

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННЫХ
ДЕТЕКТОРОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО РАССЕЯНИЮ БЫСТРЫХ
НЕЙТРОНОВ НА УГЛЕРОДЕ»

Выполнил студент
413 группы
Ионкин Вячеслав Константинович

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Т.Ю. Третьякова

Научный консультант:
к.ф.-м.н. Д.Н. Грозданов

Допущена к защите
Зав. кафедрой
чл.-корр. РАН Э.Э. Босс

МОСКВА 2023

Оглавление

Введение	2
1 Постановка эксперимента	4
1.1 Метод меченых нейтронов	5
1.2 Схема экспериментальной установки.	6
1.3 Нейтронные детекторы, использующиеся в эксперименте.	7
2 Методика работы	9
2.1 Определение эффективности детектора.	9
2.2 Получаемые с детекторов данные	11
2.3 Определение энергии налетающих нейтронов	12
2.4 Определение угла рассеяния нейтронов	13
2.5 Обработка экспериментальных данных	15
2.6 Энергетическая калибровка	17
3 Результаты	20
3.1 Зависимость эффективности детекторов от энергии нейтронов	20
3.2 Анализ полученных данных	21
Заключение	23
Благодарности	24
Список литературы	25

ВВЕДЕНИЕ

Любая научная работа, связанная с изучением элементарных частиц, связана с анализом данных, полученных от детекторов, настроенных на регистрацию определённого излучения. В связи с этим, большое значение приобретает знание принципа работы и внутренних характеристик детектора. Одной из таких характеристик является эффективность регистрации частиц определённого типа. Данная работа посвящена определению эффективности регистрации нейтронов в эксперименте по рассеянию быстрых нейтронов.

Под эффективностью детектора в самом общем случае понимается отношение зарегистрированных частиц к их общему потоку. Разделяют абсолютную и собственную эффективности детектора.

Абсолютная эффективность — отношение зарегистрированных частиц в детекторе к их общему потоку из источника. Абсолютная эффективность учитывает все факторы, начиная от геометрического расположения элементов установки, и заканчивая настройками генератора нейтронов.

Собственная эффективность — отношение зарегистрированных частиц в детекторе к их потоку, падающему на детектор. Собственная эффективность соответствует абсолютной при условии, что все испущенные источником частицы достигнут детектора, и в отличие от неё, зависит только от внутренних свойств детектора и его настройки.

В самом простом случае, они связаны соотношением:

$$\varepsilon_A = \varepsilon_I \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (1)$$

где ε_A - абсолютная эффективность, ε_I - собственная эффективность, Ω - телесный угол, под которым детектор виден со стороны источника.

В дальнейшем, под эффективностью мы будем понимать собственную эффективность детекторов, и сосредоточимся на её определении для конкретных детекторов.

Целью настоящей работы является определение собственной эффективности детекторов нейтронов в эксперименте коллаборации TANGRA по неупругому рассеянию нейтронов на ядрах углерода ^{12}C . Эта информация необходима как для определения пределов чувствительности измерительных приборов, так и для оценки общего потока нейтронов для каждого детектора. С этой целью за основу методики была взята работа группы В.Валковича [1] с подобным экспериментом и аналогичными детекторами.

1 Постановка эксперимента

Изучение нейтрон-ядерных реакций имеет длительную историю. С момента открытия нейтрона Дж. Чедвиком в 1932 году [2] проводилось множество различных экспериментов, посвящённых изучению природы этой частицы и механизмов её взаимодействия с атомными ядрами.

Первые эксперименты по неупругому рассеянию нейтронов на ядрах были поставлены в 1953 году [3] и продолжают проводиться в наше время. Наиболее значимыми проектами, в рамках которых исследуются эти реакции, являются nELBE [4] и GELINA [5]. В этих проектах нейтроны рождаются в фотоядерных реакциях на свинце и уране, соответственно, их спектр лежит в диапазоне от сотен кэВ до 20 МэВ. Времяпролетная методика позволяет исследовать ядерные реакции в широком диапазоне энергий налетающего нейтрона и получать энергетические зависимости их характеристик.

В Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований (ЛНФ ОИЯИ) 9 лет назад создана международная коллаборация ТАНГРА по исследованию рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на атомных ядрах.

Экспериментальная особенность данного проекта основана на использовании компактного генератора ИНГ-27 [6], позволяющего реализовать метод меченых нейтронов, позволяющий существенно снизить вклад фоновых событий.

Другим преимуществом использования генератора ИНГ-27 является его компактность, что позволяет применять кольцевую геометрию детектирующей системы и легко модифицировать установку. Компактные нейтронные источники весьма полезны в научных исследованиях, а также часто применяются для прикладных задач, требующих нейтрон-ядерного анализа [7]

В экспериментах коллаборации ТАНГРА было протестировано несколько типов систем детектирования вторичных излучений. В рамках данной работы речь идёт о установке на основе пластиковых сцинтилляционных детекторов и использованием метода меченых нейтронов.

1.1 Метод меченых нейтронов

В исследовании ядерных реакций важной информацией является знание пространственного распределения исходных частиц. Возможность регистрации совместно с нейтроном изотопов гелия в реакциях $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ и $d + t \rightarrow {}^4\text{He} + n$ позволила использовать так называемые меченые пучки, позволяющие реконструировать направление вылета нейтрона и определить координаты области реакции, используя информацию о промежутке времени с момента регистрации заряженной частицы до регистрации нейтрона, то есть, реализовать так называемый метод меченых нейтронов (ММН) (В. Валкович, 1969г.) [1].

