени от 10 мА протонного пучка равен  $3,8 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ .

Ослабление потока этих  $\gamma$ -квантов происходит не только в результате резонансного поглощения их ядрами азота, но и комптоновского рассеяния на электронах, и в результате рождения электрон-позитронных пар. Возможность идентификации значительного резонансного поглощения определяется величиной сечения этих процессов и количеством взрывчатого вещества. Сечение резонансного поглощения  $\gamma$ -кванта на уровень  $^{14}\text{N}$  с энергией  $9,172 \pm 0,002$  МэВ достигает 2,8 б, а усредненное по всему резонансу шириной  $122 \pm 8$  эВ характеризуется величиной 1,34 б. Сечение комптоновского рассеяния  $\gamma$ -кванта с энергией 9,172 МэВ на свободном электроны составляет 0,055 б. Сечение рождения электрон-позитронных пар, зависящее квадратично от заряда ядра, имеет такую же величину, что и сечение комптоновского рассеяния для таких тяжелых ядер, как свинец, и потому вкладом процесса рождения электрон-позитронных пар в ослабление потока  $\gamma$ -квантов для обычно перевозимых материалов можно пренебречь. Видно, что сечение резонансного поглощения ядром азота  $\gamma$ -кванта энергией 9,172 МэВ значительно превосходит сечение комптоновского рассеяния  $\gamma$ -кванта на свободных электронах, и потому возможно распознавание взрывчатых веществ в массе других обычно перевозимых материалов. Представляется, что 10 мА протонный пучок обеспечивает необходимый поток  $\gamma$ -квантов для разумного времени детектирования.

Были изготовлены и установлены графитовая мишень, обогащенная изотопом углерод-13, и гониометр с системой коллиматоров. Осуществлена генерация  $\gamma$ -квантов при сбросе протонного пучка на графитовую мишень, и BGO  $\gamma$ -спектрометром измерено резонансное поглощение азотом 9,172 МэВ  $\gamma$ -квантов. Результаты проведенного исследования опубликованы в научном журнале [42] и являются материалом диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук А.С. Кузнецова.

### § 5.5. Источники $\alpha$ -частиц

При прохождении протонного пучка через литий, помимо генерации нейтронов и  $\gamma$ -квантов, образуются ещё и высокоэнергетичные  $\alpha$ -частицы в результате реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$  и  ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$  с энергетическим выходом 17,347 и 4,021 МэВ (см. Рис. 64 на стр. 115). Поток  $\alpha$ -частиц сравним с потоком нейтронов, и их мощность на уровне 1 Вт.

Помимо генерации  $\alpha$ -частиц на литиевой мишени также была осуществлена пробная генерация  $\alpha$ -частиц на борной мишени. Реакция  ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$  давно известна [253, 254], но в последние годы к ней значительно усилился интерес из-за возможности её использования в современном безнейтронном термоядерном реакторе [255]. Эту реакцию обычно называют малоактивной термоядерной реакцией, пригодной для выработки термоядерной энергии (тепла) [256], и она подходит для прямого рационального преобразования энергии  $\alpha$ -частиц в электроэнергию [257]. Поскольку точность имеющихся данных о сечении реакции  ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$  и спектре  $\alpha$ -частиц недостаточна для проектирования термоядерного реактора [258-260], аккуратное измерение сечения реакции и спектра  $\alpha$ -частиц является

насушной актуальной задачей. Эти измерения могут быть проведены на установке после изготовления специализированной мишени и метрологической системы спектрометрии.

## § 5.6. Источник позитронов

При взаимодействии протона с фтором образуется ядро  $^{20}\text{Ne}$ , которое распадается на  $\alpha$ -частицу и ядро  $^{16}\text{O}$  в возбуждённом состоянии с энергией возбуждения 6,05 МэВ. Возбуждение снимается эмиссией электрон-позитронной пары. Данная реакция может быть записана как  $^{19}\text{F}(p,\alpha e^+ e^-)^{16}\text{O}$ ; её сечение приведено на Рис. 163. Использование ускорителя с газовой мишенью  $\text{SF}_6$  позволяет создать мощный источник позитронов, пригодный для применения в ряде приложений, включая диагностику и измерение плотности электронов в материалах. Предложение было представлено и обсуждено на международной конференции [65].

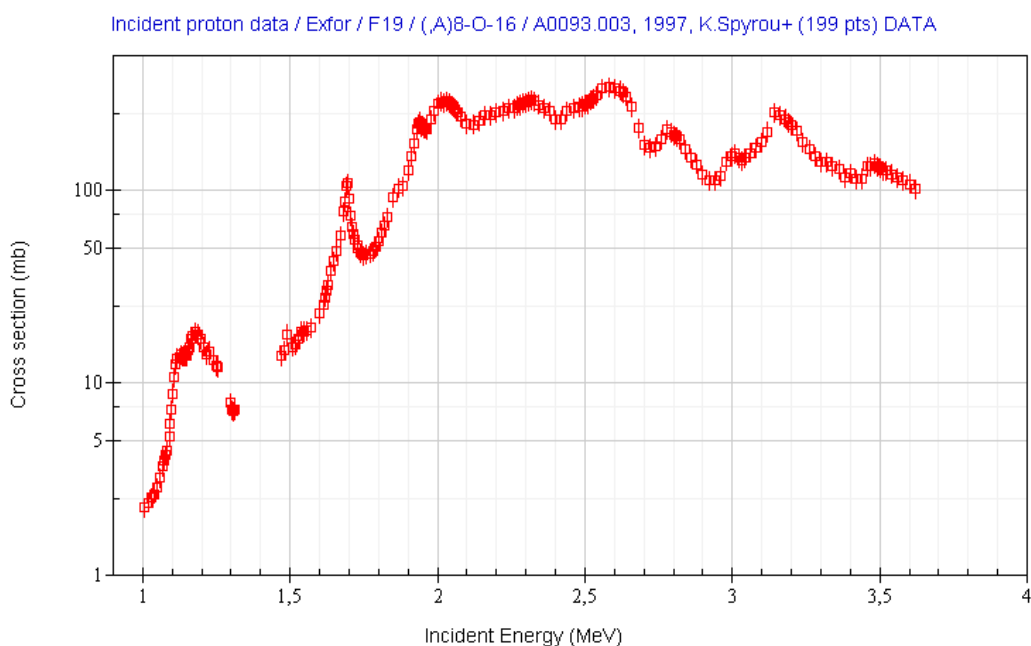


Рис. 163. Сечение реакции  $^{19}\text{F}(p,\alpha e^+ e^-)^{16}\text{O}$ .

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Предложен и впервые экспериментально исследован ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, характеризующийся быстрым темпом ускорения заряженных частиц и удалённостью от тракта ускорения ионного пучка изолятора, на котором крепятся промежуточные электроды, и отличающийся большой запасённой энергией в ускоряющих вакуумных зазорах и сильной входной электростатической линзой.

На ускорителе получен стационарный протонный пучок с энергией 2 МэВ и током 1,6 мА. Пучок характеризуется высокой монохроматичностью энергии  $\pm 0,1 \%$  и стабильностью тока  $\pm 0,5 \%$ .

2. Предложена, разработана и экспериментально исследована нейтроногенерирующая мишень, оптимальная для формирования потока эпитепловых нейтронов, удовлетворяющего требованиям БНЗТ.

3. Доказано, что система формирования пучка, включающая в себя фильтры из  $MgF_2$ , Al и Ti, позволяет сохранить направленность потока нейтронов, обусловленную кинематической коллимацией вблизи порога генерации, и использовать для БНЗТ припороговый режим генерации нейтронов в результате реакции  ${}^7Li(p,n){}^7Be$ , привлекательный вследствие малой активации мишени и установки.

Установлено, что формирование ортогонального пучка нейтронов обеспечивает высокое качество пучка для БНЗТ и приносит новую

возможность направлять пучок нейтронов под любым углом и проводить облучение пациента с разных сторон.

4. Осуществлена генерация нейтронов и экспериментально измерены: поток нейтронов по активации мишени изотопом  $^7\text{Be}$  и по активации NaI сцинтиллятора  $\gamma$ -спектрометра; спектр нейтронов – пузырьковыми детекторами BDT и BD100R и времяпролётной методикой с применением нового технического решения генерации коротких импульсов нейтронного излучения; пространственное распределение мощности дозы нейтронов – дозиметром-радиометром.

5. Доказано, что формируемый поток эпитепловых нейтронов в *in vitro* условиях обеспечивает избирательное уничтожение клеток злокачественной опухоли, инкубированных в среде борфенилаланина.

