

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
степени магистра**

Кафедра физики плазмы

Макаров Александр Николаевич

Литиевая нейтроногенерирующая мишень

Научный руководитель:

**к.ф.-м.н., доцент НГУ, снс ИЯФ СО РАН
Таскаев Сергей Юрьевич**

Новосибирск – 2009 год

Оглавление

| | |
|---|----|
| Введение..... | 3 |
| Глава 1. Мишень со спиралевидными каналами с водяным охлаждением..... | 6 |
| 1.1. Расчет гидравлического сопротивления мишени..... | 6 |
| 1.2. Гидравлические испытания мишени со спиралевидными каналами..... | 7 |
| 1.3. Испытания мишени со спиралевидными каналами под протонным пучком..... | 9 |
| Глава 2. Тонкая мишень..... | 11 |
| 2.1. Расчеты поглощенной дозы и спектра нейтронов..... | 11 |
| 2.2. Мишень в виде пластины с параллельными сплюснутыми трубками..... | 13 |
| 2.3. Расчет перепада давления и расхода воды в мишени с параллельными трубками .. | 14 |
| Глава 3. Измерение спектра нейтронов..... | 17 |
| 3.1. Анализ спектра нейтронов с использованием пузырьковых детекторов..... | 17 |
| 3.2. Времяпролётная диагностика..... | 18 |
| 3.2.1. Оценка энергетического разрешения..... | 19 |
| 3.2.2. Сцинтилляционный детектор нейтронов на основе ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла..... | 20 |
| 3.2.3. Испытания нейтронного детектора..... | 22 |
| 3.2.4. Обработка результатов..... | 24 |
| 3.2.5. Оценка времени измерения спектра..... | 25 |
| Заключение..... | 28 |
| Список литературы..... | 30 |

Введение

Концепция нейтронозахватной терапии рака была предложена в 1936 году [1], спустя 4 года после открытия нейтрона. Раствор, содержащий стабильный изотоп бор-10, вводят в кровь человека и через некоторое время бор сорбируется в клетках. Затем опухоль облучают потоком эпитепловых нейтронов. В результате поглощения нейтрона стабильным изотопом ^{10}B происходит ядерная реакция $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ (рис. 1), и образующиеся энергичные α -частица и ион ^7Li быстро тормозятся и выделяют энергию $\sim 2,3$ МэВ в пределах именно той клетки, которая содержала ядро бора, что приводит к её поражению. Таким образом, если обеспечить более высокую концентрацию ^{10}B в раковой клетке по сравнению со здоровой, то бор-нейтронозахватная терапия (БНЗТ) позволит осуществить избирательное поражение клеток злокачественных опухолей.

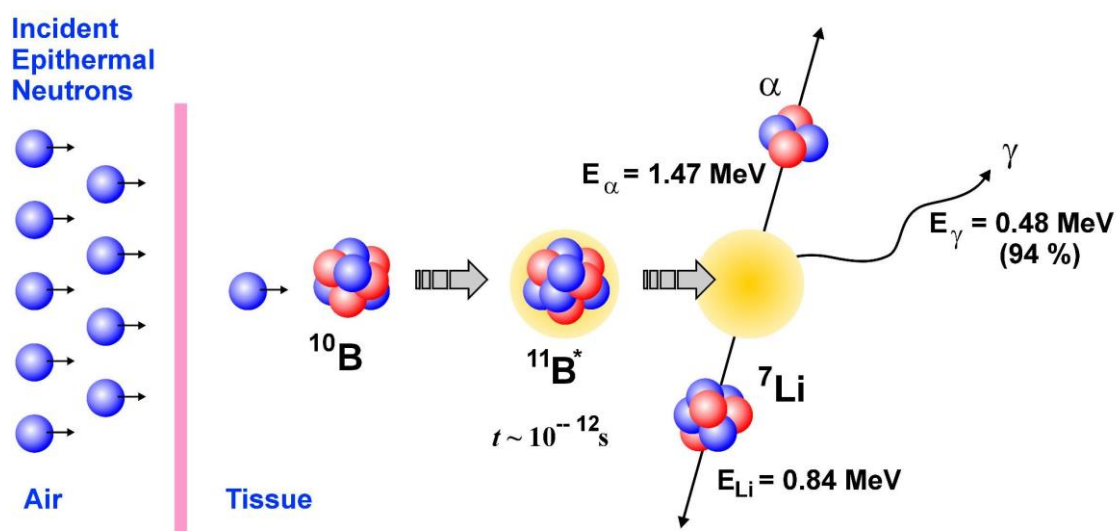


Рис. 1. Схематическое изображение ядерной реакции в результате захвата нейтрона ядром бора.

В настоящее время в Институте ядерной физики сооружен пилотный вариант источника нейтронов для БНЗТ [2]. Генерация нейтронов осуществляется при облучении протонным пучком с энергией 2-2,5 МэВ и током до 10 мА мишени из лития в результате пороговой реакции $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Литиевая нейтронообразующая мишень является одним из основных и сложных элементов установки, поскольку должна удовлетворять ряду критериев, порой взаимоисключающих:

- 1) для нейтронозахватной терапии необходим энергетический спектр, в котором отсутствуют нейтроны с энергией ниже 0,5 эВ и выше 10 кэВ [12]. Также важно уменьшить сопутствующее γ -излучение;
- 2) реакция ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ является наилучшей для генерации эпитепловых нейтронов, однако литий имеет низкую температуру плавления, плохую теплопроводность и высокую химическую активность;
- 3) каждый акт рождения нейтрона в результате реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ сопровождается появлением радиоактивного ядра изотопа бериллия. Генерация нейтронов в течение нескольких часов должна приводить к наведенной активности, которая требует специальных мер при обращении с мишенью;
- 4) неупругое рассеяние протонов на ядрах лития приводит к излучению γ -квантов энергией 0,477 МэВ. В случае, если протоны полностью поглощаются в слое лития, то поток γ -квантов становится сравним с потоком нейтронов и, даже, может его превосходить. Существенного понижения этого паразитного потока γ -квантов можно достичь созданием литиевого слоя такой толщины, чтобы при его прохождении энергия протонов уменьшалась только до 1,882 МэВ – энергии порога реакции генерации нейтронов. Дальнейшее поглощение протонов должно осуществляться в веществе, в котором неупругое рассеяние протонов не приводит к излучению γ -квантов;
- 5) при имплантации 2 МэВ-ных протонов в твердые тела поверхностный слой может деформироваться вплоть до образования блистеров и отслаивания чешуек [3, 4]. Появление развитой поверхности мишени может не только приводить к усиленному испарению лития из-за уменьшения теплопроводности, но и вообще делать мишень непригодной. Оцениваемая доза по блистерингу достигается за время, сравнимое со временем планируемого облучения (около 10 часов);
- б) чистый литий более эффективен для генерации нейтронов по сравнению с гидридом, оксидом, нитридом или фторидом лития, он обладает более высоким коэффициентом теплопроводности, однако имеет несравненно меньшую температуру плавления и потому требует эффективного теплоотвода при желательной более низкой температуре литиевого слоя. Возможно использование мишени с жидким литиевым слоем, однако существенное испарение лития повлечет за собой не только снижение высоковольтной электрической прочности ускорителя из-за поступления паров лития, но и распространение возникающего радиоактивного изотопа бериллия по всей установке.

- 7) мощность, выделяемая протонным пучком в мишени, составляет 20 кВт, поэтому для поддержания лития в твердом состоянии охлаждение должно быть достаточно интенсивным.

После проведения расчетов и тепловых испытаний на прототипах мишени было определено, что оптимальной мишенью источника эпитепловых нейтронов является легко заменяемая неподвижная мишень, на которую со стороны воздействия протонного пучка нанесен тонкий слой чистого лития, а обратная сторона мишени интенсивно охлаждается водой.

Первая часть данной работы посвящена выбору и оптимизации системы охлаждения. Описываются концепция ранее разработанной системы охлаждения мишени со спиралевидными каналами и результаты гидравлических испытаний мишени, а так же приводятся результаты испытания мишени протонным пучком уменьшенной мощности.

Во второй части работы приведены результаты расчетов поглощенной дозы и спектра нейтронов для мишени со спиралевидными каналами. На основании этих расчетов предлагается новый улучшенный вариант мишени в виде пластины с параллельными сплюснутыми трубками.

В третьей части приведены результаты эксперимента по регистрации нейтронов пузырьковыми детекторами для мишени со спиралевидными каналами, и предлагается метод измерения спектра нейтронов с помощью времяпролетной диагностики и ${}^6\text{Li}$ -сцинтилляционного детектора.

Глава 1. Мишень со спиралевидными каналами с водяным охлаждением

Для обеспечения необходимой скорости воды 10 м/с [5] в каналах охлаждения была предложена конструкция диска с каналами спиралевидной формы. Проведенные расчеты показали, что плавная изогнутая форма каналов и отсутствие резких поворотов в подводящей системе (рис. 2) позволяют значительно снизить гидравлическое сопротивление и тем самым уменьшить перепад давления на мишени. Так же было учтено, что необходимо минимизировать не только перепад давления на мишени, но и общее давление в охлаждающей системе.