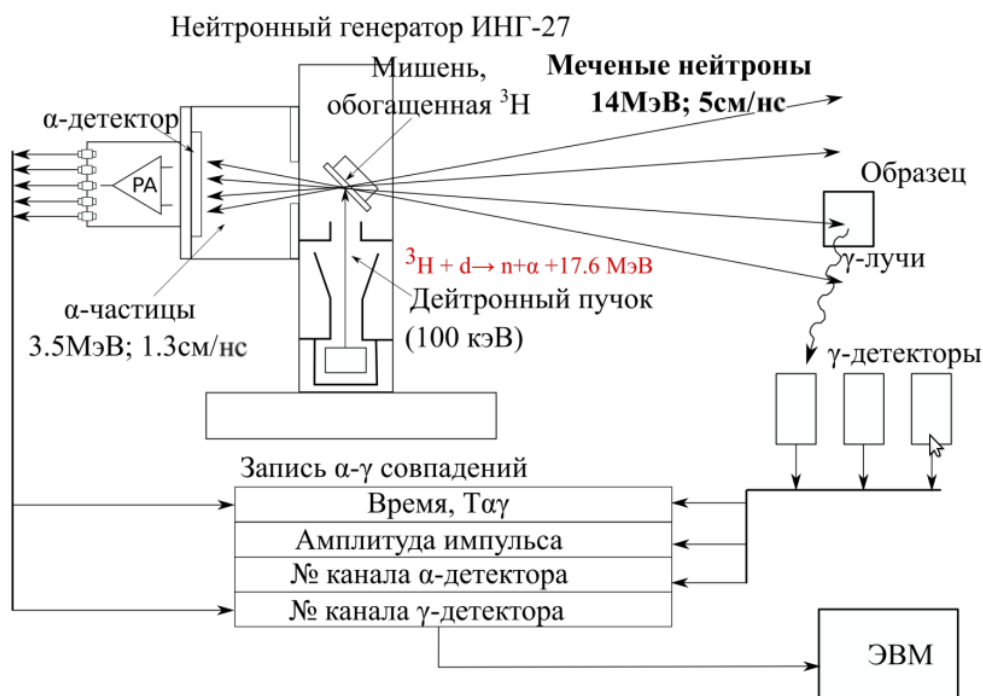


Рис. 1.1: Принципиальная схема экспериментов с использованием метода меченых нейтронов

Принципиальная схема установки приведена на рисунке 1.1. Метод меченых нейтронов заключается в регистрации частиц, рождающихся

совместно с нейтронами в реакции $d + t \rightarrow n + \alpha$. Ввиду закона сохранения импульса, продукты реакции разлетаются в противоположные стороны. Таким образом, определяя направление вылета α частиц позиционно чувствительным пиксельным детектором, можно восстановить направление движения соответствующего нейтрона.

Для реализации ММН используется нейтронный генератор непрерывного действия ИНГ-27. Его основными составляющими являются ускоритель дейтронов, мишень, состоящая из гидрида титана, обогащённая тритием, и внутренний пиксельный α - детектор. Реализованная ММН позволяет с одной стороны, определить область реакции, а с другой существенно снизить количество фоновых событий.

α - детектор расположен на расстоянии 60 мм от тритиевой мишени и представляет собой набор из 256 пикселей, каждый из которых имеет размер 4x4 мм, и состоящих из 16 горизонтальных Y1-Y16 и 16 вертикальных X1-X16 стрипов.

1.2 Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1.2. Подобное расположение пластиковых детекторов выбрано для получения угловых распределений при рассеянии нейтронов. Установка состоит из 20 детекторов на основе пластикового сцинтиллятора, расположенных по окружности радиусом 204 см с шагом 15° . Были провущены углы 90° и 270° , так как при этих углах ожидается высокое поглощение рассеянных нейтронов в мишени.

После реакции образования нейтрона и α - частицы в генераторе, продукты этой реакции разлетаются в противоположные стороны. Если зарегистрированная α - частица вылетела в сторону пиксельного α детектора, то нейтрон летит в сторону мишени. Регистрация α частицы в генераторе позволяет точнее определить направление вылета нейтрона

Вылетая из генератора, нейтрон попадает в углеродную мишень, в которой испытывает рассеяние на ядре атома ^{12}C . После этого, оставив в

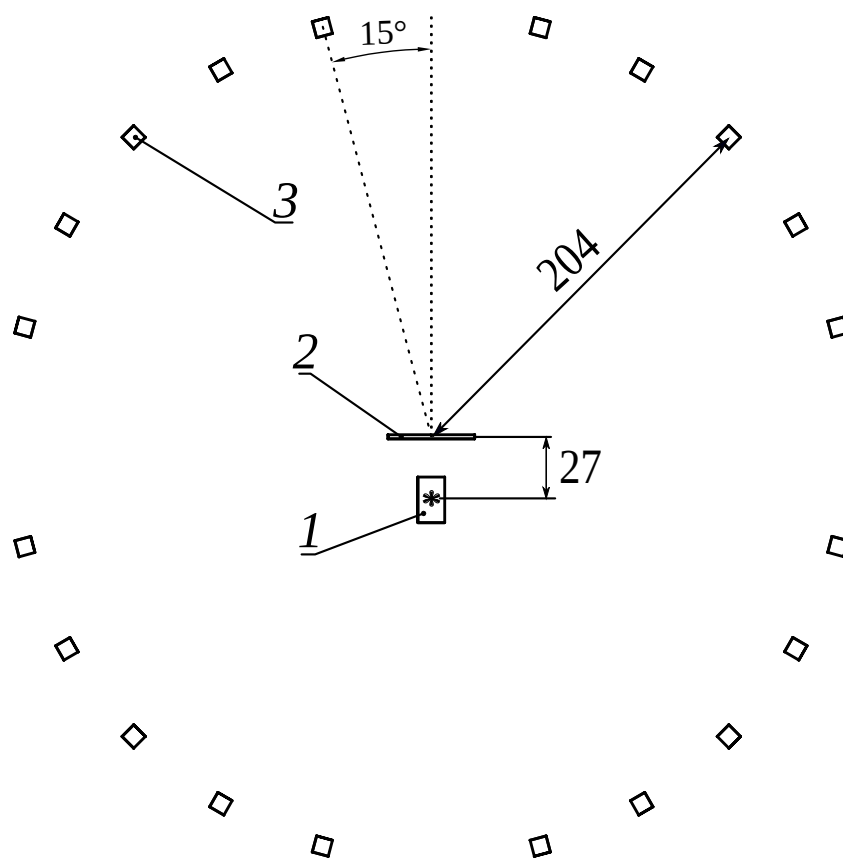


Рис. 1.2: Схема экспериментальной установки с детекторной системой. 1 – нейтронный генератор ИНГ-27, 2 – мишень, 3 – n-детекторы, входящие в массив из 20-ти пластиковых сцинтилляционных детекторов. Все размеры приведены в см.