Предложена новая концепция компактной медицинской установки для БНЗТ, заключающаяся в использовании системы формирования ортогонального пучка нейтронов и в размещении источника высоковольтного питания внутри изолятора ускорителя.

Предложен и запатентован новый способ формирования потока моноэнергетических нейтронов, использующий однозначную зависимость энергии нейтронов от угла их испускания из тонкого литиевого слоя в результате реакции  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ . Установлена возможность применения данного способа для калибровки детекторов тёмной материи.

Показано, что созданный ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией со специализированными мишенями позволяет генерировать быстрые нейтроны для терапии быстрыми нейтронами и для датировки горных пород, монохроматические  $\gamma$ -кванты, резонансные  $\gamma$ -кванты для развития методики оперативного обнаружения взрывчатых и наркотических веществ,  $\alpha$ -частицы для исследования перспективной безнейтронной термоядерной реакции  $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha$  и позитроны.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить всех тех, кто внёс свои знания и умения в создание нового ускорительного источника нейтронов, и тех, кто участвовал в проведении исследований на нём.

В первую очередь хотелось бы отметить Григория Ивановича Сильвестрова, инициировавшего реализацию данного проекта и заразившего энтузиазмом автора диссертации, и Бориса Федоровича Баянова, чей талант технолога способствовал решению многих проблем литиевой мишени.

Глубокую признательность хотелось бы выразить заместителю директора Института ядерной физики СО РАН А.А. Иванову за поддержку в проведении исследований и членам команды на установке в составе научных сотрудников И.Н. Сорокина, А.С. Кузнецова, А.Н. Макарова, В.И. Алейника, аспирантов И.М. Щудло, Д.А. Касатова, Т.В. Сычевой, студентов А.Г. Башкирцева и Р.А. Морозова, лаборантов В.И. Эдель и Л.В. Желнова. Автор благодарен также многим сотрудникам института, в том числе: Г.С. Крайнову, В.В. Кобецу, В.П. Белову и другим сотрудникам научно-конструкторского отдела за проектирование и конструкторскую проработку ускорителя и мишени, В.В. Широкову за руководство изготовлением и запуском ускорителя, В.В. Рачкову и К.А. Вишневному за изготовление насоса для прокачки жидкого галлия, Р.А. Салимову за содействие, а С.Н. Фадееву и Г.С. Виллевальду за помощь в проведении тепловых экспериментов на мощном электронном пучке, Ю.М. Боймельштейну за предоставленную возможность использовать стабилизированный источник питания при проведении тепловых экспериментов с омическим нагревателем, И.В. Шиховцеву и Н.В. Ступишину за помощь в проведении эксперимента по изучению блистеринга, Т.А. Всеволожской за аналитическое решение задачи определения температуры лития при развертке протонного пучка, Л.А. Аниско за проведение измерений на иономере-кондуктометре, М.А. Тиунову за проведение расчётов транспортировки пучка заряженных частиц, В.Я. Чудаеву

за помощь в исследованиях по изучению нейтронного и рентгеновского излучения, Ю.И. Бельченко и А.Л. Санину за сопровождение источника отрицательных ионов водорода, В.Я. Савкину за быстрый ремонт систем питания, Е.Д. Бендеру и А.С. Кривенко за разработку обдирочной мишени, Г.Е. Деревянкину за идею “мягкой” фокусировки, А.Н. Драничникову за помощь в обеспечении вакуумной откачки установки, А.В. Бурдакову и чл.-корр. Г.И. Димову за содействие в реализации проекта и академику Л.М. Баркову за его чёткие ответы на возникающие вопросы по ядерной физике.

Автор считает необходимым поблагодарить ряд сотрудников российских научных организаций: В.Н. Кононова (Физико-энергетический институт, Обнинск) за предложение использовать литиевую мишень и О.Е. Кононова за проведение численных расчётов спектра нейтронов и поглощённой дозы; чл.-корр. РАМН Ю.С. Мардынскогo и А.С. Сысоева (Медицинский радиологический научный центр, Обнинск) за поддержку проекта со стороны медицинского учреждения; В.Ф. Хохлова, И.Н. Шейно (Институт биофизики, Москва), А.А. Портнова (МИФИ, Москва) за обсуждение аспектов клинического применения БНЗТ; В.И. Брегадзе (Институт элементо-органических соединений РАН, Москва) за просвещение в области агентов доставки бора; Г.Г. Смирнова (ВНИИТФ, Снежинск) за проработку нейтроно-генерирующих мишеней, П.В. Петрова за расчёты влияния протонного пучка на течение литиевой струи и Г.Н. Малышкина, Е.А. Кашаеву, Я.З. Кандиева за проведение расчётов переноса нейтронов и  $\gamma$ -излучения; В.И. Ободникова и Е.Г. Тишковского (Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск) за исследование образцов на масс-спектрометре вторичных ионов; чл.-корр. РАН А.Л. Кривошапкина (НИИ патологии кровообращения, Новосибирск) за проявленный интерес к разработке; Л.А. Мостович, Э.В. Григорьеву (НИИ молекулярной биологии и биофизики СО РАМН, Новосибирск), Н.В. Губанову



(Институт цитологии и генетики СО РАН, Новосибирск) и В.В. Каныгина (Новосибирский нейрохирургический центр) за проведение и обработку результатов *in vitro* исследований. Приятно отметить, что В.В. Каныгин на кафедре Новосибирского государственного медицинского университета занимается подготовкой ординаторов для реализации БНЗТ.

Список благодарностей был бы не полон без упоминания профессора Тору Кобаяси (Тоогу Kobayashi) – давнего японского друга, продвигающего ускорительную концепцию БНЗТ с литиевой мишенью и давшего автору много полезного в многочисленных разговорах и обсуждениях, проф. Андреса Крейнера (Andres Kreiner) – директора института в Сан-Мартине (Аргентина), занимающегося созданием тандемного ускорителя, и проф. Вольфганга Сауервейна (Wolfgang Sauerwein) из клиники Эссена (Германия) за его нескрываемый интерес к разработке.

Конечно, автор безгранично благодарен Елене Таскаевой.

Автор благодарен Институту ядерной физики СО РАН, Международному научно-техническому центру (ISTC), Американскому фонду гражданских исследований и развития (CRDF) и Министерству образования и науки РФ за поддержку в проведении исследований.

Автор выражает надежду на внедрение БНЗТ в клиническую практику с применением ускорительного источника эпитепловых нейтронов.

## Литература

1. G.L. Locher. Biological Effects and Therapeutic Possibilities of Neutrons, Am. J. Roentgenol. Radium Ther. 36 (1936) 1-13.
2. J. Chadwick. The existence of a neutron. Proc. R. Soc. London A 136 (1932) 692-708.
3. H.J. Taylor, M. Goldhaber. Detection of nuclear disintegration in a photographic emulsion. Nature (London) 135 (1935) 341-348.
4. P.G. Kruger. Some biological effects of nuclear disintegration products on neoplastic tissue. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 26 (1940) 181-192.
5. W.H. Sweet. The uses of nuclear disintegration in the diagnosis and treatment of brain tumor. N Engl J Med 245 (1951) 875-878.
6. W.H. Sweet, M. Javid. The possible use of slow neutrons plus boron-10 in the therapy of intracranial tumors. Trans Am Neurol Assoc 76 (1951) 60-63.
7. Neutron Capture Therapy. Principles and Applications, ed. by: W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. Springer (2012) 553 p.
8. L.E. Farr, W.H. Sweet, J.S. Robertson, et al. Neutron capture therapy with boron in the treatment of glioblastoma multiforme. Am J Roeng Ther Nucl Med 71 (1954) 279-293.
9. J.T. Goldwin, L.E. Farr, W.H. Sweet, J.S. Robertson. Pathology study of eight patients with glioblastoma multiforme treated by neutron capture therapy using boron 10. Cancer 8 (1955) 601-615.