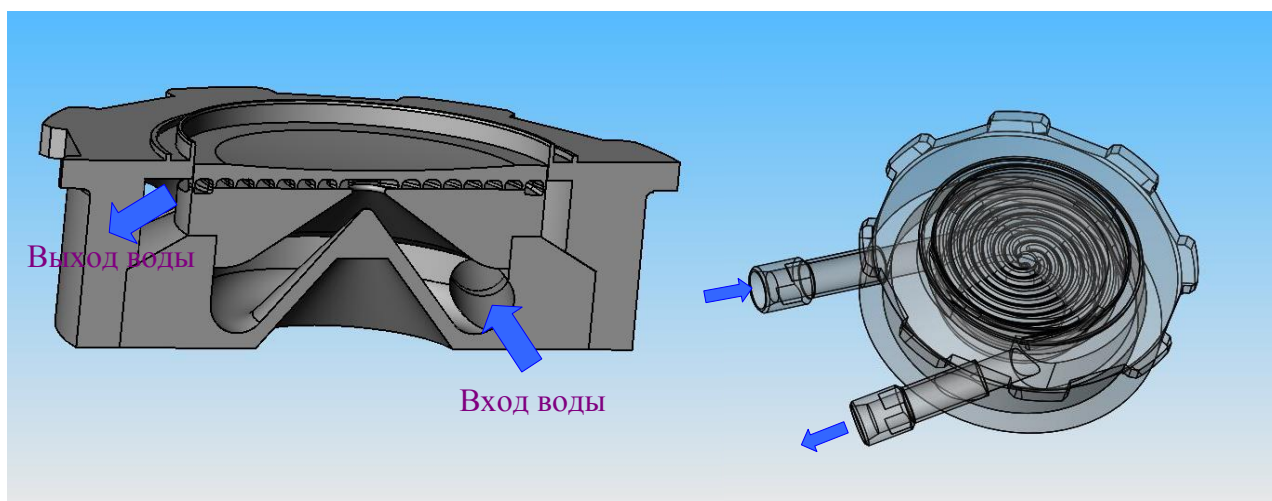


Рис. 2. Мишень с каналами спиралевидной формы

1.1. Расчет гидравлического сопротивления мишени

В данной главе описан расчет гидравлических параметров мишени со спиралевидными каналами.

При установившемся изотермическом течении жидкости падение давления выражается формулой Дерси:

$$\Delta P = \xi \frac{\rho u^2}{2},$$

где ξ – коэффициент сопротивления трения, ρ – плотность жидкости.

В то же время, коэффициент ξ удовлетворяет соотношению:

$$\xi = \xi_m + \xi_{tr},$$

где $\xi_{tr} = \zeta \frac{l}{d}$ – коэффициент трения прямой трубки, а ξ_m – местный коэффициент трения, в последней формуле l – длина трубы, d – диаметр круглой трубы или эффективный гидравлический диаметр канала с произвольной формой сечения ($d_{\Gamma} = 4 S/\Pi$, где S – площадь сечения канала, Π – периметр канала), ζ – коэффициент трения единицы длины трубы ($\sim 0,003$).

Помимо перепада давления в трубе, вызванного трением, существуют еще и перепады давления в местах входов и выходов из каналов, обусловленные внезапным расширением сечения канала, поворотом течения, слиянием или разделением потоков в течении и т.п. [7], выражаемые через коэффициенты местных гидравлических сопротивлений ξ_m . В общем случае для изогнутой трубки прямоугольного сечения:

$$\xi_m = ABC$$

$$A = 0,7\left(1 + \frac{\varphi}{\pi}\right) \quad B = \frac{0,21}{\sqrt{R/d_{\Gamma}}} \quad C = 0,85 + \frac{0,125}{a/b} \quad (\text{для } a/b < 4),$$

где φ – угол поворота, R – радиус кривизны; b – большая сторона, a – малая сторона в сечении канала.

Исходя из этого, для трубки сечением $a \times b$, свернутой в спираль коэффициент местного сопротивления равен:

$$\xi_m = \frac{\int_0^{\varphi} \left(1 + \frac{\varphi}{\pi}\right) \frac{0,16}{\sqrt{R(\alpha)/d_{\Gamma}}} d\alpha}{\varphi}, \text{ где}$$

$R(\alpha) = R_0 + \frac{\alpha}{\varphi} \cdot \delta R$, R_0 – начальный радиус кривизны, δR – изменение радиуса кривизны за поворот на 1 рад, φ – угол закрученности спирали.

Подставив в формулу значения $R_0 = 7$ мм, $\delta R = 4$ мм/рад, $\varphi = 12,7$ рад, получим, что для 4-х спиралей (см. рис. 3) сечением 6×3 мм на мишени диаметром 120 мм: $\xi_{tr} = 2,8$ и $\xi_m = 0,3$. При скорости течения воды $u = 10$ м/с, падение давления на спирали $\Delta P = 2$ атм., расход составит 2,6 м³/час. Расчетный нагрев воды при прохождении через мишень составит 8 °С [8].

1. 2. Гидравлические испытания мишени со спиралевидными каналами

Мишень со спиралевидными каналами, изображенная на рис. 3, была изготовлена и испытана на стенде. Приемником пучка является медный диск диаметром 120 мм с 4-мя двухоборотными спиралями сечением 6×3 мм с толщиной стенок между ними 1 мм. Диск

изготовлен на фрезерном станке с числовым программным управлением. Корпус мишени сделан из нержавеющей стали.



Рис. 3. Фотографии собранной мишени без приемника пучка (слева) и медного диска со стороны, охлаждаемой водой (справа).

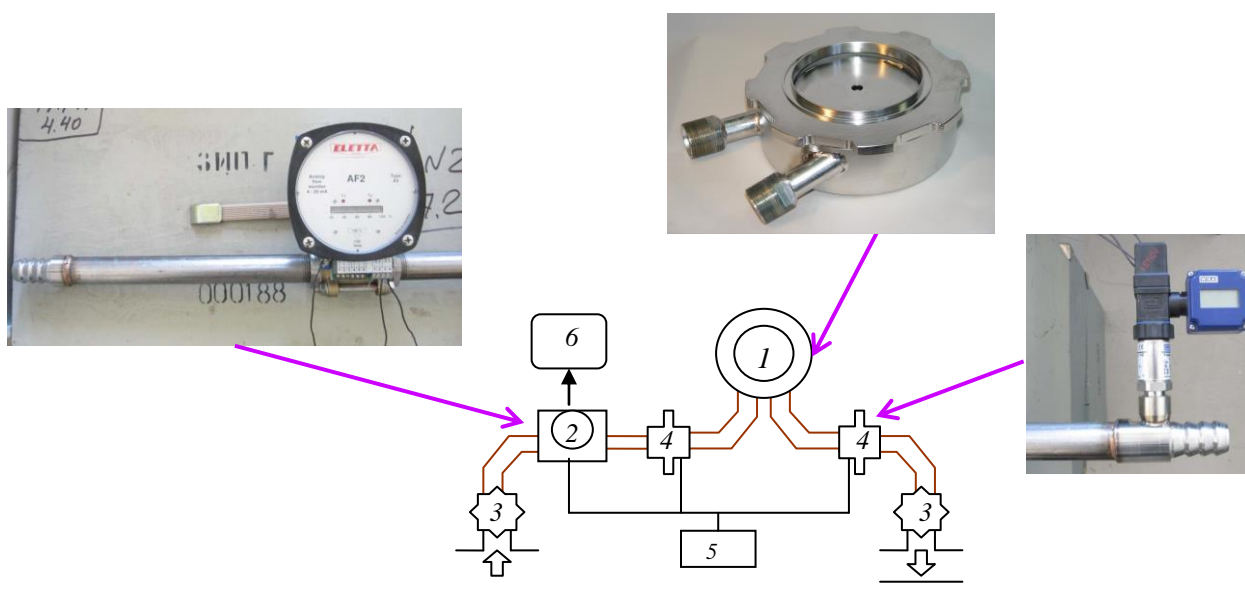


Рис. 4. Схема системы охлаждения. 1 – литевая мишень, 2 – расходомер, 3 – входной и выходной вентили, 4 – датчики давления, 5 – источник питания, 6 - осциллограф.

Для выяснения возможности обеспечения необходимой скорости 10 м/с в каналах охлаждения и соответствия расчетам была измерена зависимость перепада давления на мишени от расхода воды. К мишени был присоединен расходомер Eletta AF2 (точность определения расхода ± 2 л/мин) и два датчика давления WIKA B12 (точность измерения давления $\pm 0,05$ атм). Схема подсоединения представлена на рис. 4. Используемая система подачи дистиллированной воды позволяла обеспечить давление до 4 атм.

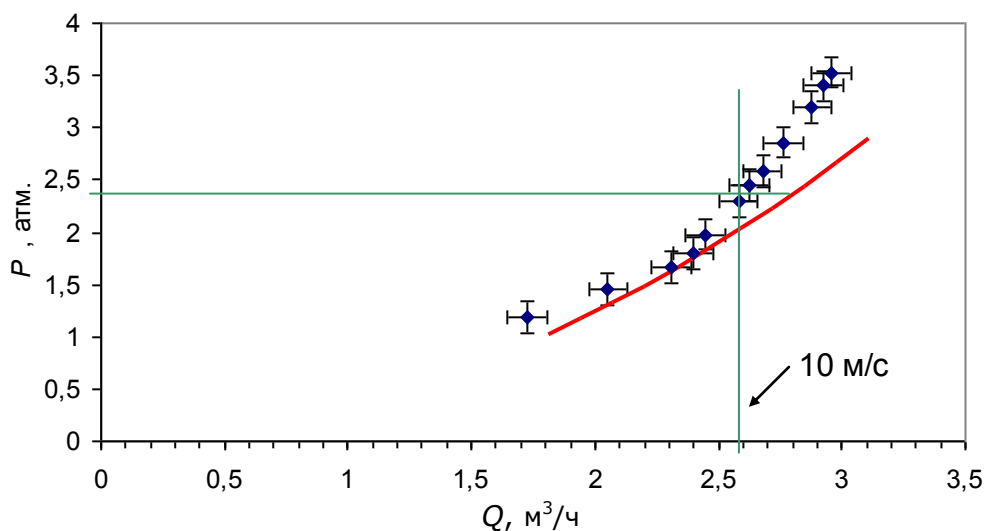


Рис. 5. Зависимость перепада давления P на мишени от расхода Q : точками показаны измеренные значения перепада давления на мишени, сплошной линией – расчет перепада давления только в спиралевидных каналах.

На рис. 5 видно, что измеренный перепад давления в охлаждающих каналах мишени и в каналах подводящей системы мишени немного превышает расчетный перепад давления в охлаждающих каналах. Это говорит, во-первых, о том, что перепад давления в подводящей системе не очень велик, и, во-вторых, расчет позволяет хорошо прогнозировать перепад давления в каналах охлаждения. На точность измерений в основном оказали влияние измерительные приборы – расходомер, датчики давления и осциллограф.