мишени часть энергии в виде энергии возбуждения и отдачи ядра углерода, он регистрируется пластиковом детекторе.

1.3 Нейтронные детекторы, использующиеся в эксперименте.

В данном эксперименте используются пластиковые сцинтилляционные детекторы, основанные на регистрации вторичного γ - излучения (рис.1.3). Нейтрон, попадая в пластмассовый сцинтиллятор EJ-200 [8], выбивает водород, входящий в его состав, который, пролетая, вызывает ионизацию среды и вторичное γ - излучение. Возникшие в сцинтилляторе под действием падающих нейтронов вторичные фотоны регистрируются в ФЭУ ETL 9821KFLB [9]. Под их действием происходит фотоэффект на фотокатод с вылетом электронов, которые попадают в электронно-оптическую систему фотокатод - электроды. В результате

вторичной электронной эмиссии на динодах рождаются вторичные электроны, образуя нарастающую от динода к диноду электронную лавину. В конце электронный импульс снимается, преобразуясь в импульс тока, пропорциональный числу электронов в конце, и, соответственно, энергии первичной частицы.

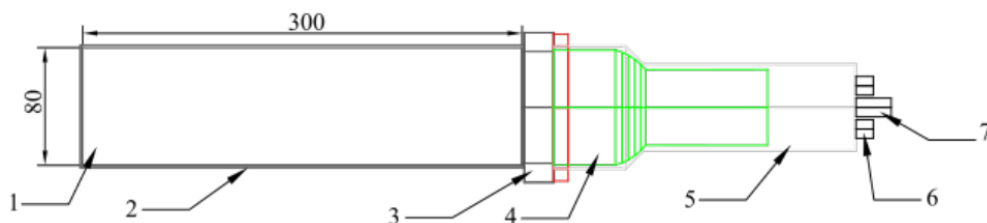


Рис. 1.3: Схема детектора «ПД»: 1 — пластиковый сцинтиллятор, 2 — отражающая обмотка, 3 — алюминиевый держатель, 4 — ФЭУ ETL 9821KFLB, 5 — магнитный экран, 6 — BNC разъемы (x2) и 7 — SHV разъем. Все размеры приведены в мм.

На данной установке были измерены угловые распределения упруго и неупруго рассеянных нейтронов на ^{12}C с мишенью $2*44*44\text{ см}^3$, плотностью $1,74\text{ (г/см}^3\text{)}$.

2 Методика работы

Задачей данной работы являлось определение собственной эффективности пластиковых нейтронных детекторов, используемых в эксперименте ТАНГРА по рассеянию быстрых нейтронов на изотопе углерода ^{12}C . Данная задача решалась на основании решения аналогичных задач в схожих экспериментах в работе В.Валковича [1]. Исследовались сечения неупругого рассеяния нейтронов 14.1 МэВ на ядрах углерода под углом 60° , и проводились измерения сечений рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах углерода с возбуждением низколежащих энергетических уровней (4.44 МэВ и 7.65 МэВ). Для определения эффективностей нейтронных детекторов необходимым шагом была энергетическая калибровка детекторов.

Важной частью обработки любого эксперимента, связанного с детектированием элементарных частиц, является калибровка используемых детекторов. Для этой цели необходимо иметь несколько эталонных пиков известной энергии. В нашем случае, зная энергию налетающего нейтрона и всю геометрию установки, представляется возможным оценить энергию нейтрона после реакции $^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}^*$, то есть энергию нейтрона на входе в детектор, и сопоставить её с сигналом, приходящим с него.

2.1 Определение эффективности детектора.

Расчёт эффективности детекторов проводился с использованием методики эксперимента группы В.Валковича [1], в котором использовался такой же пластиковый детектор. Для оценки зависимости эффективности детекторов от энергий налетающих нейтронов применялась следующая формула [10] [11]:

$$\varepsilon(E_n) = \left[1 - \frac{E_{thr}}{E_n} \right] \frac{N_H \sigma_H}{N_H \sigma_H + N_C \sigma_C} (1 - e^{-d(N_H \sigma_H + N_C \sigma_C)}) \quad (2.1)$$

где:

$N_H = 5.17 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$, плотность атомов водорода в детекторе,

$N_C = 4.69 \cdot 10^{22} \text{ 1/см}^3$, плотность атомов углерода в детекторе,

σ_H и σ_C — полное сечение рассеяния нейтрона с энергией E_n на водороде и углероде, соответственно,

E_{thr} — пороговая энергия детектора,

$d = 8 \text{ см}$, толщина детектора.

Нейтрон, попадая в детектор, выбивает ядро водорода, которое уже и ионизирует среду. Однако энергия, переданная нейтроном водороду будет отличаться в зависимости от угла разлёта. Считая все направления равновероятными, можно сказать, что отклик чисто водородного детектора на нейтрон будет иметь вид ступеньки, имеющей скачок при значении энергии налетающего нейтрона. Однако, поскольку пластик состоит в том числе из углерода, нужно учесть удельную концентрацию водорода в теле детектора, за что отвечает второй множитель формулы 2.1.

При этом существует вероятность, что нейтрон, попав в тело детектора, не провзаимодействует с ним, а пролетит насквозь. Третий множитель отвечает именно за этот случай. При большой толщине детектора экспонента зануляется, что соответствует ситуации, что все нейтроны, попавшие в детектор, провзаимодействовали.

Наконец, первый множитель связан с пороговой энергией детектора E_{thr} . Если принять, что мы не можем зарегистрировать нейтроны с энергиями ниже E_{thr} , то общее их количество, а значит и эффективность, уменьшится пропорционально пороговой энергии.

В данной зависимости эффективности детектора от энергии нейтронов неизвестным параметром остаётся пороговая энергия детектора. В дальнейшем важной задачей будет проведение энергетической калибровки.

2.2 Получаемые с детекторов данные

Данные, получаемые с детекторов нейтронов, после сопоставления с α -событиями, представляют собой набор из большого количества двумерных гистограмм, на основе которых строятся амплитудные и временные спектры для отдельных детекторов и комбинаций детектор/ α пиксель, детектор/ α стрип. В амплитудном спектре вдоль оси X гистаграммы откладывается амплитуда сигнала, пришедшего на ЭВМ, а в случае время-пролётного спектра — время в наносекундах (рис.2.1).