10. D.N. Slatkin. A history of boron neutron capture therapy of brain tumours. *Brain* 114 (1991) 1609-1629.
11. W. Sauerwein. Principles and history of neutron capture therapy. *Strahlenther Onkol* 169 (1993) 1-6.
12. A. Soloway, H. Hatanaka, M. Davis. Penetration of brain and brain tumor. VII. Tumor binding sulfhydryl boron compounds. *J Med Chem* 10 (1967) 714-717.
13. H. Hatanaka. Clinical results of boron neutron capture therapy. *Basic Life Sci* 54 (1990) 15-21.
14. Y. Mishima, M. Ichihashi, S. Hatta, et al. Selective thermal neutron capture therapy and diagnosis of malignant melanoma: from basic studies to first clinical treatment. *Basic Life Sci* 50 (1989) 251-260.
15. A.D. Granada, J. Capala, M. Chadha, et al. Boron neutron capture therapy for glioblastoma multiforme: interim results from the phase I/II dose-escalation studies. *Neurosurgery* 44 (1999) 1182-1193.
16. P.M. Busse, O.K. Harling, M.R. Palmer, et al. A critical examination of the results from the Harvard-MIT NCT program phase I clinical trials of neutron capture therapy for intracranial disease. *J Neurooncol* 62 (2003) 111-121.
17. W. Sauerwein, A. Zurlo. The EORTC boron neutron capture therapy (BNCT) group: achievements and future projects. *Eur J Cancer* 38(4) (2002) S31-S34.
18. H. Joensuu, L. Kankaanranta, T. Seppala, et al. Boron neutron capture therapy of brain tumors: clinical trials at the finish facility using boronophenylalanine. *J Neurooncol* 62 (2003) 123-134.
19. J. Capala, B.H. Stenstam, K. Skold, et al. Boron neutron capture therapy for glioblastoma multiforme: clinical studies in Sweden. *J Neurooncol* 62 (2003) 135-144.
20. V. Dbaly, F. Tovarys, H. Honova, et al. Contemporary state of neutron capture therapy in Czech Republic (part 2). *Ces a lov Neurol Neurochir* 66/69 (2002) 60-63.

21. Y. Nakagawa, K. Pooh, T. Kobayashi, et al. Clinical review of the Japanese experience with boron neutron capture therapy and proposed strategy using epithermal neutron beams. *J. Neurooncol* 62 (2003) 87-99.
22. S.J. Gonzalez, M.R. Bonomi, G.A. Santa Cruz, et al. First BNCT treatment of a skin melanoma in Argentina: dosimetric analysis and clinical outcome. *Appl Rad Isot* 61 (2004) 1101-1105.
23. Y.W. Liu, T.T. Huang, S.H. Jiang, H.M. Liu. Renovation of epithermal neutron beam for BNCT at THOR. *Appl Rad Isot* 61 (2004) 1039-1043.
24. I. Kato, K. Ono, Y. Sakurai, et al. Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies. *Appl Rad Isot* 61 (2004) 1069-1073.
25. L. Kankaanranta, T. Seppala, H. Koivunovo, et al. Boron Neutron capture therapy in the treatment of locally recurred head and neck cancer. *Int J Radiat Oncol Biol Phys* 69(2) (2007) 475-482.
26. Y. Tamura, S. Miyatake, N. Nonoguchi, et al. Boron neutron capture therapy for recurrent malignant melanoma. Case report. *J Neurosurg* 105 (2006) 898-903.
27. M. Suzuki, K. Endo, H. Satoh, et al. A novel concept of treatment of diffuse or multiple pleural tumors by boron neutron capture therapy (BNCT). *Radiother Oncol* 88(2) (2008) 192-195.
28. M. Suzuki, Y. Sakurai, S. Hagiwara, et al. First attempt of boron neutron capture therapy (BNCT) for hepatocellular carcinoma. *Jpn J Clin Oncol* 37(5) (2007) 376-381.
29. 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. Skrinsky, and S. Taskaev. Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital. *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research A* 413/2-3 (1998) 397-426.

30. Г.И. Сильвестров, С.Ю. Таскаев, В.В. Широков. Источник нейтронов на основе протонного ускорителя для бор-нейтронозахватной терапии и терапии быстрыми нейтронами. Вестник "Радтех-Евразия", Номер 1 (11), Москва-Новосибирск, 2002, стр. 132-141.
31. Г.И. Димов, Ю.И. Бельченко, Г.С. Крайнов, Р.А. Салимов, Н.К. Куксанов, 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 гамма-излучения. Атомная энергия 94(2) (2003) 155-159.
32. 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 (2004) 817-821.
33. B. Bayanov, V. Belov, S. Taskaev. Neutron producing target for accelerator based neutron capture therapy. Journal of Physics 41 (2006) 460-465.
34. S. Taskaev, B. Bayanov, V. Belov and E. Zhoorov. Development of lithium target for accelerator based neutron capture therapy. Advances in Neutron Capture Therapy 2006, p. 292-295.
35. Y. Belchenko, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Ivanov, V. Kobets, A. Kudryavtsev, V. Savkin, V. Shirokov, S. Taskaev. BINP pilot accelerator-based neutron source for neutron capture therapy. Advances in Neutron Capture Therapy 2006, p. 296-299.
36. 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) 82-88.
37. Б.Ф. Баянов, Е.В. Журов, С.Ю. Таскаев. Измерение толщины литиевого слоя. Приборы и техника эксперимента 1 (2008) 160-162.
38. 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) 119-124.
39. 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(8) (2009) 1-6.
40. 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(7-8) (2009) S282-S284.
41. 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(7-8) (2009) S285-S287.
42. A. Kuznetsov, Yu. Belchenko, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Donin, A. Ivanov, S. Konstantinov, A. Krivenko, A. Kudryavtsev, K. Mekler, A. Sanin, I. Sorokin, Yu. Sulyaev, S. Taskaev, V. Shirokov and Yu. Eidelman. The detection of nitrogen using nuclear resonance absorption of monoenergetic gamma rays. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A 606 (2009) 238-242.
43. 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.
44. 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) 117-120.
  45. V. Aleynik, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Ivanov, V. Kanygin, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Sorokin, and S. Taskaev. BINP accelerator based epithermal neutron source. *Applied Radiation and Isotopes* 69 (2011) 1635-1638.
  46. 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.
  47. Ya. Kandiev, E. Kashaeva, G. Malyshkin, B. Bayanov, S. Taskaev. Optimization of the target of an accelerator-driven neutron source through Monte Carlo numerical simulation of neutron and gamma transport by the PRIZMA code. *Applied Radiation and Isotopes* 69 (2011) 1632-1634.
  48. 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) 229-235.
  49. А.Г. Башкирцев, А.А. Иванов, Д.А. Касатов, А.С. Кузнецов, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, В.Я. Чудаев. Рентгеновское излучение высоковольтных элементов тандемного ускорителя с вакуумной изоляцией. *Медицинская физика* 2 (2012) 5-11.
  50. V. Vyvaltsev, V. Kanygin, E. Belykh, S. Taskaev. Prospects in Boron Neutron Capture Therapy of Brain Tumors. *World Neurosurgery* 78(1-2) (2012) 8-9.

51. 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(1) (2013) 83-92.
52. 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(1) (2013) 47-55.
53. А.Г. Башкирцев, А.А. Иванов, Д.А. Касатов, А.С. Кузнецов, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, В.Я. Чудаев. Рентгеновское излучение высоковольтных элементов ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Доклады Академии наук высшей школы Российской Федерации 20(1) (2013) 56-62.
54. 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) 5-13.
55. А.Н. Макаров и С.Ю. Таскаев. Пучок моноэнергетических нейтронов для калибровки детектора темной материи. Письма в ЖЭТФ 97(12) (2013) 769-771.
56. И.Н. Сорокин и С.Ю. Таскаев. Подъем напряжения на высоковольтных вакуумных зазорах ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Приборы и техника эксперимента 4 (2014) 5-8.
57. V. Aleynik, A. Bashkirtsev, V. Kanygin, D. Kasatov, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Schudlo, I. Sorokin, S. Taskaev, M. Tiunov. Current progress and future prospects of the VITA based neutron source. Applied Radiation and Isotopes 88 (2014) 177-179.