Таким образом определено, что данная конструкция мишени обеспечивает необходимую скорость течения воды в каналах при небольшом перепаде давления в подводящей системе, т.е. обеспечивает эффективный теплосъем при эффективном использовании имеющейся системы охлаждения дистиллированной водой.

1. 3. Испытания мишени со спиралевидными каналами под протонным пучком

В ходе эксперимента по генерации нейтронов мишень со спиралевидными каналами облучалась протонным пучком с током 140 мкА. На фотографиях (рис. 6) виден отпечаток протонного пучка на поверхности мишени. В этом эксперименте ток пучка был в 70 раз меньше проектного, но поскольку развертка пучка по поверхности мишени не использовалась, плотность тока в пятне составила всего половину проектной. При этом кроме отпечатка на литиевом слое, в мишени не было обнаружено других видимых изменений. В области попадания протонного пучка литиевый слой не испарился. После удаления лития на поверхности медного диска не обнаружено видимых следов эрозии и

деформации. Форма диска также не изменилась. Это позволяет говорить о пригодности данной конструкции с точки зрения теплосъема.

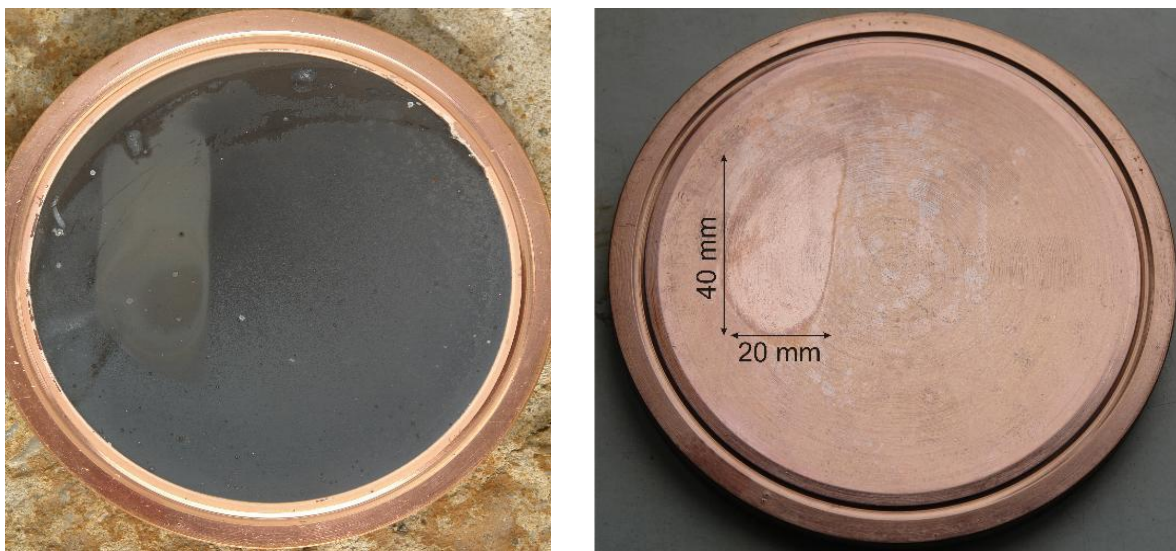


Рис. 6. Фотография мишени после снятия с установки (слева), и после удаления литиевого слоя (справа).

Глава 2. Тонкая мишень

2.1. Расчеты поглощенной дозы и спектра нейтронов

В случае использования мишени со спиральными каналами была рассчитана поглощенная доза в фантоме и определена применимость получаемого нейтронного пучка для БНЗТ. Расчеты проведены Жерардом Бенжуа, аспирантом Университета Киото (Япония) методом MCNPX [10].

На рис. 7 представлена схема расположения разработанной нейтроногенерирующей мишени и фантома. Видно, что поток нейтронов, прежде чем попасть в фантом, проходит через слой воды в охлаждающей системе мишени и через металл корпуса мишени. Эти препятствия изменяют начальный спектр нейтронов.

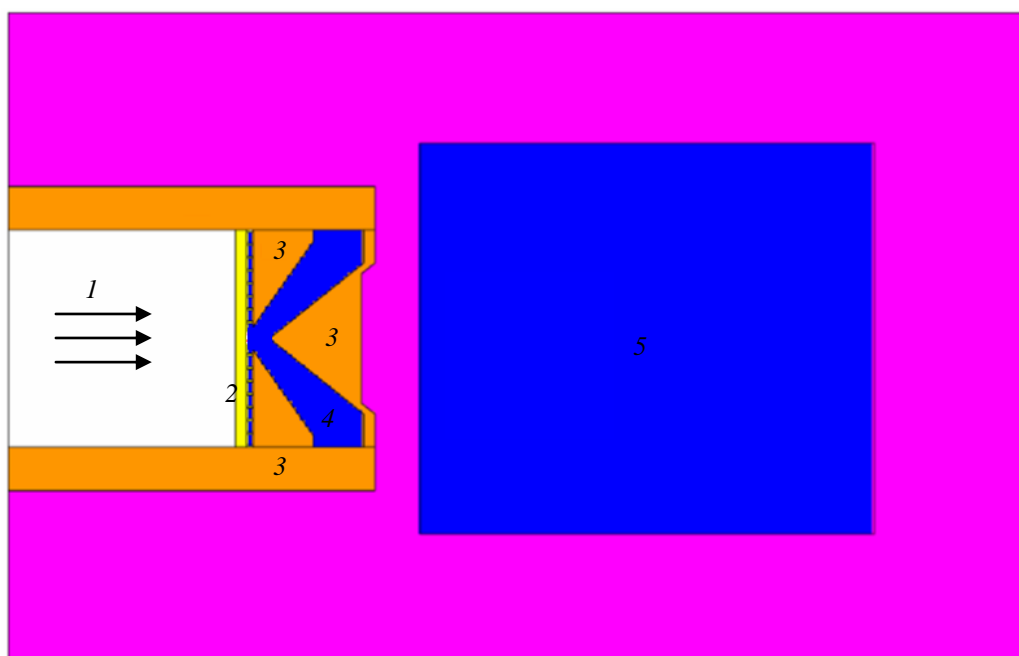


Рис. 7. Схема расположения мишени и фантома: 1 – пучок протонов, 2 – литиевый слой, 3 – металл корпуса мишени, 4 – вода системы охлаждения, 5 – тканеэквивалентный фантом.

На рис. 8 приведены расчетные глубинные распределения дозы по оси фантома в результате распада бора, поглотившего нейтрон, в здоровой ткани и в опухоли, а также дозы от γ -излучения. В первом случае расчет производился для разработанной конструкции мишени. Видно, что доза от γ -излучения превышает эффективную дозу от тяжелых частиц. Это происходит из-за взаимодействия нейтронов с водой из системы охлаждения и с нержавеющей сталью, из которой сделан корпус мишени. Избыточное γ -излучение возникает в результате реакции $\text{H}(n,\gamma)\text{D}$ и реакций захвата нейтрона марганцем,

который содержится в нержавеющей стали. Во втором случае нержавеющая сталь в конструкции мишени заменена вольфрамом, поглощающим γ -излучение, вода в каналах охлаждения заменена тяжелой водой (D_2O). Кроме того, установлен замедлитель из полимера C_2H_4 толщиной 1 см и подобрана оптимальная толщина литиевого слоя 4,2 мкм. Видно, что в результате этих изменений доза γ -излучения сократилась более чем в 2 раза, при сохранении нейтронной дозы на том же уровне.

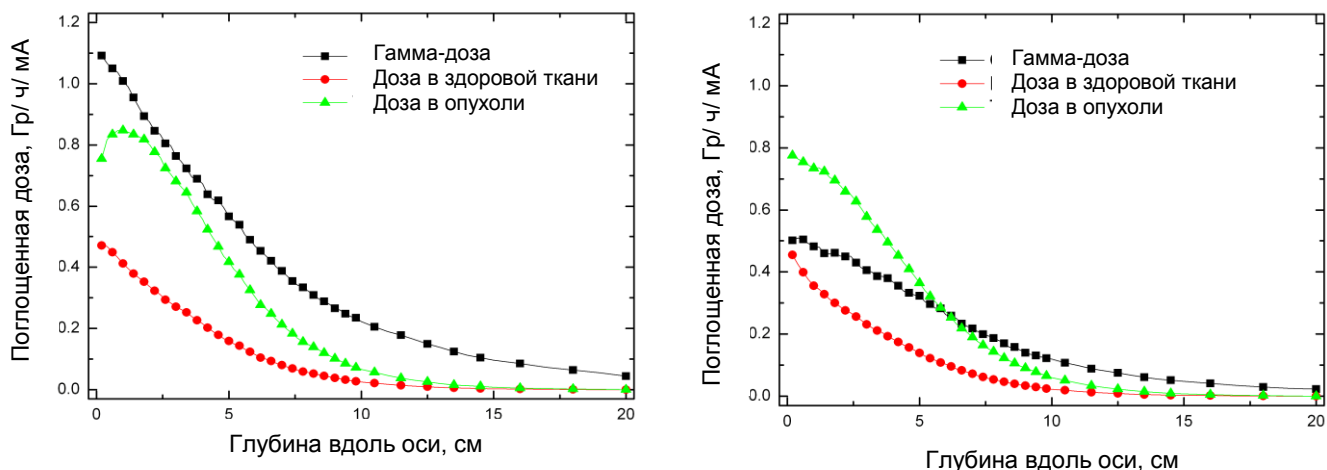


Рис. 8. Глубинное распределение доз при использовании разработанной мишени (слева) и при проведении ряда изменений для этой мишени (справа).

Из расчета понято, что с точки зрения поглощенной дозы более приемлемой нейтроногенерирующей мишенью будет являться конструкция с меньшим количеством воды и с меньшим количеством нержавеющей стали на пути нейтронного потока. В то же время, уже имеющаяся мишень обеспечивает вполне приемлемое время терапии (20 Гр за 2,5 часа для тока пучка 10 мА).