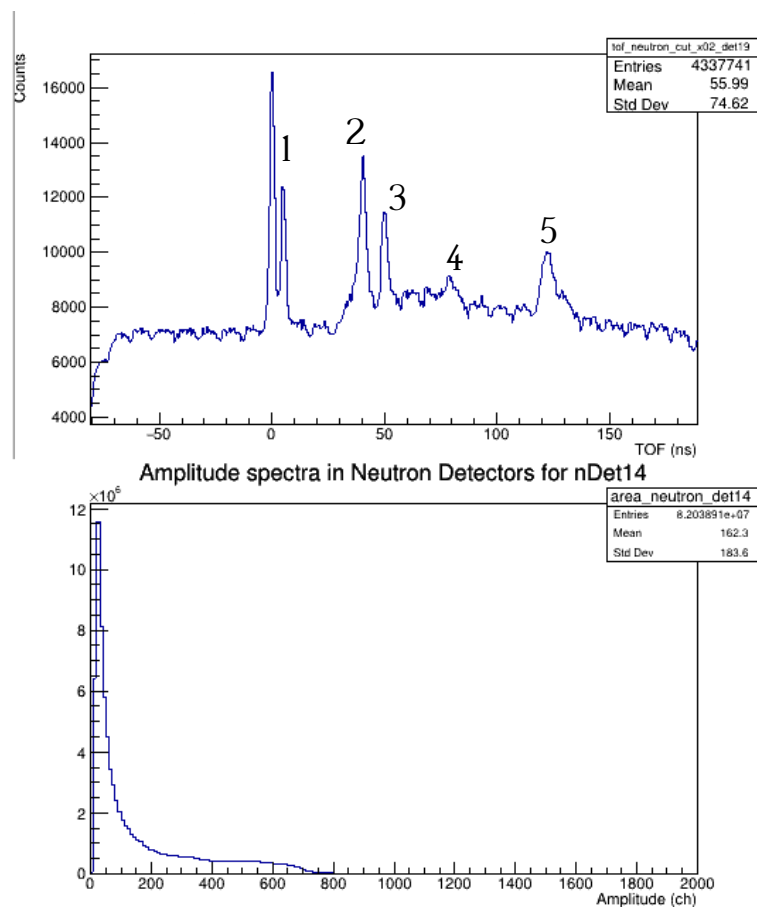


Рис. 2.1: Примеры гистограмм для обработки. Сверху - время-пролётный спектр для комбинации 2ого стрипа 19 детектора, внизу - амплитудный спектр для 14 детектора. 1 - γ - пики, 2 - пик упруго рассеянных нейтронов, 3 — пик нейтронов, рассеянных с возбуждением первого возбуждённого состояния (4.44 МэВ), 4 — второе (7.65 МэВ), 5 — третье (9.65 МэВ).

Первые два пика (цифра 1 на рисунке) на времяпролётной гистограмме относятся γ - квантам. Последующий набор пиков относится к упругому (2)

и неупругим рассеяным нейтронам(3-5), что будет показано далее. Именно по ним будет проводится энергетическая калибровка в дальнейшем.

2.3 Определение энергии налетающих нейтронов

Для энергетической калибровки требуется сопоставить энергии нейтронных пиков на времяпролётных спектрах энергиям рассеяных нейтронов. Налетая на ядро атома углерода, 14 МэВ-ные нейтроны отдают часть энергии на отдачу ядра и его возбуждение, и вылетают уже с меньшей энергией.

Получить значение энергии нейтронов после рассеяния можно в рамках кинематической задачи по соударению двух неклассических частиц. Для реакции $a + A \rightarrow b + B$ в случае нерелятивистского приближения и сохраняющейся суммарной массе продуктов и реагентов, выражение для кинетической энергии частицы b будет иметь вид [12]:

$$T_b = \frac{m_a m_b T_a}{m_b + m_B} \left(\cos\theta + \sqrt{\cos^2\theta + \frac{(m_b + m_B)[(m_B - m_a)T_a + m_B Q]}{m_a m_b T_a}} \right)^2 \quad (2.2)$$

где: m_a, m_b, m и m_B - массы частиц,

T_a — начальная кинетическая энергия частицы a ,

θ — угол между направлениями движения частиц a и b ,

Q — изменение масс продуктов, в нашем случае является энергией возбуждения с противоположным знаком.

Однако, в данном виде эта формула не совсем удобна в использовании. Учитывая, что $m_a = m_b = m_n, m_A = m_B = m_{12C}$, можно ввести коэффициент $k = m_n / m_{12C} \simeq 1/12$, и тогда получим:

$$T_n = \frac{T_0}{(1+k)^2} \left(k \cos\theta + \sqrt{1 - k^2 \sin^2\theta - (1+k) \frac{Q}{T_a}} \right)^2 \quad (2.3)$$

Видно, что энергия рассеянного нейтрона на углероде есть функция только угла рассеяния нейтронов θ и энергии возбуждения Q , поскольку мы знаем, что до рассеяния нейтрон имел энергию $T_0 = 14,1$ МэВ. Значения Q можно найти в банках ядерных данных, а значения угла θ можно рассчитать исходя из геометрических соображений.

2.4 Определение угла рассеяния нейтронов

Изобразим геометрическую схему экспериментальной установки, и обозначим на ней важные для нас точки (рис.2.2). Нейтроны образуются в точке F и летят в сторону мишени в D , а α - частица — в сторону G . Известными параметрами являются радиус окружности R , расстояние от тритиевой мишени до углеродной мишени L , и расстояние от тритиевой мишени до пиксельного α - детектора l_a . Также, для каждой комбинации детектор/стрип известны номер стрипа и, соответственно, расстояние от него до оси пучка GH , а также угол между осью пучка и детектором $\angle C_1OB$.