58. 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) 9-13.
59. В. 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, N. Soloviov, S. Taskaev. Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital. Proc. First Asian Particle Accelerator Conference (APAC98), March 23-27, 1998, КЕК, Tsukuba, Japan, 6D050, p. 795.
60. В.Н. Кононов, Г.И. Сильвестров, А.С. Сысоев, С.Ю. Таскаев. Основанный на ускорителе источник нейтронов для нейтронной терапии рака в условиях госпиталя. Объединенная научная сессия СО РАН и СО РАМН, 22-23 июня 2000, Новосибирск, Россия, стр. 13.
61. В. Bayanov, V. Belov, G. Dimov, G. Derevyankin, V. Dolgushin, A. Dranichnikov, V. Kononov, G. Kraynov, A. Krivenko, N. Kuksanov, V. Palchikov, R. Salimov, V. Savkin, V. Shirokov, G. Silvestrov, I. Sorokin, and S. Taskaev. High-current electrostatic accelerator-tandem for the neutron therapy facility. Proc. 9<sup>th</sup> International Symposium on Neutron Capture Therapy for Cancer, October 2-6, 2000, Osaka, Japan, p. 251-252.
62. V. Belov, S. Fadeev, V. Karasyuk, V. Kononov, O. Kononov, A. Krivenko, N. Markov, V. Palchikov, G. Silvestrov, G. Smirnov, and S. Taskaev. Neutron producing target for neutron capture therapy. Proc. 9<sup>th</sup> International Symposium on Neutron Capture Therapy for Cancer, October 2-6, 2000, Osaka, Japan, p. 253-254.
63. V. Kononov, G. Silvestrov, A. Sysoev, and S. Taskaev. Fast neutron therapy and boron neutron capture therapy in Russia. Proc. 2nd Neutron Irradiation Technical Meeting on BNCT, Tokai, Japan, October 9-11, 2000, p. 21-22.

64. Ю.И. Бельченко, В.Н. Белов, Г.И. Димов, Г.Е. Деревянкин, В.М. Долгушин, А.Н. Драничников, Г.С. Крайнов, А.С. Кривенко, Н.К. Куksанов, В.Е. Пальчиков, М.В. Петриченков, В.В. Прудников, В.Я. Савкин, Р.А. Салимов, Г.И. Сильвестров, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, М.А. Тиунов, С.Н. Фадеев, В.В. Широков. Высоковольтный ускоритель для нейтронзахватной терапии. 10-е международное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине, Санкт-Петербург, 1-4 октября, 2001. Сборник докладов, Москва, ЦНИИАтоминформ, 2001, стр.208-211.
65. J. Farrell, V. Dudnikov, N. Guardala, G. Merkel and S. Taskaev. An intense positron beam source based on a high current 2 MeV vacuum insulated tandem accelerator. 7<sup>th</sup> International workshop on positron and positronium chemistry, 7-12 July 2002, Knoxville, USA, p. 47.
66. Г.И. Димов, Г.Е. Деревянкин, 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 ускорителя-тандема для целей бор-нейтронозахватной терапии. XIV Международная конференция по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям. Обнинск, Россия, 6-9 июня 2001. Сборник трудов. - Обнинск. - 2002. Стр. 238-244.
67. G. Silvestrov, B. Bayanov, V. Belov, G. Dimov, S. Danilov, V. Karasyuk, T. Sokolova, S. Taskaev, G. Villevald, V. Kononov. High Power Neutron Producing Target with Liquid Metal Cooling. Abstract Brochure of 8<sup>th</sup> European Particle Accelerator Conference, Paris, 3-7 June 2002, p. 17.
68. V. Belov, S. Fadeev, V. Karasyuk, V. Kononov, O. Kononov, N. Kuksanov, G. Kraynov, Y. Petrov, V. Pidyakov, V. Rachkov, R. Salimov, G. Silvestrov, G. Smirnov, S. Taskaev and G. Villeval'd. Neutron producing target for accelerator based neutron source for NCT. Research and Development in

- Neutron Capture Therapy. Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p. 247-252.
69. O. Kononov, V. Kononov, V. Korobeinikov, S. Ognev, W. Chu, G. Silvestrov, N. Soloviev, S. Taskaev, A. Zhitnik. Investigations of using near-threshold  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaction for NCT based on in-phantom dose distribution. Research and Development in Neutron Capture Therapy. Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p. 241-246.
70. А.С. Сысоев, И.А. Гулидов, С.Е. Ульяненко, Е.Б. Бузаев, В.Н. Кононов, О.Е. Кононов, В.В. Коробейников, С.Ю. Таскаев. Клинические аспекты использования различных источников нейтронов для нейтронозахватной терапии. Современное состояние и перспективы развития экспериментальной и клинической онкологии. Материалы Российской научно-практической конференции, посвященной 25-летию НИИ онкологии ТНЦ СО РАМН, Томск, 24-25 июня 2004, стр. 246-247.
71. V. Kononov, G. Smirnov, S. Taskaev. Tape high power neutron producing target for NCT. Program of Eleventh World Congress on Neutron Capture Therapy, Boston, MA, USA, October 11-15, 2004, p. 46-47.
72. B. Bayanov, V. Belov, V. Kindyuk, E. Oparin, S. Taskaev. Lithium neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source. Program of Eleventh World Congress on Neutron Capture Therapy, Boston, MA, USA, October 11-15, 2004, p. 13-14.
73. Proceedings of International Symposium on Boron Neutron Capture Therapy, Sergey TASKAEV, Ed., July 7-9, 2004, Novosibirsk, Russia, 113 p.
74. B. Bayanov, V. Belov, S. Taskaev. Neutron producing target for accelerator based neutron capture therapy. Proc. XX Russian Particle Accelerator Conference RuPAC 2006, Novosibirsk, Russia, p. 360-362.
75. B. Bayanov, A. Burdakov, V. Chudaev, A. Ivanov, S. Konstantinov, A. Kuznetsov, A. Makarov, G. Malyshkin, K. Mekler, I. Sorokin, Yu. Sulyaev,

- and S. Taskaev. First neutron generation in the BINP accelerator based neutron source. Proc. 13<sup>th</sup> Int. Congress on Neutron Capture Therapy, Florence, 2-7 November 2008, Edited by A.Zonta, S.Altieri, L.Roveda and R.Barth, p. 514-517.
76. B. Bayanov, E. Kashaeva, A. Makarov, G. Malyshkin, S. Samarin, S. Taskaev. A neutron producing target for BINP accelerator-based neutron source. Proc. 13<sup>th</sup> Int. Congress on Neutron Capture Therapy, Florence, 2-7 November 2008, Edited by A.Zonta, S.Altieri, L.Roveda and R.Barth, p. 490-493.
77. B. Bayanov, A. Kuznetsov, S. Sinitskii, Yu. Sulyaev, S. Taskaev. Dosimetry and spectrometry at accelerator based neutron source for boron neutron capture therapy. Proc. 11<sup>th</sup> Neutron and Ion Dosimetry Symposium, Cape Town, South Africa, 12-16 October 2009, p. 108.
78. S. Taskaev. No technical problems for realization of best reaction to form the beam of epithermal neutrons for BNCT. Satellite Symposium on Neutrons for Therapy, Cape Town, South Africa, 12 October 2009, p. 20.
79. B. Bayanov, A. Burdakov, V. Chudaev, A. Ivanov, S. Konstantinov, A. Kuznetsov, A. Makarov, G. Malyshkin, K. Mekler, I. Sorokin, Yu. Sulyaev, S. Taskaev. Results of first experiments on neutron generation in the VITA neutron source. Proc. 2<sup>nd</sup> International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 9-15, 2008. Kyiv, Ukraine, 2009. Part II, p. 772-776.
80. B. Bayanov, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Ivanov, A. Kudryavtsev, G. Malyshkin, V. Shirokov, S. Taskaev. Innovative accelerator based neutron source. Proc. 2<sup>nd</sup> Intern. Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, June 9-15, 2008. Kyiv, Ukraine, 2009. Part II, p. 799-802.
81. B. Bayanov, A. Burdakov, A. Ivanov, A. Kuznetsov, S. Taskaev. Accelerator based epithermal neutron source for boron neutron capture therapy. Physics

for Health in Europe Workshop, 2-4 February 2010, CERN - Switzerland. Book of Abstracts, p. 11.

82. В.И. Алейник, А.В. Бурдаков, Э.В. Григорьева, В.И. Давыденко, А.А. Иванов, В.В. Каныгин, А.С. Кузнецов, А.Н. Макаров, Ю.В. Пахомова, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев. Характеристики и возможности ускорительного источника эпитепловых нейтронов ИЯФ СО РАН. Материалы IV Всероссийского Национального конгресса лучевых диагностов и терапевтов, Москва, 25-27 мая 2010, стр. 18-19.
83. V. Aleinik, A. Burdakov, V. Davydenko, A. Ivanov, V. Kanygin, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Sorokin and S. Taskaev. BINP accelerator based epithermal neutron source. Proc. 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy. October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p.441-444.
84. S. Taskaev, B. Bayanov, V. Chudaev, Ya. Kandiev, E. Kashaeva, G. Malyshkin. A protective subsurface container for activated target holding and temporary storage. Proc. 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy. October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p.503-506.
85. Ya. Kandiev, E. Kashaeva, G. Malyshkin, S. Taskaev, B. Bayanov. Optimization of the target of an accelerator-driven neutron source through Monte Carlo numerical simulation of neutron and gamma transport by the PRIZMA code. Proc. 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy. October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p.507-510.
86. 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. Proc. 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy. October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p.511-514.
87. W. Sauerwein, V. Kulakov, A. Lipengolts, S. Taskaev, C. Doll. The ISTC BNCT Task Force. Proc. 14<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy. October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p.535.