Затем для мишени со спиралевидными каналами был проведен расчет спектра генерируемых нейтронов [11]. Фантом диаметром 20 см и длиной 20 см располагался на расстоянии 2 см от мишени. На рис. 9 видно, что по сравнению с идеальной тонкой мишенью спектр нейтронов со средней энергией 40 кэВ за счет упругих столкновений с материалом мишени смещается в эпитепловую область со средней энергией нейтронов около 10 кэВ. Однако из-за наличия у железа резонансов сечения взаимодействия с нейтронами [13] в спектре генерируемых нейтронов остаются интенсивные пики в области энергий 20÷50 кэВ, что не является оптимальным для терапии.

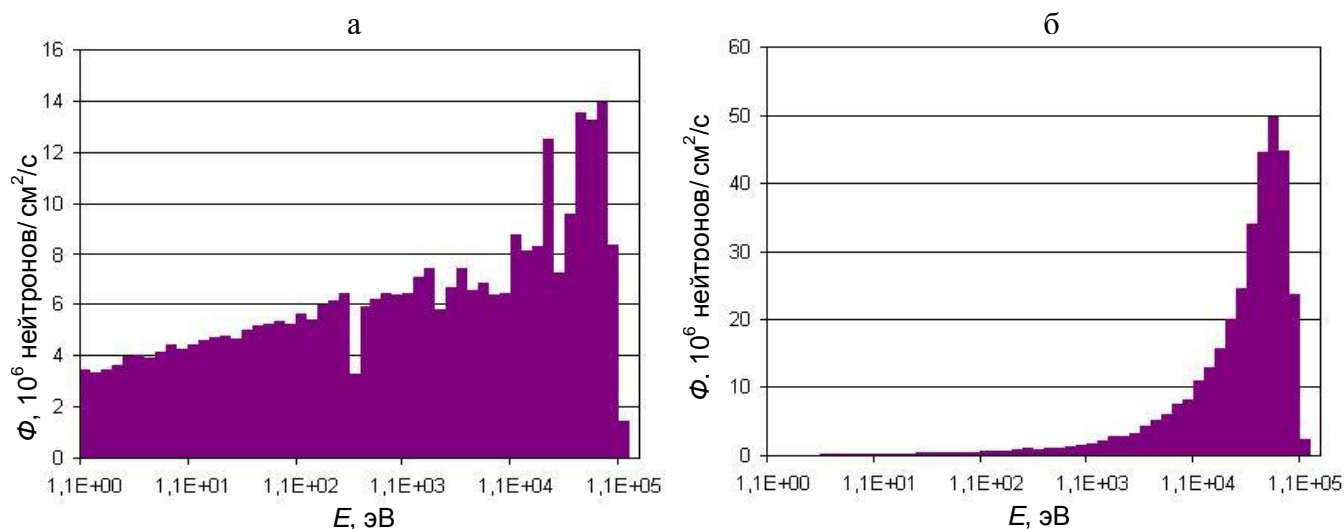


Рис. 9. Расчетный спектр нейтронов при использовании разработанной мишени (а) и при использовании идеальной тонкой мишени (б).

Исходя из расчетов, можно заключить, что в результате прохождения через материал мишени спектр нейтронов оказывается относительно пригодным для БНЗТ, однако лучших результатов можно добиться при использовании тонкой мишени и модератора, формирующего заданный спектр нейтронов.

2. 2. Мишень в виде пластины с параллельными сплюснутыми трубками

Таким образом, после проведения первых экспериментов и расчетов спектра было предложено разделить задачу генерации нейтронов на две части: использовать для создания потока нейтронов тонкую мишень с минимальным количеством материала, а для создания нужного спектра использовать отдельный модератор.

Создание тонкой мишени оказалось возможным благодаря: во-первых, использованию конструкции в виде тонкостенных медных трубок, расположенных параллельно (рис. 10) и, во-вторых, повышению давления воды в системе охлаждения, которое достигается за счет применения насоса с теплообменником с давлением до 8 атм. Трубки мишени сплюснуты для уменьшения расхода воды.

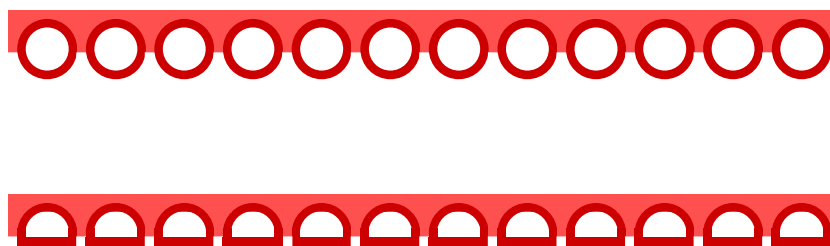


Рис. 10. Конфигурация мишени из параллельных трубок (вверху), и после сплющивания трубок (внизу).

Параллельные каналы предлагались и раньше [5], однако подача давления для обеспечения необходимой скорости воды 10 м/с приводила к отслаиванию тонкой поверхности мишени, как показано на рис. 11, и значительному ухудшению теплосъёма в результате этого. Принципиальное отличие новой мишени состоит в использовании цельных медных трубок в качестве каналов охлаждения, что позволит в несколько раз увеличить перепад давления на мишени без деформации конструкции. Такая геометрия мишени позволит значительно сократить дозу γ -излучения за счет уменьшения толщины слоя воды между потоком нейтронов и фантомом, а так же за счет сокращения количества используемого металла в конструкции мишени.

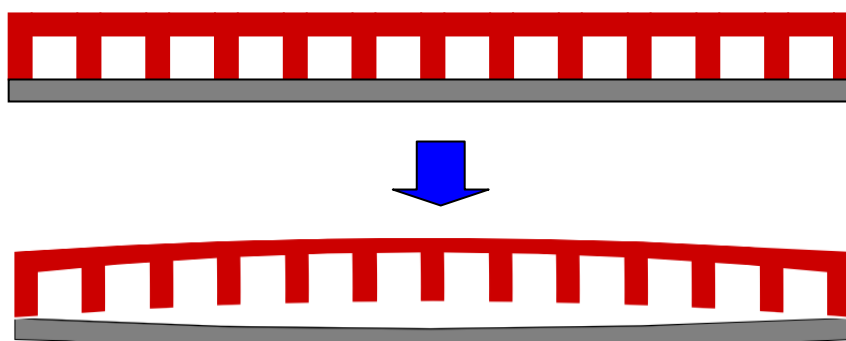


Рис. 11. Деформация мишени при подаче давления воды.

2. 3. Расчет перепада давления и расхода воды в мишени с параллельными трубками

Внешний вид изготовленной мишени с параллельными трубками представлен на рис. 12.

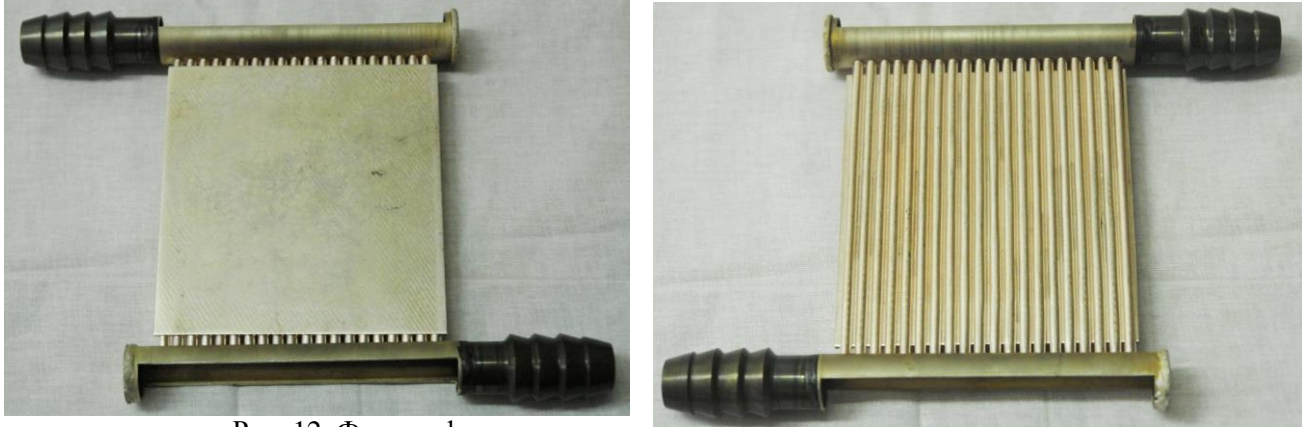


Рис. 12. Фотография мишени со стороны протонного пучка (слева) и с обратной стороны (справа).

В данной главе проведен расчет гидравлических параметров системы охлаждения этой мишени. Она состоит из $N = 20$ сплюснутых медных трубок длиной $l = 13$ см, расположенных параллельно. Не сплюснутая трубка имеет внешний диаметр $d_e = 5$ мм и внутренний диаметр $d = 4$ мм.

1) Расчет перепада давления воды для сплюснутых трубок.

При установившемся прямолинейном симметричном изотермическом течении падение давления выражается формулой Дерси:

$$\Delta P_m = \zeta \frac{l}{d_r} \frac{\rho u^2}{2},$$

где ζ – коэффициент трения единицы длины трубки, l – длина трубки, ρ – плотность, $d_r = 4 S/\Pi$ – гидравлический диаметр, где S – площадь сечения канала, Π – периметр канала.

Сплюснутая трубка имеет форму полукруга в сечении. Поэтому гидравлический диаметр:

$$d_r = 4 \cdot \frac{S}{\Pi} = 4 \cdot \frac{\pi \cdot d^2 / 8}{(\pi \cdot d + 2 \cdot d) / 2} = \frac{\pi \cdot d}{\pi + 2} = 2,44 \text{ мм}$$

Характерные числа Рейнольдса можно найти по формуле:

$$\text{Re} = \frac{u \cdot d_r}{\eta},$$

где $\eta = 1,0019 \cdot 10^{-6}$ – коэффициент вязкости воды при температуре 20 °С.

Для скорости $u = 10$ м/с, $\text{Re} = 3,9 \cdot 10^4$.