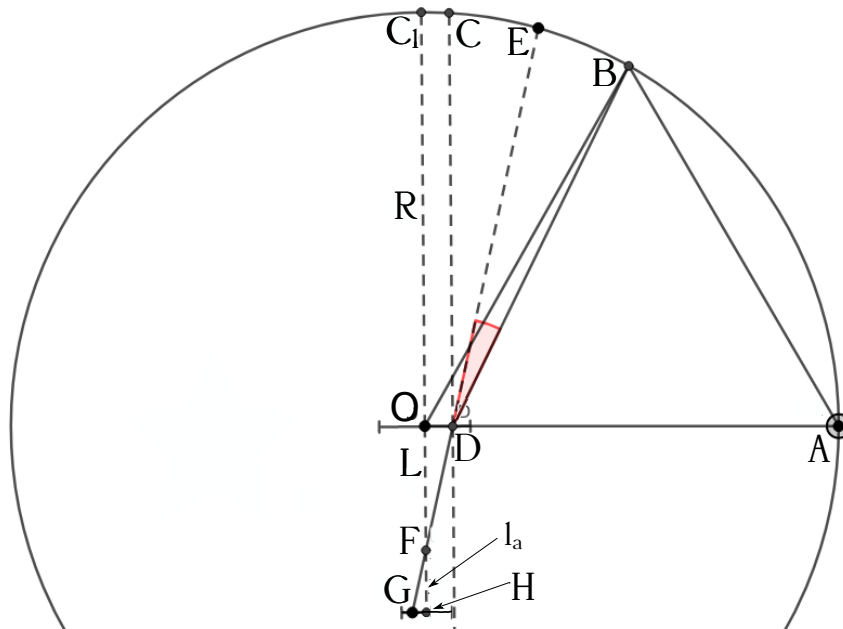


Рис. 2.2: Геометрическая схема экспериментальной установки. Красным выделен интересующий нас угол рассеяния нейтронов. Некоторые размеры на рисунке были увеличены для наглядности.

Интересующим нас углом будет угол $\angle EDB$, выделенный красным цветом. Изначально нейтрон летел из точки F в точку D на мишени,

Е является продолжением этой прямой. После попадания в мишень, он рассеялся в точку В.

Для начала определим угол между осью пучка и направлением вылетевшего нейтрона $\angle OFD$. Он будет равен углу $\angle GFH$, который в свою очередь равен:

$$\angle OFD = \angle GFH = \text{atan}(GH/l_a). \quad (2.4)$$

Заметим, что этот же угол равен углу $\angle CDE$. Теперь определим $\angle ODB$, чтобы найти искомый $\angle EDB$, равный:

$$\angle EDB = 90^\circ - \angle ADB - \angle CDE. \quad (2.5)$$

Для этого воспользуемся теоремой косинусов для треугольника ADB, и тем фактом, что мы можем определить все его стороны.

$$AD = R - OD = R - L * \tan(\angle OFD), \quad (2.6)$$

$$AB = R \cdot \sqrt{2 - 2\cos(90^\circ - \angle C_1OB)}. \quad (2.7)$$

BD в свою очередь найдём через теорему косинусов в треугольнике ODB:

$$BD = \sqrt{R^2 + OD^2 - 2 \cdot OD \cdot R \cdot \cos(90^\circ - \angle C_1OB)}. \quad (2.8)$$

Тогда для угла $\angle ADB$ запишем:

$$\angle ADB = \sqrt{\text{acos}((-AB * AB + BD * BD + AD * AD)/(2 * AD * BD))}. \quad (2.9)$$

Подставляя полученные значения в формулу 2.5, получим окончательное выражение для угла рассеяния нейтрона на мишени. Стоит отметить, что знак минус перед $\angle ADB$ обусловлен тем, что детектор находится в верхней полуокружности. Для детекторов, чей угол с осью начального пучка больше 90° , он должен заменяться на плюс.

2.5 Обработка экспериментальных данных

Как было сказано выше, данные собирались для двух конфигураций установки: с установленной мишенью ^{12}C (Effect) и без неё (Background), для более точного учёта фоновых событий. Такой подход позволяет уменьшить число фоновых событий и улучшить качество обработки данных, увеличить точность подбираемых параметров.

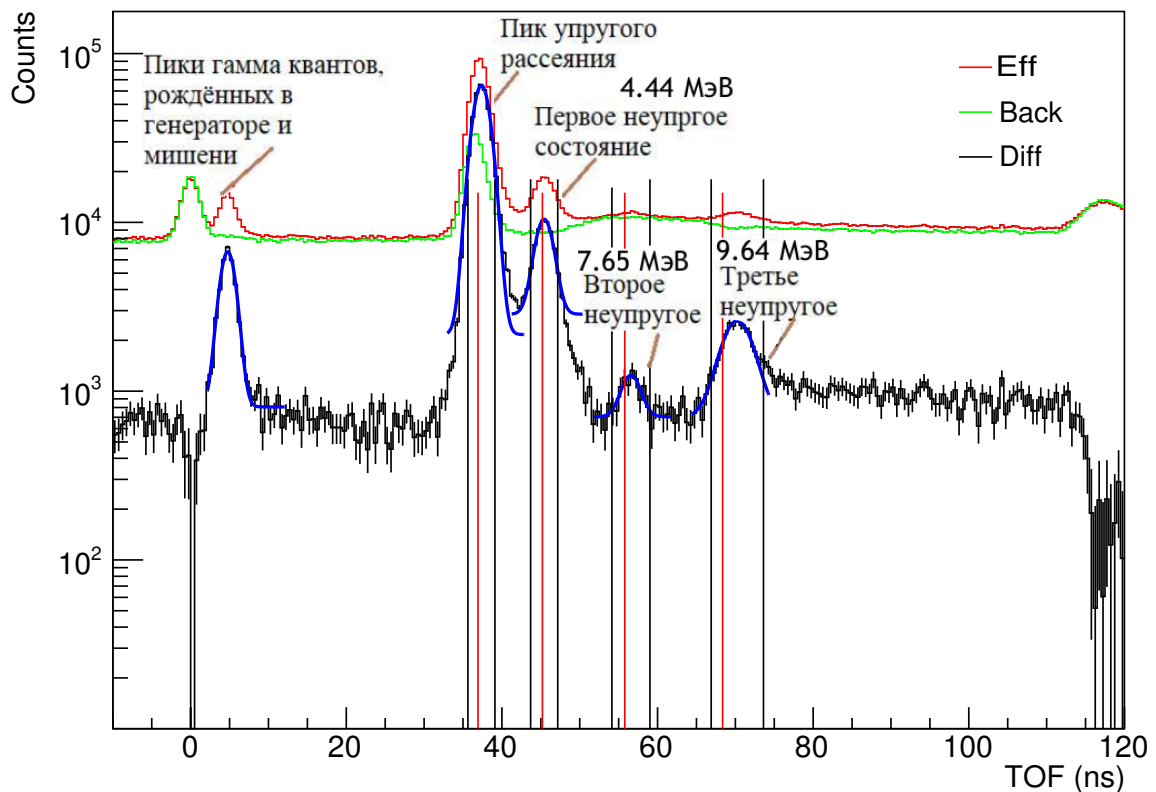


Рис. 2.3: Пример обработки время-пролётного спектра для комбинации 3 детектор 3 стрип α -детектора. Eff — данные с установленной мишенью, Back — данные без мишени, Diff - разница между ними. Вертикальными красными линиями показаны предсказанные с помощью кинематических расчётов положения пиков.