88. 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. Proc. 3<sup>rd</sup> International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2010), June 7-12, 2010, Kyiv, Ukraine, p. 559-562.
89. S. Taskaev, V. Aleynik, A. Burdakov, A. Ivanov, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Sorokin. Vacuum-insulation tandem accelerator for boron neutron capture therapy. Proc. 2<sup>nd</sup> International Particle Accelerator Conference (IPAC-2011), September 4-9, 2011, San Sebastian, Spain, p. 3615-3617.
90. 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, Proc. 6<sup>th</sup> Young Researchers Boron Neutron Capture Therapy Meeting, December 4-8, 2011, Hsinchu, Taiwan (R.O.C), pp. 152-157.
91. V. Kanygin, S. Taskaev. New design of medical facility for BNCT based on VITA neutron source. Abstracts of the 15<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, 10-14 September 2012, Tsukuba, Japan, p. 133.
92. E. Kashaeva, G. Malyshkin, S. Samarina, S. Taskaev. Regimes of therapeutic beam shaping from an accelerator neutron source. Abstracts of the 15<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, 10-14 September 2012, Tsukuba, Japan, p. 138-139.
93. S. Taskaev, V. Aleynik, A. Bashkirtsev, B. Bayanov, M. Kamkin, D. Kasatov, A. Kuznetsov, A. Makarov, I. Schudlo, I. Sorokin, M. Tiunov. VITA based neutron source – status and prospects. Proc. XXIII Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2012, September 24-28, 2012, Saint-Petersburg, Russia, p. 230-232.
94. I. Sorokin, A. Bashkirtsev, V. Chudaev, A. Ivanov, D. Kasatov, A. Kuznetsov, S. Taskaev. X-ray radiation high-voltage elements of the tandem accelerator

- with vacuum insulation. Proc. XXIII Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2012, September 24-28, 2012, Saint-Petersburg, Russia, p. 299-301.
95. A. Kuznetsov, V. Aleynik, I. Shchudlo, I. Sorokin, S. Taskaev, M. Tiunov. Calibration testing of the stripping target of the vacuum insulated tandem accelerator. Proc. XXIII Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2012, September 24-28, 2012, Saint-Petersburg, Russia, p. 560-562.
96. A. Makarov, V. Aleynik, A. Bashkirtsev, A. Kuznetsov, I. Schudlo, I. Sorokin, S. Taskaev, M. Tiunov. Optimization of the negative hydrogen ion beam injection into the tandem accelerator with vacuum insulation. Proc. XXIII Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2012, September 24-28, 2012, Saint-Petersburg, Russia, p. 623-625.
97. A. Kuznetsov, V. Aleynik, A. Bashkirtsev, D. Kasatov, A. Makarov, I. Schudlo, I. Sorokin, S. Taskaev, M. Tiunov. Raising the generating current in the VITA neutron source for BNCT. Proc. 4 International Particle Accelerator Conference, 12-14 May 2013, Shanghai, China, p. 3693-3695.
98. В.И. Алейник, З.Ш. Аннаев, А.Г. Башкирцев, А.В. Бурдаков, Н.В. Губанова, В.В. Каньгин, Д.А. Касатов, А.И. Кичигин, А.С. Кузнецов, А.Н. Макаров, Р.А. Морозов, И.Н. Сорокин, С.Ю. Таскаев, И.М. Щудло. Исследования на новаторском ускорителе-тандале с вакуумной изоляцией. Тезисы докладов. Научно-практический семинар "Ускорители для будущего России", 24-25 июня 2013, Москва, МГУ, стр. 28-31.
99. М.Е. Вейс, С.Н. Фадеев, Н. К. Куксанов, П. И. Немьтов, В.В. Прудников, Р.А. Салимов, С.Ю. Таскаев. Стабилизация ускоряющего напряжения в высоковольтном ускорителе-тандале для нейтронозахватной терапии. Препринт ИЯФ 2002-17. Новосибирск. 2002.

100. 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.
101. 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.
102. Б.Ф. Баянов, В.П. Белов, С.Ю. Таскаев. Нейтроногенерирующая мишень ускорительного источника нейтронов для нейтронозахватной терапии. Препринт ИЯФ 2005-4. Новосибирск. 2005.
103. А.Е. Бондарь, А.Ф. Бузулуцков, А.В. Бурдаков, Е.С. Гришняев, А.Д. Долгов, А.Н. Макаров, С.В. Полосаткин, А.В. Соколов, С.Ю. Таскаев, Л.И. Шехтман. Проект систем рассеяния нейтронов для калибровки детекторов темной материи и низкоэнергетических нейтрино. Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика, 8:3 (2013) 27-38.
104. С.Ю. Таскаев. ВИТА значит жизнь. Наука из первых рук 4 (2011) 88-95.
105. Г.Г. Смирнов, С.Ю. Таскаев, Г.И. Сильвестров, В.Н. Кононов. Нейтроно-продуцирующий мишенный узел. Патент РФ № 2282908 от 27.08.2006.
106. Г.Г. Смирнов, С.Ю. Таскаев, Г.И. Сильвестров, В.Н. Кононов. Способ получения нейтронов. Патент РФ № 2282909 от 27.08.2006.
107. Г.Г. Смирнов, С.Ю. Таскаев, Г.И. Сильвестров, В.Н. Кононов. Нейтроно-продуцирующий мишенный узел. Патент РФ 2326513 от 06.10.2008.
108. Б.Ф. Баянов, С.Ю. Таскаев. Литиевый контейнер. Патент WO/2008/147239 от 04.12.2008.
109. С.Ю. Таскаев. Способ получения пучка моноэнергетических нейтронов, устройство для получения пучка моноэнергетических нейтронов и



- способ калибровки детектора темной материи с использованием пучка моноэнергетических нейтронов. Патент РФ № 2515523 от 14.03.2014.
110. В.В. Каныгин, С.Ю. Таскаев. Система формирования ортогонального пучка нейтронов. Заявка на патент РФ. Регистрационный номер 2013105995 от 12.02.2013 (приоритетная дата).
  111. С.Ю. Таскаев. Газовая обдирочная мишень. Заявка на патент РФ. Регистрационный номер 2013140568 от 02.09.2013 (приоритетная дата).
  112. А.Н. Макаров и С.Ю. Таскаев. Способ определения соотношения сигнал/шум во время измерения энергетического спектра нейтронов времяпролетным методом. Свидетельство о регистрации ноу-хау № 19 от 16.12.2013. Новосибирский национальный исследовательский государственный университет.
  113. S. Taskaev, A. Makarov, Yu. Ostreinov, P. Vobly. Modification of the argon stripping target of the tandem accelerator. Book of abstracts of the 16 International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 204-205.
  114. I. Shchudlo, D. Kasatov, A. Makarov, T. Sycheva, S. Taskaev. Studying of gamma-ray and neutron radiation in case of 1 – 2 MeV proton beam interaction with various construction materials. Book of abstracts of the 16 International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 206.
  115. N. Gubanova, V. Kanygin, A. Kichigin, S. Taskaev. Evaluation of micronucleation and viability of glioma cells in vitro neutron beams irradiated. Book of abstracts of the 16 International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 172-173.
  116. S. Taskaev, I. Sorokin. A new concept of a Vacuum Insulation Tandem Accelerator. Book of abstracts of the 16 International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 205.