При турбулентном течении в гладкой трубе коэффициент ζ хорошо аппроксимируется в области $10^4 < \text{Re} < 10^5$ эмпирической формулой Альтшуля:

$$\zeta = 0,11 \cdot \left(\frac{68}{\text{Re}} + \frac{\lambda}{d_r} \right) = 0,032 ,$$

где $\lambda = 10^{-5}$ м – средняя высота шероховатости медной трубки.

Тогда падение давления на сплюснутых трубках составит $\Delta P_m = 0,843$ атм.

2) Расчет перепада давления воды для подводящей системы.

Подводящие каналы представляют собой два одинаковых коллектора с внутренним диаметром $D = 1,8$ см, в которые под прямым углом впаяны трубки мишени. В справочнике [6] приводится эмпирическая формула для расчета сопротивления такой конструкции:

$$\zeta_z = (0,692A + 0,128 F_{BX} / F_{BЫX} - 0,424A \cdot F_{BX} / F_{BЫX} - 0,013)^{-1},$$

где $A = \frac{f}{\sqrt{1,6 + \zeta}}$, $f = \frac{N \cdot d^2}{2D^2}$; $F_{BX} / F_{BЫX}$ - отношение площадей поперечного сечения входного и выходного коллекторов. В нашем случае $F_{BX} / F_{BЫX} = 1$.

Перепад давления в подводящей системе:

$$\Delta P_z = \zeta_z \frac{\rho u_z^2}{2} = 0,558 \text{ атм.}$$

Суммарный перепад давления составит:

$$\Delta P = \Delta P_m + \Delta P_z = 1,4 \text{ атм.}$$

и расход воды:

$$Q = N \cdot u \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{8} = 4,52 \text{ м}^3/\text{ч.}$$

При прохождении через мишень вода в среднем нагреется на

$$\Delta T = \frac{W}{\rho \cdot c \cdot N \cdot u \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{8}} = 3,7 \text{ }^\circ\text{C},$$

где $W = 20$ кВт – мощность нагрева, $c = 4183$ Дж/кг·К – удельная теплоёмкость воды,

В результате проведённых расчетов можно заключить, что новая конструкция мишени в виде пластины с параллельными трубками способна обеспечить требуемую скорость воды в каналах охлаждения при относительно небольшом перепаде давления. Расход воды в новой мишени в 1,7 раза больше, чем в мишени со спиралевидными каналами, однако модернизированная система подачи дистиллированной воды позволяет обеспечить такой расход. Также уже разработаны варианты улучшения геометрии подводящей системы, например, использование симметричных подводящих коллекторов в виде «рыбьего хвоста», которые более сложны в изготовлении, но позволяют уменьшить общий перепад давления.

Глава 3. Измерение спектра нейтронов

3. 1. Анализ спектра нейтронов с использованием пузырьковых детекторов

В первых экспериментах по генерации нейтронов предварительное заключение о характере спектра нейтронов делалось с использованием пузырьковых детекторов.

В этих экспериментах генерация нейтронов осуществлялась при облучении литиевой мишени протонным пучком с энергией протонов 1,915 МэВ. На выходе из ускорителя протонный пучок имел размер около 2 см и характеризовался достаточно высокой стабильностью энергии с дисперсией менее 2 кэВ. Поскольку генерация нейтронов в результате реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ приводит к появлению радиоактивного изотопа ${}^7\text{Be}$, то для обеспечения возможности исследования активированной мишени ток протонного пучка на мишень был снижен коллиматором до величины ~ 100 мкА.

Для регистрации нейтронов с различной энергией применялись 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, чтобы детектор имел максимальную чувствительность $\sim 10^3$ пузырьков/нейтрон \cdot см 2 в области нейтронов тепловых энергий. Детектор BD100R, наоборот, наиболее чувствителен к нейтронам с энергией более 100 кэВ.

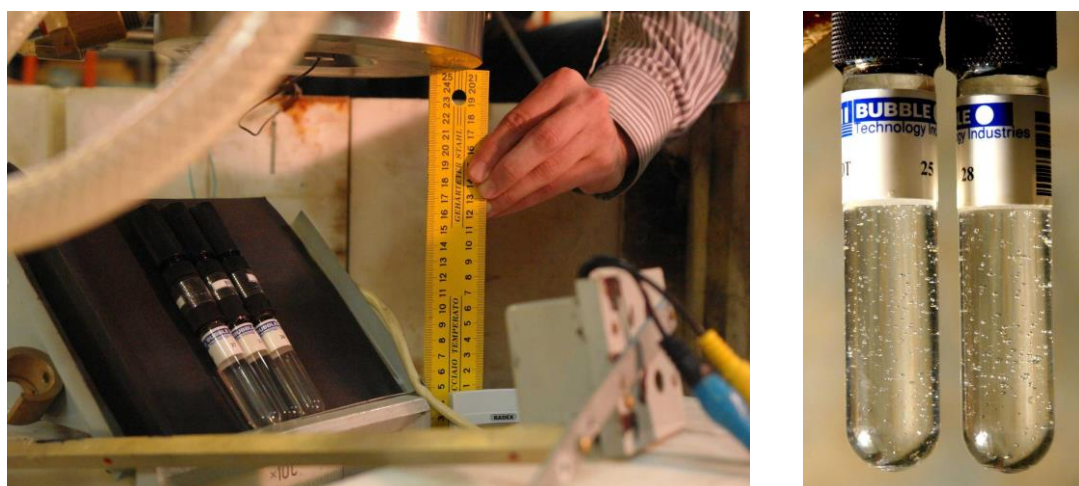


Рис. 13. Фотографии расположения пузырьковых детекторов относительно мишени (слева), и состояния детекторов после эксперимента (справа).

В проведенных экспериментах в детекторе BDT (рис. 13) образовывалось в 15-20 раз больше пузырьков, чем в детекторе BD100R. Такое соотношение количества пузырьков соответствует расчетному спектру со средней энергией 40 кэВ, реализуемому в припороговом режиме генерации нейтронов.

3. 2. Времяпролётная диагностика

Для получения точных данных о спектре генерируемых нейтронов предложена времяпролётная диагностика.

Времяпролётная диагностика заключается в определении времени, за которое нейтрон преодолевает фиксированное расстояние, и нахождении таким образом энергии нейтрона. Уникальность данного метода состоит в способе формирования коротких импульсов нейтронов: на литиевую мишень подаётся импульсное напряжение ~ 50 кВ, благодаря чему энергия протонов 1,87 МэВ скачкообразно возрастает до порога 1,92 МэВ генерации нейтронов (рис. 14). Таким образом формируется короткий импульс нейтронов, который регистрируется нейтронным детектором.

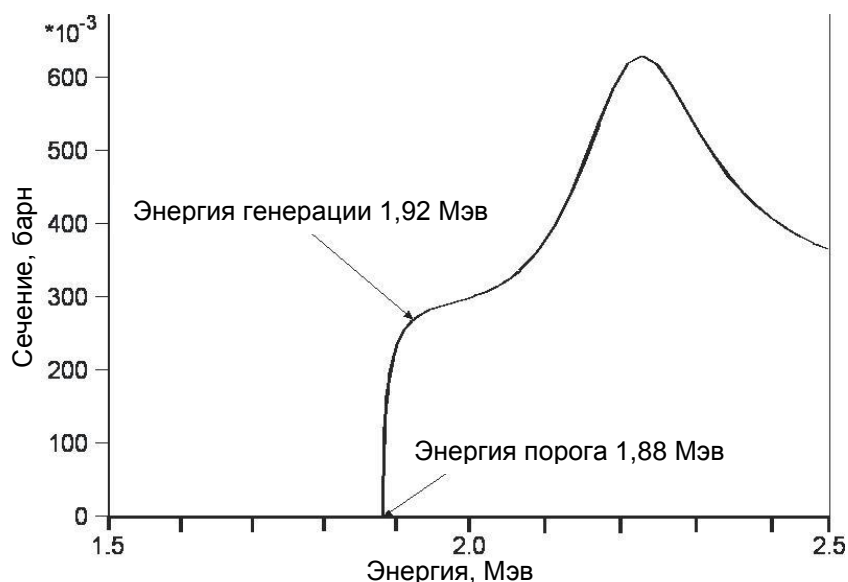


Рис. 14. Сечение реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ в зависимости от энергии протонов.

Схема времяпролётной диагностики на ускорителе для БНЗТ показана на рис. 15. На изолированную от установки мишень подаются прямоугольные импульсы напряжения длительностью 100÷200 нс, создаваемые с помощью генератора постоянного напряжения 50 кВ на основе двойной формирующей линии (ДФЛ) и тиратрона ТПИ1-10 к/50, работающего в качестве ключа с частотой 125 Гц. Нейтроны регистрируются детектором, расположенным на расстоянии $R = 2$ м от мишени. Измерение времени пролета нейтрона осуществляется с помощью логической схемы на основе триггера, который включается в момент подачи высокого напряжения на мишень и выключается от сигнала нейтрона, попавшего в детектор. Таким образом схемой создается импульс, имеющий длительность

равную времени пролёта, который подаётся на многоканальный анализатор. Анализатор интегрирует импульсы и сортирует их по величине, формируя спектр. Для уменьшения влияния рассеянных нейтронов на точность измерения используется замедлитель из борированного полиэтилена, который закрывает нейтронный детектор со всех сторон, кроме коллиматорного отверстия в направлении мишени. Так же для подавления сопутствующего γ -излучения детектор закрывается свинцом со всех сторон, кроме коллиматорного отверстия.