Для начала необходимо определить положения нейтронных пиков, соответствующим рассеяниям с разных состояний углерода, на время-пролётной гистограмме (рис.2.3).

Для оценки положения пиков используются результаты кинематических расчётов, на рис.2.3 они обозначены вертикальными красными линиями. Для положения пиков неупругого рассеяния

добавляется разница между предсказанием пика упругого рассеяния и его реальным положением для учёта возможных поправок. После этого, пики аппроксимируются распределением Гаусса. Для дальнейшей обработки мы будем выбирать нейтроны из диапазона распределения $X_0 \pm 1.5 \sigma$. Вертикальными чёрными линиями показаны эти интервалы.

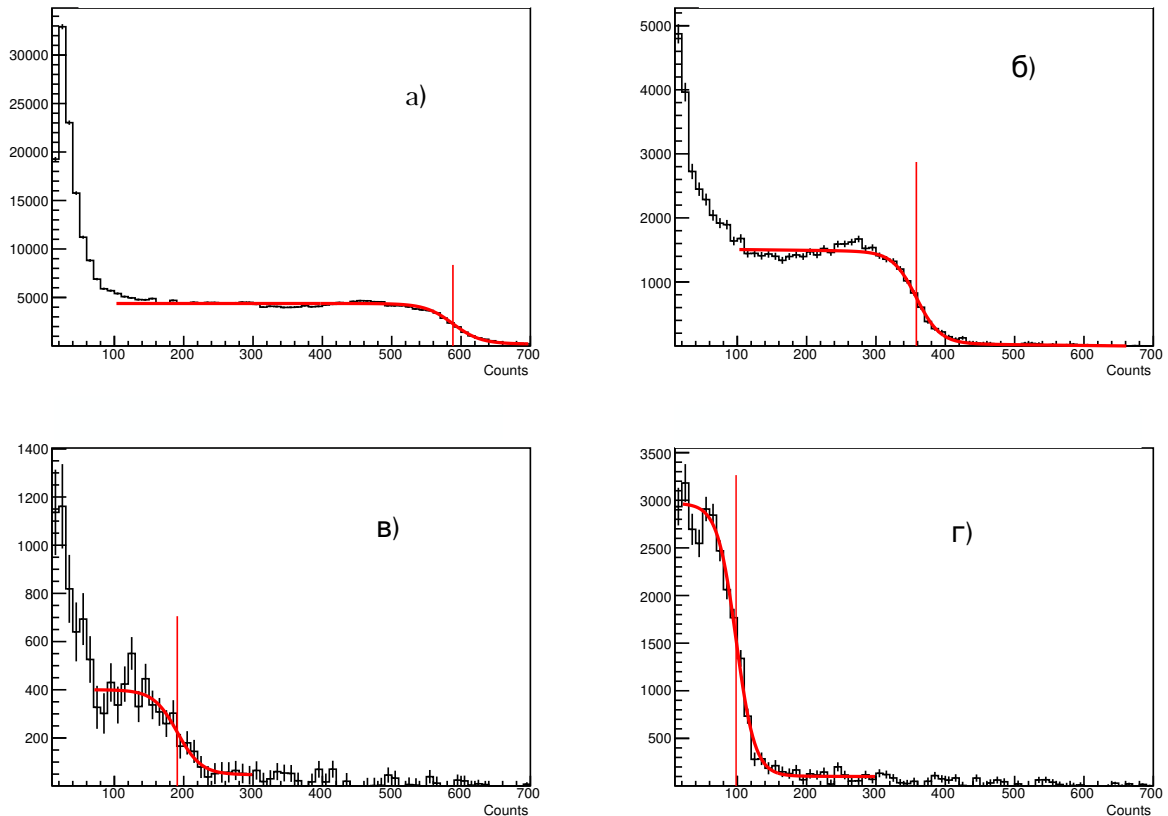


Рис. 2.4: Пример обработки амплитудных спектров нейтронов разных энергий для комбинации 3 детектор 3 стрип α -детектора: а) для пика упругого рассеяния, б) первое возбуждённое состояние (4.44 МэВ), в) второе (7.65 МэВ), г) третье (9.65 МэВ).

Обработка амплитудных спектров проводилась для определения каналов, соответствующих энергиям регистрируемых нейтронов. Для этого строилась разность проекций двумерной гистограммы в диапазоне времени, выделенном на предыдущем шаге. Идеальный отклик пластикового детектора на нейтроны представляет собой равномерное распределение от пороговой до максимальной энергии нейтрона. На рис.2.4 показаны амплитудные спектры после вычитания Eff и Back. Видно, что

гистограмма имеет плато. Канал, соответствующий его спаду наполовину будем считать краем спектра.

Аппроксимация спектров проводилась функцией вида

$$A(x) = \frac{a_0}{1 + e^{a_1(x-a_2)}} + a_3 + xa_4 \quad (2.10)$$

Стоит отметить, что параметры a_3 и a_4 малы, и были введены для лучшей обработки спектров с значительным фоном в больших каналах. Параметр a_2 и является каналом, соответствующим энергии зарегистрированных нейтронов.