117. K. Wang, T. Blue, R. Gabauer. A neutronic study of an accelerator-based neutron irradiation facility for boron neutron capture therapy. Nucl. Technol. 84 (1989) 93.
118. J. Yanch, X. Zhou, R. Shefer, et al. Accelerator-based epithermal neutron beam design for neutron capture therapy. Med. Phys. 19 (1992) 709-721.
119. O. Anderson, E. Alpen, G. DeVries, et al. ESQ-focused 2.5 MeV dc accelerator for BNCT. Proc. 4<sup>th</sup> Europ. Particle Accelerator Conf., London, June 27 – July 21, 1994.
120. Advances in Neutron Capture Therapy. v. 1, Medicine and Physics. Ed. By B.Larsson, Elsevier, 1997.
121. Application of Accelerators in Research and Industry. Ed. By J.L.Duggan. AIP Conf. Proc. 392, NY, 1997.
122. Proc. 1st Int. Workshop on Accelerator-based Neutron Sources for BNCT. Jackson, WN, USA. CONF-940976, 1994.
123. T. Blue and J. Yanch. Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors. J Neuro-Oncology 62 (2003) 19-31.
124. 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.
125. J. Yanch. Research in boron neutron capture therapy at MIT LABA. In: Duggan JL, Morgan IL (ed.) Application of Accelerators in Research and Industry. AIP Press, Woodbury, New York, Part Two, 1996, pp 1281-1284.
126. D.P. Gierga: Neutron delivery for boron neutron capture synovectomy, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 2001.
127. J. Kwan, G. Ackerman, C. Chan, et al. Acceleration of 100 mA of  $\text{H}^-$  in a single channel electrostatic quadrupole accelerator. Rev. Sci. Instrum. 66 (1995) 3864-3868.
128. B. Ludewigt, W. Chu, R. Donahue, et al. An epithermal neutron source for BNCT based on an ESQ-accelerator. Proc. Topical Meeting on Nuclear

- Applications of Accelerator Technology, Albuquerque, New Mexico, November 16-20, 1997.
129. L. Reginato, W. Chu, J. Galvin, et al. Conversion of the 2.5 MV super hilac injector power supply from 5 mA to 50mA for boron neutron capture therapy. Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York (1999) 2537-2539.
  130. T. Beynon, K.S. Forcey, S. Green, G. Cruickshank, N. James. Status of the Birmingham accelerator based BNCT facility. In: M.W. Sauerwein, R. Moss and A. Wittig, ed. Research and Development in Neutron Capture Therapy, Bologna: Monduzzi Editore, Intern. Proc. Division; 2002. p. 225–228.
  131. T.P. Wangler, J.E. Stovall, T.S. Bhatia, et al. Conceptual design of an RFQ accelerator-based neutron source for boron neutron capture therapy. Los Alamos National Laboratory article LAUR89-912, 1989: Particle Accelerator Conference, Chicago, IL, March 20-23, 1989.
  132. W.D. Cornelius. CW Operation of the FMIT RFQ accelerator. Nucl. Instrum. Meth. B 10/11 (1985) 859.
  133. G.E. McMichael, T.J. Yule, X-L. Zhou. The Argone ACWL, a potential accelerator-based neutron source for BNCT. Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B 99 (1995) 847.
  134. A. Kreiner, H. Paolo, A. Burton, et al. Development of a tandem-Electrostatic-quadrupole for accelerator-based boron neutron capture therapy. Proc. 8 Intern. Topical Meeting on Nuclear Applications and Utilization of Accelerators, Pocatello, Idaho, July 29 – August 2, 2007, pp. 373-379.
  135. A. Kreiner, V. Vento, P. Levinas, et al. Development of a tandem-electrostatic-quadrupole accelerator facility for BNCT. Applied Radiation and Isotopes 67(7-8) (2009) S266-S269.
  136. V. Vento, W. Castell, J. Bergueiro, et al. Electrostatic design and beam transport for a tandem-electrostatic-quadrupole for accelerator-based boron neutron capture therapy. Applied Radiation and Isotopes 69 (2011) 1649-1653.

137. J. Esposito, P. Colautti, A. Pisent, et al. The accelerator driven SPES-BNCT project at INFN Legnaro LABS. Proc. 8 Intern. Topical Meeting on Nuclear Applications and Utilization of Accelerators, Pocatello, Idaho, July 29 – August 2, 2007, pp. 380-387.
138. J. Esposito, P. Colautti, S. Fabritsiev, et al. Be target development for the accelerator-based SPES-BNCT facility at INFN Legnaro. Applied Radiation and Isotopes 67(7-8) (2009) S270-S273.
139. T. Smick, G. Ryding, P. Farrell, et al. Hyperion™ Accelerator Technology for Boron Neutron Capture Therapy. Book of abstracts of the 16 Intern. Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 138-139.
140. Б.И. Альбертинский, И.В. Курицына, О.Ф. Николаев, О.Б. Овчинников. Источник высокого напряжения для ускорителей ионов и электронов на 2 МэВ. Приборы и техника экспериментов 3 (1971) 43-46.
141. E. Forton, F. Stichelbaut, A. Cambriani, et al. Overview of the IBA accelerator-based BNCT system. Applied Radiation and Isotopes 67(7-8) (2009) S262-S265.
142. K. Tsuchida, Y. Kiyonagi, A. Uritani, et al. Development of an accelerator-driven compact neutron source for BNCT in Nagoya University. Book of abstracts of the 16 International Congress on Neutron Capture Therapy, June 14-19, 2014, Helsinki, Finland, p. 206-207.
143. Y. Mori, M. Muto. Neutron source with FFAG-ERIT. Advances in Neutron Capture Therapy 2006, p. 360-363.
144. K. Okabe, M. Muto, Y. Mori. Development of FFAG-ERIT ring. Proc. EPAC 2006, Edinburgh, Scotland, pp. 1675-1677.
145. Y. Mori, Y. Ishi, Y. Kuriyama, et al. Neutron source with emittance recovery internal target. Proc. 23<sup>rd</sup> Particle Accelerator Conference, 4 – 8 May 2009, Vancouver, Canada.

146. Y. Tahara, S. Abe, Y. Akiyama, et al. A BNCT neutron generator using a 30MeV proton beam. *Appl Radiat Isot* 67(7-8) (2009) S258-S261.
147. H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, et al. Experimental verification of beam characteristics for cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS). *Appl Radiat Isot* 69 (2011) 1642-1645.
148. H. Tanaka, Y. Sakurai, M. Suzuki, et al. Experimental demonstration of beam characteristics for cyclotron-based epithermal neutron source (C-BENS). *Proc. XIV International Congress on Neutron Capture Therapy*, October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p. 447-450.
149. H. Kumada, A. Matsumura, H. Sakurai, et al. Project of development of the Linac based NCT facility in University of Tsukuba. *Abstracts of 15 ICNCT*, 10-14 Sept. 2012, Tsukuba, Japan, p. 109.
150. Y. Abe, M. Fuse, R. Fujii, et al. Hospital-based boron neutron capture therapy in National Cancer Center. An installation design for the accelerator-based epithermal neutron source. *Abstracts of 15 ICNCT*, 10-14 Sept. 2012, Tsukuba, Japan, p. 109-110.
151. G. Proudfoot, R. McAdams, A. Holmes. A new design of a compact high current ion accelerator. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 89 (1994) 1-7.
152. A. Holmes, G. Proudfoot. Tandem accelerator. Patent US5293134, 08.03.1994.
153. Y. Belchenko, E. Grigoryev. Surface-plasma negative ion source for the medicine accelerator. *Review of Scientific Instruments* 73 (2002) 939.
154. Yu. Belchenko, A. Sanin, I. Gusev, et al. Direct current  $H^-$  source for boron neutron capture therapy tandem accelerator. *Review of Scientific Instruments* 79 (2008) 02A521.
155. В.В. Широков. Исследование электрической прочности высоковольтных вакуумных зазоров. *Приборы и техника эксперимента* 5 (1990) 148-152.

156. И.Н. Сорокин, В.В. Широков. Высоковольтные элементы ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Приборы и техника эксперимента 6 (2007) 5-10.
157. И.Н. Сливков, В.И. Михайлов, В.И. Сидоров и др. Электрический пробой и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1966.
158. И.Н. Сливков. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
159. В. Эспе. Технология электровакуумных материалов. М.: Госэнергоиздат, 1962.
160. И.Н. Сорокин. Высоковольтная прочность ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией: дис. канд. тех. наук: 01.04.01 – Новосибирск – 108 с (принята к защите в 2014 г.).
161. В. Fomel, M. Tiunov, V. Yakovlev. SAM – an interactive code for evaluation of electron guns. Preprint BudkerINP 96-11, 1996.
162. M. Tiunov, G. Kuznetsov and M. Batazova. Simulation of high current electron and ion beam dynamics for EBIS. AIP Conference Proc. Electron Beam Ion Sources and Traps and their Applications, Upton, New York (2000) 155-164.
163. Ф. Гилл, У. Мюррей, М. Райт. Практическая оптимизация. Пер. с англ. - Москва: Мир, 1985.
164. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И.К. Кикоина. М., Атомиздат, 1976, 1008 с.
165. L. Picardi, et al. Preliminary design of a technologically advanced and compact synchrotron for therapy. RT/INN/94/20.
166. Ю. М. Широков, Н. П. Юдин. Ядерная физика. М.: Атомиздат, 1972.
167. G. Silvestrov. Lithium lenses for muon colliders. Proc. of 9<sup>th</sup> Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop, 1995, Montauk NY, USA.
168. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1978.