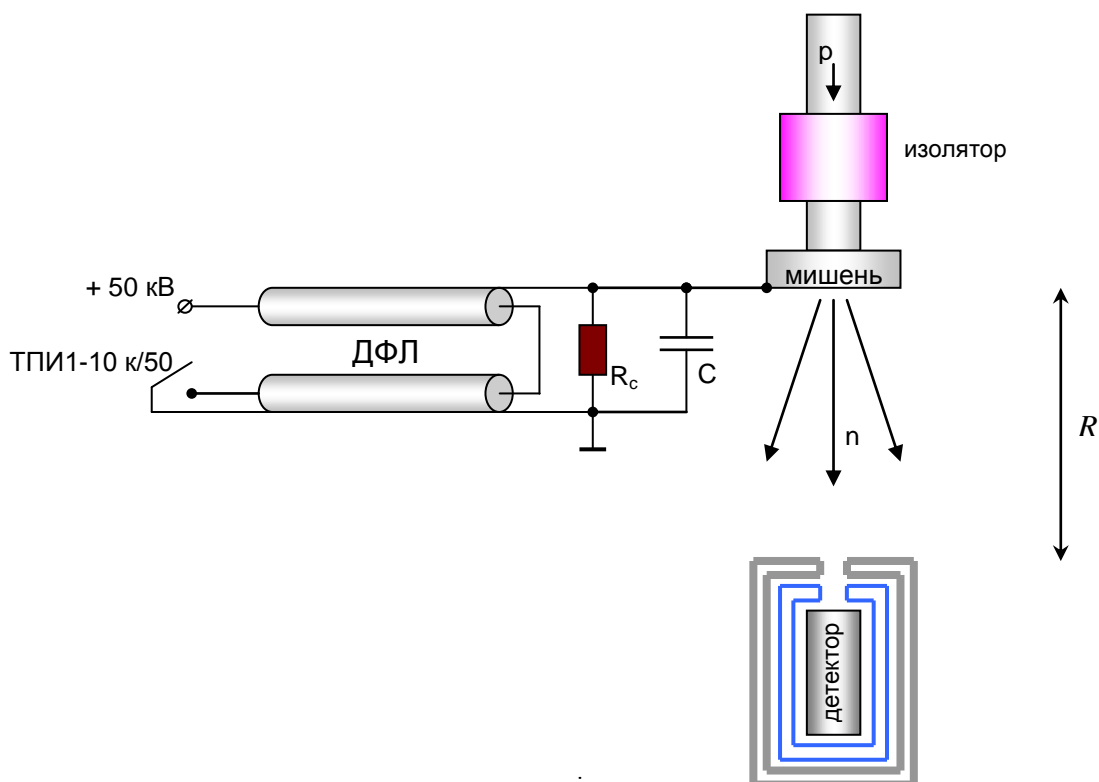


Рис. 15. Схема времяпролетной диагностики на ускорителе БНЗТ.

3. 2. 1. Оценка энергетического разрешения

Оценим энергетическое разрешение времяпролётной диагностики на ускорителе БНЗТ. Поскольку время пролёта нейтрона равно $t = \frac{R}{V}$, то

$$\delta t = \frac{R}{V^2} \delta V.$$

Соответственно энергия нейтрона $E = \frac{mV^2}{2}$, и

$$\delta E = mV \delta V,$$

где m – масса нейтрона и V – скорость нейтрона.

Отсюда находим, что энергетическое разрешение времяпролетной диагностики равно:

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{2\delta t}{t}.$$

При использовании мишени со спиралевидными каналами средняя энергия нейтронов составляет $E_{cp} = 10$ кэВ. Нейтроны с этой энергией имеют скорость $V_{cp} = 1,5 \cdot 10^6$ м/с. Зная расстояние от мишени до детектора $R = 2$ м, можем найти среднее время пролета нейтрона:

$$t_{cp} = \frac{R}{V_{cp}} = 1330 \text{ нс}.$$

Подставляя t_{cp} вместо t , и $\tau = 200$ нс – длительность импульса вместо δt , находим, что:

$$\frac{\delta E}{E} = 0,3.$$

Видно, что энергетическое разрешение можно улучшить до 0,15 если сократить длительность импульсов τ в 2 раза до 100 нс.

3. 2. 2. Сцинтилляционный детектор нейтронов на основе ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла

Для регистрации нейтронов предлагается использовать детектор 709M.157GS20/1.12L (The Saint-Gobain Crystals, USA), который состоит из GS20 сцинтиллятора диаметром 18 мм, толщиной 4 мм, смонтированном на фотоэлектронном умножителе, защиты и встроенного делителя напряжения (рис.16).

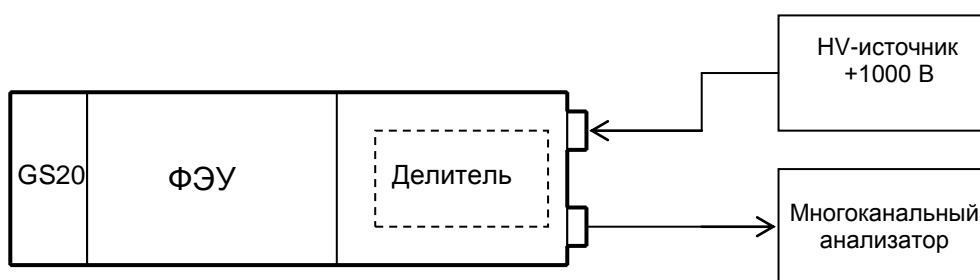


Рис. 16. Детектор нейтронов и схема подключения.

Регистрация нейтронов осуществляется по реакции ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha + 4,785 \text{ МэВ}$. Продукты реакции – α -частицы – вызывают в стекле импульсы сцинтилляции длительностью около 60 нс, регистрируемые фотоэлектронным умножителем. Использование специального стекла GS20, содержащего литий, позволяет продлить область эффективной регистрации нейтронов вплоть до 500 кэВ. Расчетная эффективность

регистрации в зависимости от энергии нейтронов для данного сцинтиллятора [9] представлена на рис. 17.

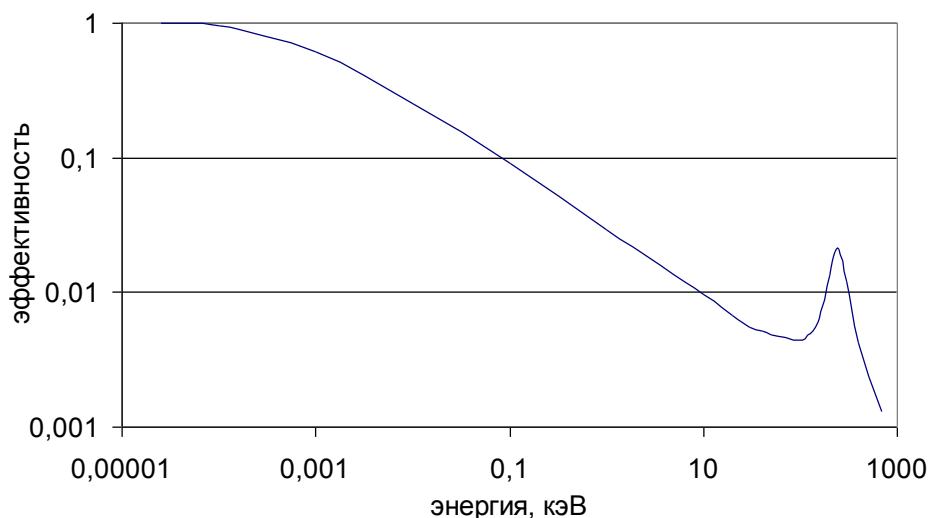


Рис. 17. Расчетная эффективность регистрации нейтрона в зависимости от его энергии для сцинтиллятора GS20.

Характеристики сцинтиллятора GS20:

- Относительный молярный состав:
 - $\text{Li}_2\text{O} \sim 0,604$ (Li обогащен до $\sim 96\%$ ${}^6\text{Li}$)
 - $\text{Al}_2\text{O}_3 \sim 0,180$
 - $\text{MgO} \sim 0,098$
 - $\text{Si}_2\text{O}_3 \sim 0,044$
 - $\text{Ce}_2\text{O}_3 \sim 0,012$
- Плотность $\sim 2,44$ г/см³
- Длина волны максимума излучения ~ 395 нм

Характеристики ФЭУ “Hamamatsu R6095”:

- Максимальное напряжение питания +1500 В.
- Средний анодный ток $\sim 0,1$ мА.
- Коэффициент усиления $\sim 2 \cdot 10^6$.

Для питания детектора используется стабилизированный высоковольтный источник MHV12-1.5K1300P (TRACO Electronics, Japan) в сборке с аккумулятором (рис.18), что позволяет обойтись без дополнительных проводов и связанных с этим паразитных наводок.

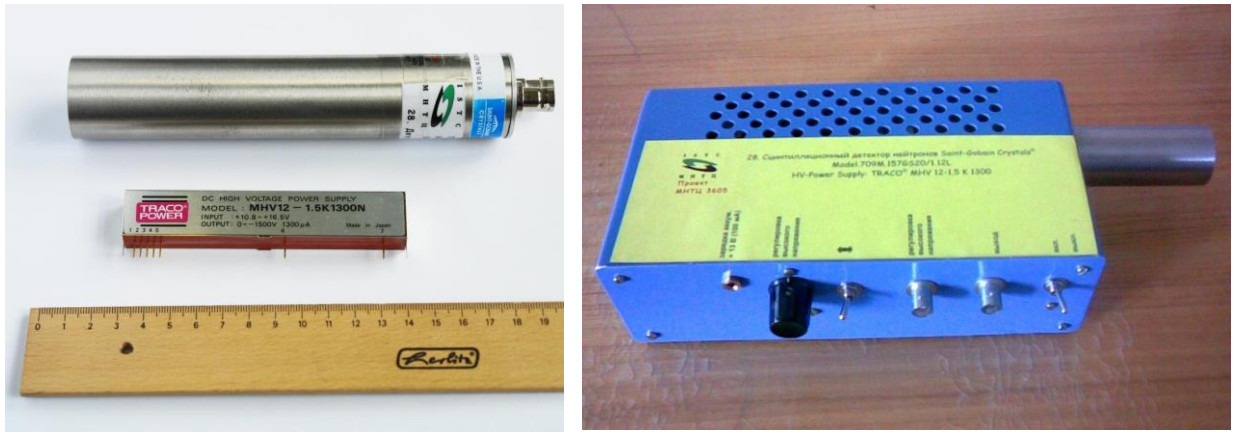


Рис. 18. Фотография детектора и источника питания отдельно (слева), и в сборке с аккумулятором (справа).

3. 2. 3. Испытания нейтронного детектора

При подключении к осциллографу детектор при отсутствии нейтронов формирует два типа импульсов: одноэлектронные и γ -импульсы (рис.19).