2.6 Энергетическая калибровка

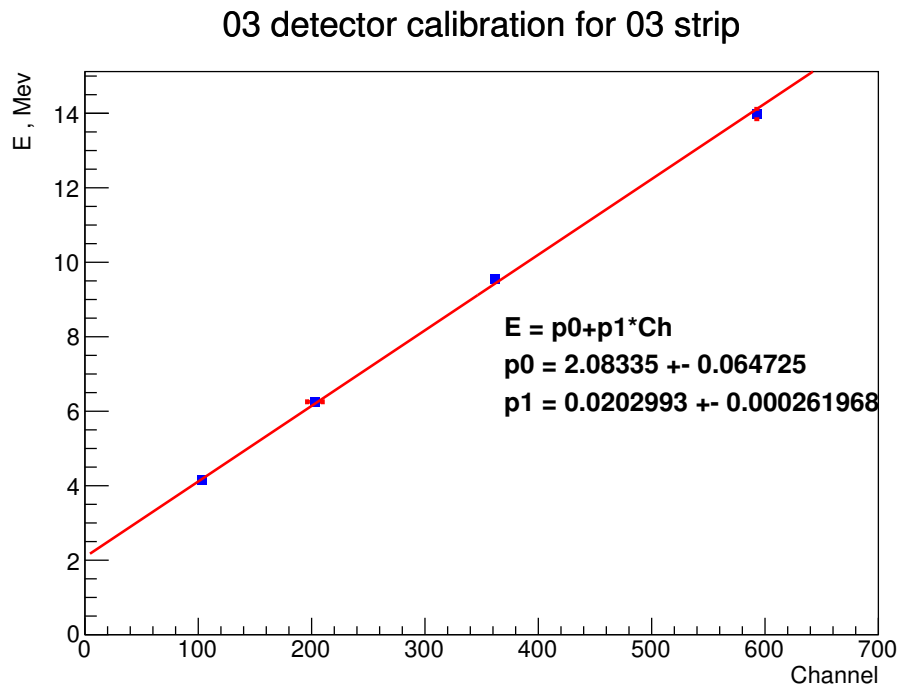


Рис. 2.5: Пример проведения энергетической калибровки для комбинации 3 детектор 3 стрип α -детектора.

Имея соответствие четырёх каналов энергиям нейтронов, можно провести энергетическую калибровку детекторов (см. рис.2.5). По четырём точкам проводится калибровочная прямая

Пороговой энергией будем считать энергию, соответствующую первому ненулевому каналу амплитудного спектра. На рис.2.6 видно, что

начало зависимости приходится не на 0 канал, а на канал выше. Для всех детекторов примем его равным первому ненулевому, то есть 11 каналу.

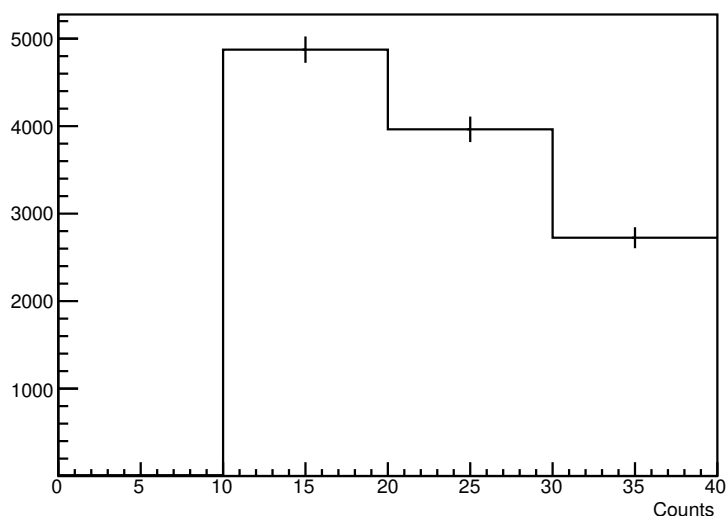


Рис. 2.6: Пример амплитудных спектров в диапазоне 0-40 канал.

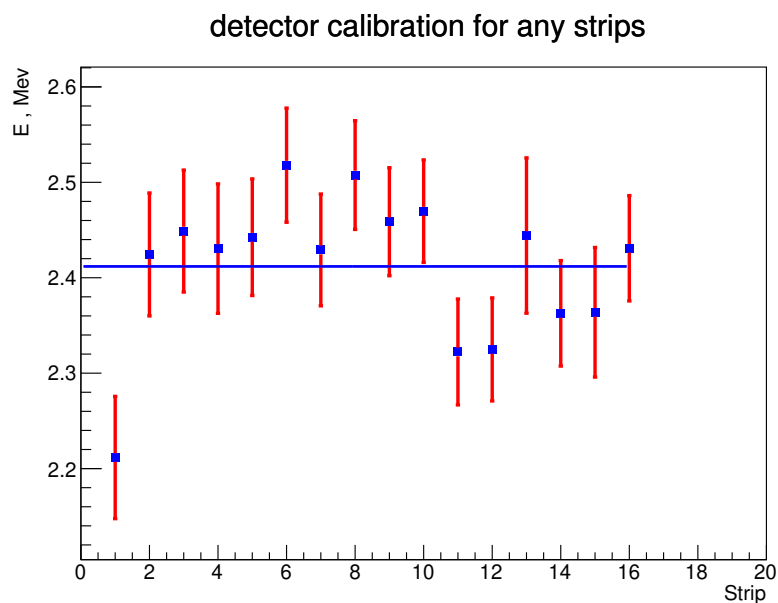


Рис. 2.7: Пример усреднения пороговой энергии стрипов для третьего детектора.

Полученные значения пороговой энергии были усреднены для детектора в целом (рис.2.7).

На рисунке 2.8 представлено сравнение средней для детекторов пороговой энергии в зависимости от угла, под которым они расположены относительно направления пучка нейтронов. Видна нетривиальная

зависимость, которая, вероятно, объясняется различной настройкой оборудования для разных углов. В рамках данной работы этот вопрос не рассматривался. Детекторы, расположенные симметрично относительно оси пучка на данном рисунке имеют одинаковый угол, видно хорошее согласие между их пороговыми энергиями.