169. А.А. Кабанцев, В.Г. Соколов, С.Ю. Таскаев. Уменьшение плотности мишенной плазмы при инжекции в пробкотрон атомарных пучков. Физика плазмы 21 (1995) 775-783.
170. N. Dikansky, N. Kot, V. Kudelainen, et al. Influence of the sign of an ion charge on friction force at electron cooling. Proc. European Particle Accelerator Conference, June 7-11, 1988, Rome, V1, p. 529-531.
171. Б.А. Дьячков, В.М. Нестеренко, В.Ю. Петруша. Литиевый нейтрализатор ионов. Приборы и техника эксперимента 2 (1974) 35-39.
172. Б.А. Дьячков, В.И. Зиненко, М.А. Павлий, В.Ю. Петруша. Перезарядная натриевая мишень с большой апертурой. Приборы и техника эксперимента 5 (1978) 37-39.
173. C. Barnet, J. Ray, E. Ricci, et al. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge National Laboratory, ORNL-5206, 1977.
174. Г.И. Димов, В.Г. Дудников. Сечение обдирки отрицательных ионов водорода с энергией порядка 1 МэВ в некоторых газах. ЖТФ 36 (1966) 1239-1240.
175. Б.З. Персов. Основы проектирования экспериментальных физических установок. Новосиб. ун-т. Новосибирск. 1993.
176. М.Д. Габович. Физика и техника плазменных источников ионов. М.: Атомиздат, 1972.
177. Вакуумная техника. Справочник. Под ред. Е. С. Фролова и В. Е. Минайчева. М.: Машиностроение, 1992
178. М. Девиен. Течения и теплообмен разреженных газов. М., 1962.
179. С.Д. Дэшман. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964.
180. В.И. Алейник, А.А. Иванов, А.С. Кузнецов, И.Н. Сорокин. Статические высоковольтные процессы при работе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией. Препринт ИЯФ СО РАН 2011-19. Новосибирск, 2011.

181. В.Г. Баркова, О.М. Корябкин, А.В. Репков, В.Я. Чудаев. Автоматизированная система радиационного контроля электрон-позитронного ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-4. Труды девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, Дубна, 1985, с. 318.
182. А.С. Кривенко, Р.А. Салимов. Компрессионная газовая мишень. Патент РФ № 2360315 от 27.06.2009.
183. T. Akhmetov, V. Davydenko, A. Ivanov, et al. Radially uniform circular sweep of ion beam. *Rev. Sci. Instrum.* 77 (2006) 03C106.
184. W. Biesiot, P. Smith. Parameters of the 9.17-MeV Level in  $^{14}\text{N}$ . *Physical Review C* 24 (1981) 6.
185. V. Kononov, M. Bokhovko, O. Kononov. Accelerator based neutron sources for medicine. *Proc. International Symposium on Boron Neutron Capture Therapy*, Sergey TASKAEV, Ed., July 7-9, 2004, Novosibirsk, 62-68.
186. S. Halfon, M. Paul, A. Arenshtam, et al. High-power liquid-lithium target prototype for accelerator-based boron neutron capture therapy. *Applied Radiation and Isotopes* 69 (2011) 1654-1656.
187. T. Kobayashi, K. Miura, N. Hayashizaki, M. Aritomi. Development of lithium-liquid film jet-flow for the target of the  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  reaction for BNCT. Program and abstracts of the 15<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, 10-14 September, 2012. Tsukuba, Japan, p. 112-113.
188. Y. Abe, M. Fuse, R. Fujii, et al. Hospital-based boron neutron capture therapy in National Cancer Center – an installation design for the accelerator-based epithermal neutron source. Program and abstracts of the 15<sup>th</sup> International Congress on Neutron Capture Therapy, 10-14 September, 2012. Tsukuba, Japan, p. 109-110.



189. В.Н. Кононов, М.В. Боховко, О.Е. Кононов, Н.П. Коконова. Гамма-излучение нейтронного источника на основе реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ . Препринт ФЭИ-2643, Обнинск, 1997, 10 с.
190. A. Savidou, X. Aslanoglou, T. Paradellis, M. Pilakouta. Proton induced thick target  $\gamma$ -ray yields of light nuclei at the energy region  $E_p = 1.0\text{--}4.1$  MeV. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B 152 (1999) 12-18.
191. Н.В. Плешивцев. Катодное распыление. М., Атомиздат, 1968.
192. В. Орлов, И. Альтовский. Условия работы материалов первой стенки термоядерных реакторов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, 1/5 (1981) 9-16.
193. L. Northcliffe, R. Schilling. Nuclear Data Tables A7 (1970) 233-273.
194. E. Segre (Ed.), Experimental Nuclear Physics, v. 1, New York, London, 1953.
195. R. Salimov, V. Cherepkov, J. Golubenko, et al. DC high power electron accelerators of ELV-series: status, development, applications. Radiation Physics and Chemistry 57 (2000) 661-665.
196. L. Katz, A. Penford. Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption. Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 28-44.
197. Кононов О.Е., Кононов В.Н., Соловьев Н.А. Источник нейтронов для борнейтронозахватной терапии на основе реакции  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  вблизи порога. Атомная энергия 94 (2003) 469-472.
198. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979.
199. И.Е. Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
200. H. Andersen, J. Ziegler. Hydrogen stopping powers and ranges in all elements. Volume 3 of the stopping and ranges of ions in matter. New York, Toronto, Oxford, Sydney, Frankfurt, Paris: Pergamon Press Inc., 1977.

201. N. Cowern. Range distribution function for energetic ions in matter. *Physical Review A* 26 (1982) 2518-2526.
202. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. Под ред. Р. Бериша. М., "Мир", 1986.
203. М. Гусева, Ю. Мартыненко. Радиационный блистеринг. *УФН* 135 (1981) 671.
204. D. Fisher. Hydrogen diffusion in metals, a 30-year retrospective. Scitec Publications, 1999.
205. E. Fromm and E. Gebhardt, Editors, *Gase und Kohlenstoff in Metallen*, Springer, Berlin, 1976.
206. V. Astrelin, A. Burdakov, P. Bykov, et al. Blistering of the selected materials irradiated by intense 200 keV proton beam. *Journal of Nuclear Materials* 396 (2010) 43-48.
207. R. Yadava, N Irobi Singh, A. Nigam. Sponge-like blisters on copper by H<sup>+</sup>-ion implantation at ambient temperatures. *Journal of Physics D: Applied Physics* 13 (1980) 2077-2080.
208. S. Melnychuk, R. Meilunas. Development of a thin film 9.17 MeV gamma ray production target for the contraband detection system. Proc. 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999, pp.2599-2601.
209. A. Brown, K. Forsey, and M. Scott. The design and testing high power lithium target for accelerator-based boron neutron capture therapy. *Research and Development in Neutron Capture Therapy*, Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p.277-282.
210. L. Holland. *Vacuum deposition of thin films*, 1956.
211. Ю.И. Остроушко, П.И. Бучихин, В.В. Алексеева и др. *Литий, его химия и технология*, М.: Атомиздат, 1960.
212. Е.И. Черепов, В.И. Ободников, Е.Г. Тишковский. Аналитический комплекс для исследования пространственного распределения примесей

- методом масс-спектрометрии вторичных ионов. Наука производству 12 (2001) 31-33.
213. Я.З. Кандиев, Е.В. Серова. Меченые частицы в расчётах задач переноса излучения методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА. Атомная энергия 98 (2005) 386-393.
214. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения: Публикация 38 МКРЗ: В 2 ч.Ч. 1. В 2 кн. Кн. 1: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 320 с.: ил.
215. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 496 с.: ил.
216. Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99). СП 2.6.1.799-99. – М.: Минздрав России, 2000. – 98 с.
217. T. Mitsumoto, S. Yajiima, H. Tsutsui, et al. Cyclotron-based neutron source for BNCT. Proc. XIV International Congress on Neutron Capture Therapy, October 25-29, 2010, Buenos Aires, Argentina, p. 510-522.
218. C. Willis, J. Lenz, D. Swenson. High-power lithium target for accelerator-based BNCT. Proc. XIV Linear Accelerator Conference, 29 September – 3 October 2008, Victoria, Canada, p. 223-225.
219. E. Forton, F. Stichelbaut, A. Cambriani, et al. Overview of the IBA accelerator-based BNCT system. Applied Radiation and Isotopes 67 (2009) S262-S265.
220. S. Park, H. Joo, B. Jan, et al. Thermally optimized lithium neutron producing target design for accelerator-based BNCT. 12<sup>th</sup> Intern. Congress on Neutron Capture Therapy, Takamatsu, Japan, October 9-13, 2006, p. 319-322.
221. F. Palamara, F. Mattioda, R. Varone, V. Guisti. Proton accelerator-based epithermal neutron beams for BNCT. Research and Development in Neutron Capture Therapy. Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p. 283-292.