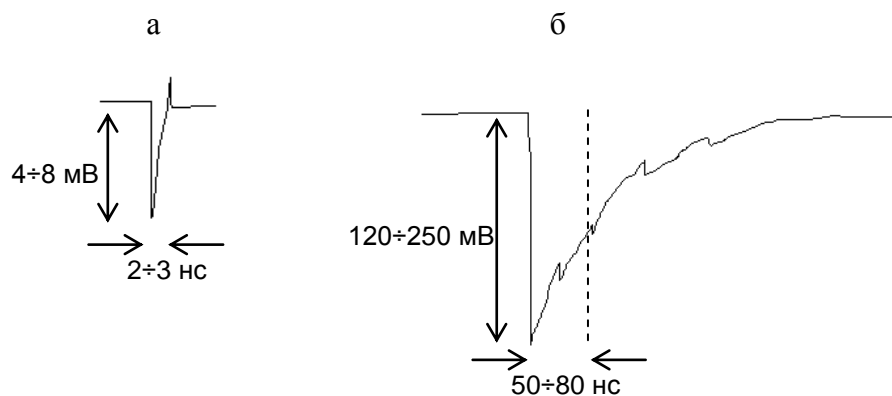


Рис. 19. Типы сигнала детектора: одноэлектронные импульсы (а) и γ -импульсы (б).

Для проверки возможности регистрации нейтронов детектором использовался плутоний-альфа-бериллиевый источник с известной интенсивностью $S_H = 4,5 \cdot 10^6$ нейтронов/с, помещённый внутрь замедлителя из полиэтилена. Количество тепловых нейтронов после замедлителя $\sim 15\%$ от общего числа нейтронов данного источника. Расстояние от детектора до источника составляло 2 м. Сигнал с детектора подавался на многоканальный анализатор через резистор с $R = 1$ кОм. Напряжение питания детектора составляло 1 кВ. Схема эксперимента показана на рис. 20.

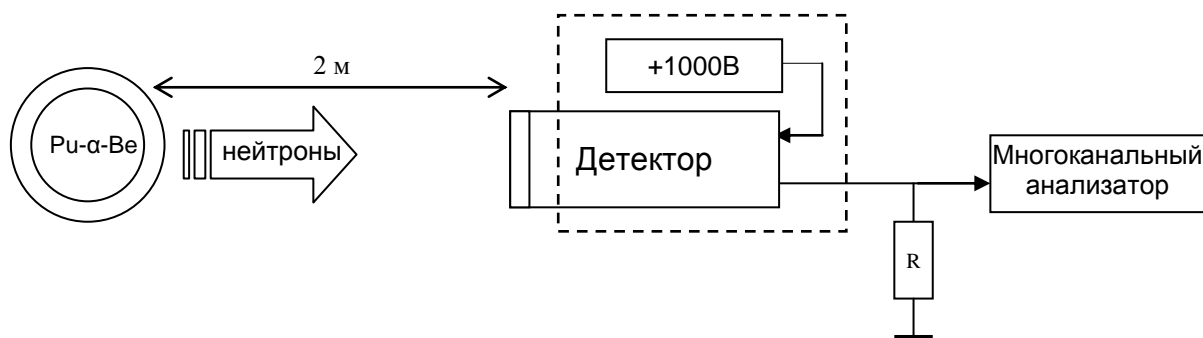


Рис. 20. Схема эксперимента с источником нейтронов.

Зарегистрированные импульсы от нейтронов по форме напоминали γ -импульсы, но при этом имели гораздо большую амплитуду $1,2 \div 1,4$ В. На рис. 21 представлены данные, полученные на выходе многоканального анализатора, который сортировал импульсы по величине интеграла под ними. Время сбора данных 98 сек.

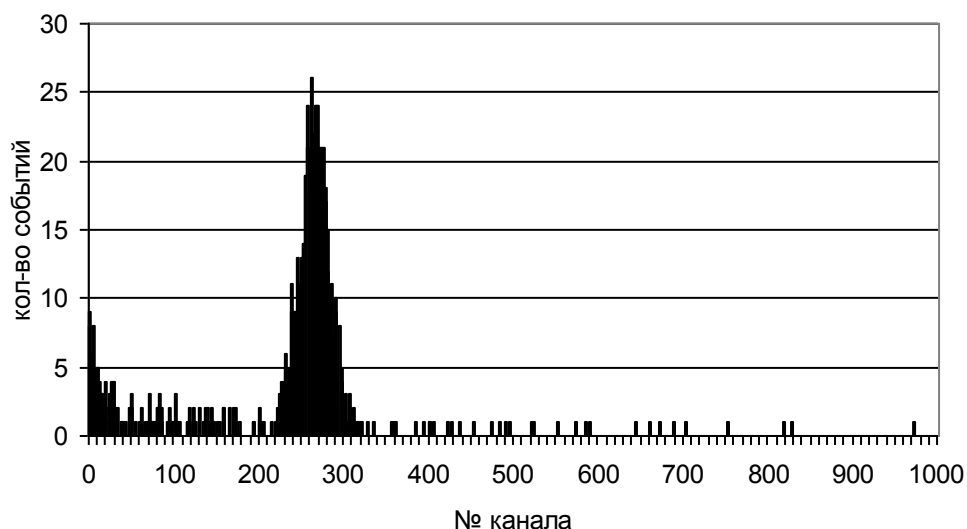


Рис. 21. Результаты эксперимента с источником нейтронов.

На рис. 21 виден характерный четкий нейтронный пик в области 260 канала анализатора. Ширина пика определяется аппаратной функцией детектора, обусловленной свойствами сцинтиллятора и характеристиками ФЭУ. Видна существенная разница между нейтронными импульсами, образующими отдельный пик, и импульсами от γ -излучения, распределенными по всем каналам. Поэтому можно легко выделить нейтронную часть. Одновременно с помощью ВГО детектора был измерен спектр γ -излучения от источника нейтронов. На рис. 22 представлены результаты. Время сбора данных 778 сек.

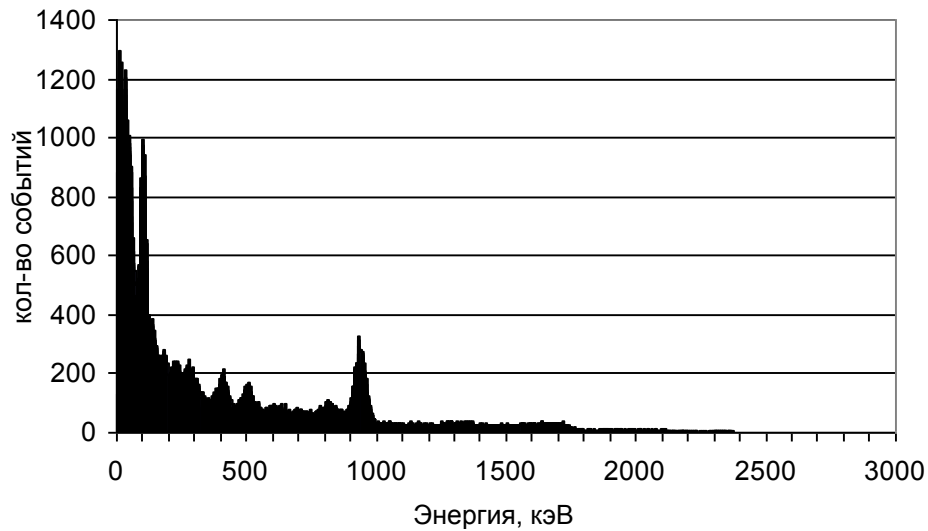


Рис. 22. Спектр γ -излучения от источника нейтронов

Проведённый эксперимент позволяет говорить о том, что используемый сцинтилляционный детектор на основе ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла способен обеспечить эффективную регистрацию тепловых нейтронов в условиях сопутствующего γ -излучения.

3. 2. 4. Обработка результатов

Используя полученные данные можно сделать ряд выводов о свойствах использованного детектора:

1. Оценка эффективности регистрации нейтронов.

Зная интенсивность нейтронного источника $S_H = 4,5 \cdot 10^6$ нейтронов/с, расстояние до детектора $R = 2$ м, и диаметр сцинтиллятора $d = 18$ мм, можно вычислить количество нейтронов проходящее через сцинтиллятор в среднем за 1 с:

$$n = \frac{S_H \cdot d^2}{16R^2} = 22,8$$

Соответственно за 98 с через сцинтиллятор должно было пролететь 2230 нейтронов. Используя данные на рис. 21, можем найти, что детектор за это время зарегистрировал 850 ± 10 нейтронов. Таким образом, суммарная эффективность регистрации составила $38 \pm 0,5\%$.

2. Разрешающая способность детектора.

Также из данных, представленных на рис. 21 можем найти разрешающую способность нейтронного детектора:

$$\chi = \frac{h_{1/2}}{N_{1/2}} = \frac{40}{262} \approx 15\%$$

где $h_{1/2}$ – ширина на полувысоте нейтронного пика, $N_{1/2}$ – канал с максимальным количеством событий.

3. Чувствительность к нейтронам по отношению к γ -фону.

На рис. 21 можем видеть, что кроме нейтронного пика, детектор показывает γ -фон. На рис. 23 показана расчетная чувствительность детектора к γ -излучению в зависимости от энергии.

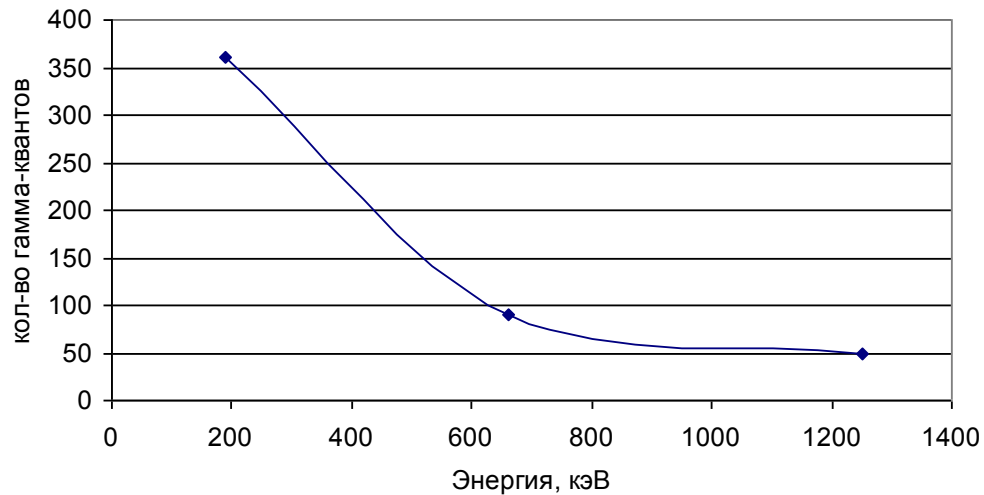


Рис. 23. Количество γ -квантов, необходимых для испускания такого же импульса, что и один нейтрон.