222. A. Hawk, T. Blue, J. Woolard and G. Gupta. Effects of target thickness on neutron field quality for an ABNS. *Research and Development in Neutron Capture Therapy*. Eds.: W. Sauerwein, R. Moss, and A. Wittig. Monduzzi Editore, 2002, p. 253-257.
223. O. Kononov, M. Bokhovko, V. Kononov, et al. Optimization of an accelerator-based neutron source for neutron capture therapy. *Appl Radiat Isot* 61(4) (2004) 1009-1011.
224. G. Bengua, T. Kobayashi, K. Tanaka, Y. Nakagawa. Optimization parameters for BDE in BNCT using near threshold  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  direct neutrons. *Applied Radiation and Isotopes* 61 (2004) 1003-1008.
225. F. Stichelbaut, E. Forton, Y. Jongen. Design of a beam shaping assembly for an accelerator-based BNCT system. *Advances in Neutron Capture Therapy* (2006) 308-311.
226. K. Tanaka, T. Kobayashi, G. Bengua, et al. Characterization indexes of moderator assembly for accelerator-based BNCT using  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  neutrons at proton energy of 2.5 MeV. *Advances in Neutron Capture Therapy* (2006) 323-326.
227. R. Terlizzi, N. Colonna, P. Colangelo, et al. Design of an accelerator-based neutron source for neutron capture therapy. *Applied Radiation and Isotopes* 67 (2009) S292-S295.
228. D. Minsky, A. Kreiner, A. Valda. AB-BNCT beam shaping assembly based on  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  reaction optimization. *Applied Radiation and Isotopes* 69 (2011) 1668-1671.
229. A. Burlon, S. Girola, A. Valda, et al. Design of a beam shaping assembly and preliminary modelling of a treatment room for accelerator-based BNCT at CNEA. *Applied Radiation and Isotopes* 69 (2011) 1688-1691.

230. J. Goorley, W. III Kiger, R. Zamenhof. Reference dosimetry calculations for neutron capture therapy with comparison of analytical and voxel models. *Med. Phys.* 29 (2002) 145-156.
231. O. Harling, K. Riley. Fission reactor neutron sources for neutron capture therapy – a critical review. *J. Neuro-Oncol.* 62 (2003) 7–17.
232. 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.
233. С.Н. Абрамович, Б.Я. Гужовский, В.А. Жеребцов, А.Г. Звенигородский. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. Москва, ЦНИИАтоминформ, 1989.
234. G. Bengua, T. Kobayashi, K. Tanaka, et al. TPD-based evaluation of near threshold mono-energetic proton energies for the  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  production of neutrons for BNCT. *Phys. Med. Biol.* 51 (2006) 4095–4109.
235. H.-O. Zetterström, S. Schwarz, L. Srtrömberg. Multiple scattering of fast neutrons in  ${}^6\text{Li}$ -glass scintillators. *Nuclear Instruments and Methods* 42 (1966) 277-282.
236. А.Н. Макаров. Измерение спектра нейтронов ускорительного источника для бор-нейтронозахватной терапии времяпролетным методом: дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.01 – Новосибирск (готовится к защите в 2015 г.).
237. А.В. Санников, В.Н. Лебедев, В.Н. Кустарев и др. Индивидуальный дозиметр смешанного излучения ДВГН-01: разработка и исследование характеристик. Препринт ИФВЭ 2005-6, Протвино, 2005.
238. А.Г. Алексеев, Ю.В. Мокров, С.В. Морозова. Изучение чувствительности альбедных дозиметров нейтронов разных типов с целью коррекции их показаний. *Письма в ЭЧАЯ*, 2012, том 9, №2 (172), стр. 312-327.

239. A. Kamida, Y. Fujita, I. Kato, et al. Effect of neutron capture therapy on the cell cycle of human squamous cell carcinoma cells. *Int J Radiat Biol.* 84(3) (2008) 191-199.
240. Р.А. Морозов. Исследования бор-нейтронозахватной терапии на базе ускорителя-тандема Института ядерной физики СО РАН: квалиф. работа на соискание степени магистра, Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, 2013. – 30 с.
241. Y. Sofue and V. Rubin. Rotation curves of spiral galaxies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 39 (2001) 137.
242. R. Cabanac, D. Valls-Gabaud, A. Jaunsen, et al. Discovery of a high-redshift Einstein ring. *Astron. Astrophys.* 436 (2005) L21.
243. D. Spergel, R. Bean, O. Doré, et al. Wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) three year results: implications for cosmology. *Astrophys. J. Suppl.* 170 (2007) 377.
244. S. Burles, K. Nollett, and M. Turner. Big Bang nucleosynthesis predictions for precision cosmology. *Astrophys. J.* 552 (2001) L1.
245. N. Spooner. Direct dark matter searches. *J. Phys. Soc. Jap.* 76 (2007) 111016.
246. R. Bernabei, P. Belli, A. Bussolotti, et al. The DAMA/LIBRA apparatus. *Nucl. Instr. Meth. A* 592 (2008) 297.
247. J. Angle, E. Aprile, F. Arneodo, et al. First results from the XENON10 dark matter experiment at the Gran Sasso National Laboratory. *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008) 021303.
248. M. Felizardo, T. Giraldo, A. Fernandes, et al. Recent results from the SIMPLE dark matter search. *J. Phys.: Conf. Ser.* 375 (2012) 012011.
249. D. Akerib, P. Barnes Jr., P. Brink, et al. Design and performance of a modular low-radioactivity readout system for cryogenic detectors in the CDMS experiment. *Nucl. Instr. Meth. A* 592 (2008) 476.

250. H. Harano, T. Matsumoto, Y. Tanimura, et al. Monoenergetic and quasi-monoenergetic neutron reference fields in Japan. *Radiat. Measurements* 45 (2010) 1076-1082.
251. V. Lacoste. Review of radiation sources, calibration facilities and simulated workplace fields. *Radiat. Measurements* 45 (2010) 1083-1089.
252. T. Matsumoto, H. Harano, J. Nishiyama, et al. Novel generation method of 24-keV monoenergetic neutrons using accelerator. *AIP Conf. Proc.* 1099 (2009) 924-927.
253. M.L.E. Oliphant and Lord O.M. Rutherford. Experiments on the transmutation of elements by protons. *Proc. R. Soc. London A* 141 (1933) 259-281.
254. P. Dee, C. Gilbert. The disintegration of boron into three  $\alpha$ -particles. *Proc. R. Soc. London A* 154 (1936) 279-296.
255. N.Rostoker, A. Qerushi, M. Rinderbauer. Colliding beam fusion reactors. *J. Fusion Energy* 22 (2004) 83-92.
256. S. Stave, M. Ahmed, R. France III, et al. Understanding the  $^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha\alpha$  reaction at the 0.675 MeV resonance. *Physics Letters B* 696 (2011) 26-29.
257. V. Volosov. Aneutronic fusion on the base of asymmetrical centrifugal trap. *Nucl. Fusion* 46 (2006) 820-828.
258. V. Dmitriev.  $\alpha$ -particle spectrum in the reaction  $p + ^{11}\text{B} \rightarrow \alpha + 8\text{Be}^* \rightarrow 3\alpha$ . *Physics of Atomic Nuclei* 72(7) (2009) 1165-1167.
259. H. Becker, C.Rolfs, H.Trautvetter. Low-energy cross sections for  $^{11}\text{B}(p,3\alpha)^*$ . *Z. Phys. A* 327 (1987) 341-355.
260. J. Quebert, L. Marquez. Effets des résonances de  $^{12}\text{C}$  sur l'émission de particules alpha dans la réaction  $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$ . *Nucl. Phys. A* 126 (1969) 646-670.