3. 2. 5. Оценка времени измерения спектра

При токе протонного пучка 10 мА и энергии протонов 1,915 МэВ полный расчетный поток нейтронов равен $S = 2,88 \cdot 10^{11}$ нейтронов/с [12]. Полагая поток изотропным во всех направлениях, зная длительность импульсов $\tau = 200$ нс и частоту генерации $\nu = 125$ Гц, можно вычислить количество нейтронов, которое будет проходить через сцинтиллятор детектора за 1 с:

$$n = \frac{S \cdot d^2 \cdot \tau \cdot \nu}{16R^2} = \frac{2,88 \cdot 10^{11} \cdot 3,24 \cdot 10^{-4} \cdot 2 \cdot 10^{-7} \cdot 125}{16 \cdot 4} = 36,4.$$

Оценим среднюю эффективность регистрации нейтронов. Для простоты возьмем расчетный спектр мишени со спиралевидными каналами (см. рис. 9а). Полный поток нейтронов в этом случае равен сумме значений всех столбцов спектра и составляет $S_M = 3,19 \cdot 10^8$ нейтронов/с. Умножив расчетный спектр на эффективность нейтронного детектора (см. рис. 17), можно найти относительное количество нейтронов, регистрируемое детектором в зависимости от энергии (рис. 24).

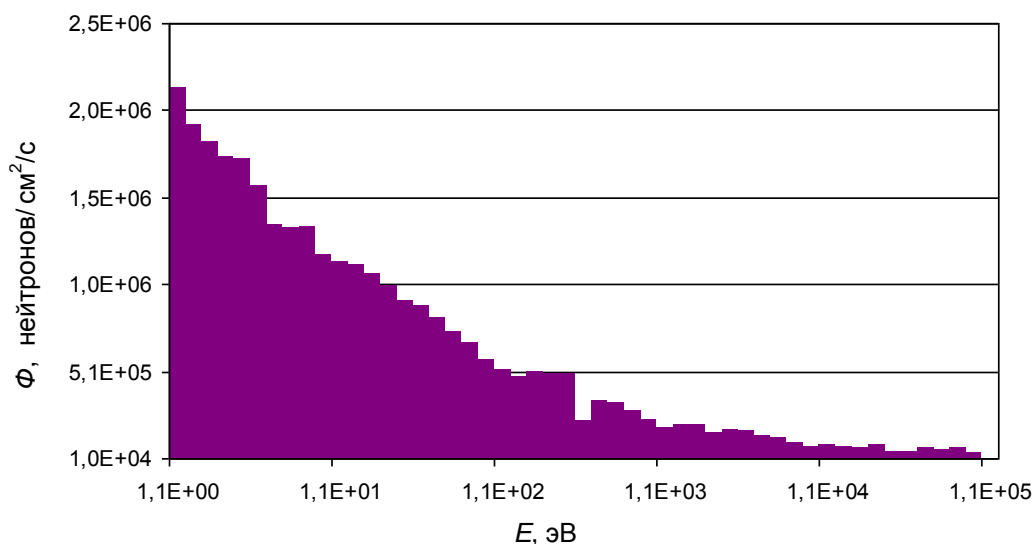


Рис. 24. Относительное количество нейтронов в зависимости от энергии, регистрируемых детектором, для мишени со спиралевидными каналами.

Аналогично просуммировав значения всех столбцов на рис. 24, находим, что общее количество нейтронов, зарегистрированных детектором, равно $S_D = 3,11 \cdot 10^7$ нейтронов/с. Теперь можем найти среднюю эффективность регистрации нейтронов:

$$\eta = \frac{S_D}{S_M} \approx 10\% .$$

Наконец оценим длительность работы времяпролетной диагностики, необходимую для нахождения спектра. Если разбить спектр энергий нейтронов на 10 интервалов, то чтобы набрать в каждом интервале около 100 событий для удовлетворительной статистической точности, нам потребуется $Z = 1000$ зарегистрированных нейтронов. При условии, что средняя эффективность регистрации равна 10%, получим время, необходимое для набора статистики:

$$T = \frac{Z}{n \cdot \eta} = \frac{1000}{36,4 \cdot 0,1} = 274 \text{ с.}$$

Если учесть, что эффективность регистрации быстрых нейтронов составляет $\sim 1\%$, то нам потребуется $\sim 2740 \text{ с} = 45 \text{ мин.}$ работы времяпролетной диагностики для хорошей статистической точности в области высоких энергий нейтронов.

Это разумное время, поскольку оно меньше времени «жизни» мишени, которое ограничено блистерингом и наведенной активностью. Оцениваемая доза по блистерингу на меди достигается за 10 часов. Генерация нейтронов в результате реакции ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ сопровождается появлением радиоактивного ядра изотопа бериллия с периодом полураспада в 53,6 дня. В соответствии с нормами радиационной безопасности (НРБ-99) в институте возможна работа с открытым бериллиевым источником активностью до 10^9 Бк.

Такая активность достигается за 6 ч работы в припороговом режиме генерации [5], после чего требуется снятие мишени для ее временного захоронения в специальном хранилище.

Таким образом, можно заключить, что данная времяпролетная методика способна обеспечить измерение спектра эпитепловых нейтронов. Однако для этого необходимо получить протонный пучок током более 1 мА и создать временное хранилище для активированных мишеней.

Заключение

В настоящее время в Институте ядерной физики запущен в работу источник эпитепловых нейтронов на основе ускорителя для осуществления возможности проведения бор-нейтронозахватной терапии рака в условиях онкологической клиники. Одной из основных частей установки является нейтроногенирующая мишень, представляющая собой тонкий металлический диск, на который со стороны протонного пучка напылен тонкий слой металлического лития, а обратная сторона диска эффективно охлаждается водой для поддержания лития в твердом состоянии.

В первой части работы изучена способность мишени со спиралевидными каналами обеспечить эффективный теплосъем, а именно, рассчитано и измерено гидравлическое сопротивление мишени и проведено испытание мишени под протонным пучком. Определено, что данная конструкция мишени способна обеспечить необходимую эффективность теплосъема при использовании имеющейся системы охлаждения дистиллированной водой.

Во второй части работы на основании проведенных расчетов поглощенной дозы и спектра нейтронов показано, что для получения более адекватного для БНЗТ нейтронного пучка желательно уменьшить толщину мишенного узла и использовать отдельный модератор. Предложена и изготовлена тонкая мишень в виде пластины с параллельными сплюснутыми трубками, позволяющая обеспечить необходимую скорость воды в охлаждающих каналах без деформации конструкции мишени.

В третьей части предложены решения, позволяющие реализовать времяпролетную методику измерения спектра нейтронов. Определена геометрия эксперимента, требования на детектор, генератор импульсов и время набора статистики. Собран и испытан автономный детекторный прибор, включающий в себя детектор на основе ${}^6\text{Li}$ -силикатного стекла, стабилизированный высоковольтный источник питания и аккумулятор. Определено, что данная времяпролетная методика способна обеспечить измерение спектра эпитепловых нейтронов, которое будет осуществлено после стабильного получения протонного пучка током более 1 мА и после создания временного хранилища активированных мишеней.

Выражаю искреннюю благодарность моему научному руководителю Сергею Юрьевичу Таскаеву за помощь в подготовке этой работы, Борису Федоровичу Баянову и Леониду Владимировичу Желнову за содействие в проведении экспериментов, а также

Тору Кобаяси за содействие в организации проведения расчетов поглощенной дозы и Жерарду Бенжуа за проведение этих расчетов.

Список литературы

1. *G.Locher*. Biological Effects and Therapeutic Possibilities of Neutrons, *Am. J. Roentgenol, Radium Ther.*, **36** (1936) 1.
2. *B. Bayanov, et al.* Accelerator based neutron source for the neutron-capture and fast neutron therapy at hospital, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A* **413** (1998) 397-426.
3. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой. *Под ред. Р. Бернша*. М., "Мир", 1986.
4. *М. Гусева, Ю. Мартыненко*. Радиационный блистеринг. *УФН* **135** (1981) 671.
5. *Б.Ф. Баянов, В.П. Белов, С.Ю. Таскаев*. Нейтроногенерирующая мишень ускорительного источника нейтронов для нейтронозахватной терапии. *ИЯФ* 2005-4
6. *И. Е. Идельчик*. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика: Учебное пособие. В 10 т. Т. VI. Гидродинамика. – 3 изд., перераб. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. – 736с.
8. *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.
9. *H.-O. Zetterström, S. Schwarz, L.G. Srtrömberg*. Multiple scattering of fast neutrons in ^6Li -glass scintillators, 1966. *Nuclear Instruments and Methods* **42** (1966) №2, p. 277-282.
10. *Bengua, G., Kobayashi, T., Tanaka, K., et al.* TPD as a future of merit for the evaluation of near threshold mono-energetic proton energies for the $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ production of neutrons for BNCT. In: Nakagawa, Y.etal.,(Eds.), *Advanced in Neutron in NCT 2006*, pp. 288–291.
11. *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* (2009).
12. *T. Blue and J. Yanch*. Accelerator-based epithermal neutron sources for boron neutron capture therapy of brain tumors. *Journal of Neuro-oncology* **62** (2003) 19-31.
13. *И. Кикоин*. Таблицы физических величин. М., Атомиздат, 1976.