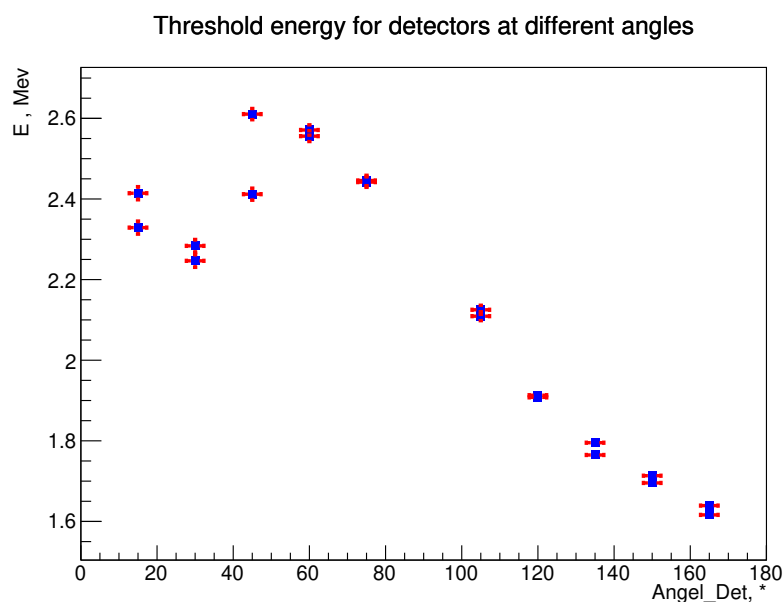


Рис. 2.8: Значения средней пороговой энергии для детекторов, расположенных под различными углами.

Полученные значения пороговых энергий позволяют построить зависимости эффективности детекторов от энергий налетающих нейтронов, и определить её значения в данном эксперименте.

3 Результаты

В данном разделе показаны полученные зависимости эффективности нейтронных детекторов от энергий падающих нейтронов, и приведены рассчитанные значения эффективностей для различных комбинаций детектор/стрип/ энергия нейтрона.

3.1 Зависимость эффективности детекторов от энергии нейтронов

Получив значения пороговой энергии детекторов, с помощью формулы 2.1 можно построить зависимость эффективности нейтронного детектора от энергии налетающего нейтрона (рис.3.1).

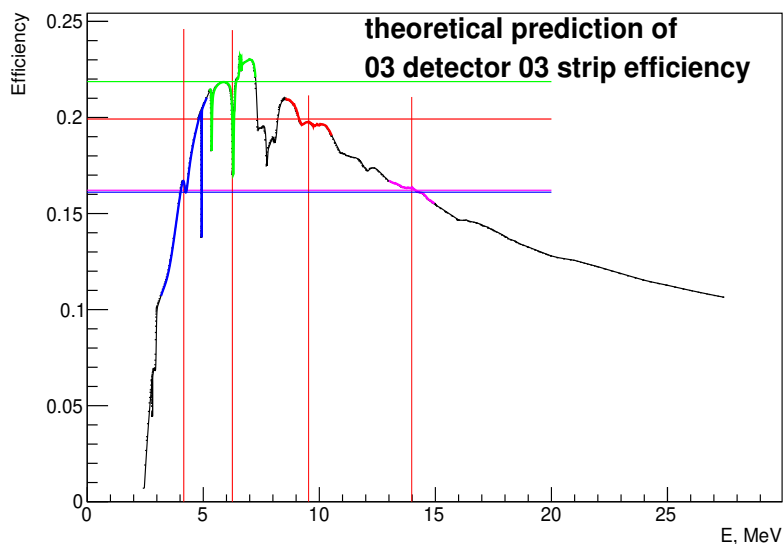


Рис. 3.1: Пример зависимости эффективности нейтронного детектора от энергии налетающего нейтрона для комбинации детектор № 3, 3 стрип α -детектора. Вертикальным красными линиями обозначены рассчитанные для данной комбинации энергии рассеяных нейтронов. Разными цветами показан диапазон энергий ± 1 МэВ, что соответствует разбросу по энергиям в пределах одного пика. Горизонтальные линии — усреднённое значение эффективности.

Подобный характер зависимости объясняется тем, что в в неё входит значение сечения взаимодействия нейтрона с ядром ^{12}C , которое в данном диапазоне энергий имеет большое количество резонансов. На графике указаны энергии нейтронов, рассчитанные исходя из кинематических соотношений для данной комбинации детектор/стрип. Ввиду сложного вида зависимости значения эффективности были усреднены в диапазоне ± 1 МэВ, что соответствует ширине нейтронных пиков на время-пролётной гистограмме для разных энергий, поскольку средние значения для нейтронов будут сильно отличаться.

Далее, для сравнения значений эффективностей, на одном графике построены значения эффективностей для всех комбинаций одного детектора с разными стрипами и нейтронов разных энергий (рис.3.2). Можно заметить падение эффективностей с ростом номера стрипа. Полученные значения являются окончательными и могут использоваться для различных оценок в дальнейшем.

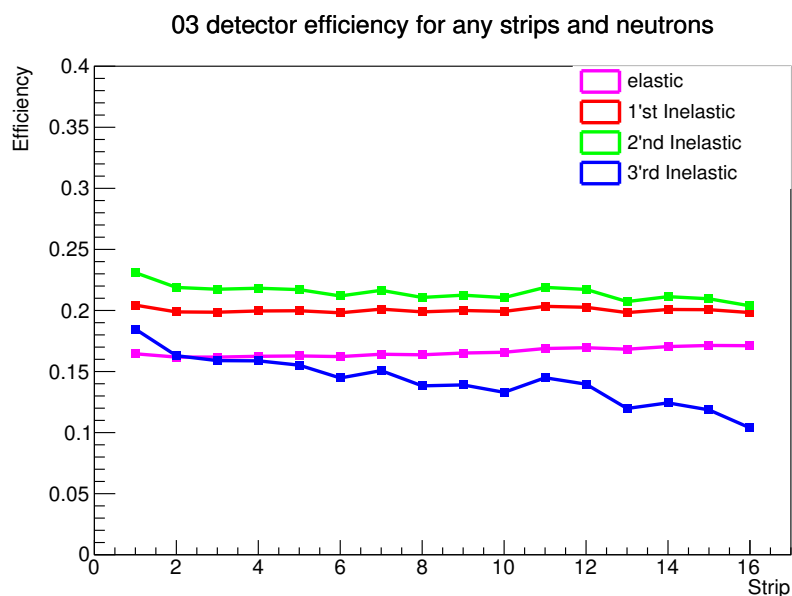


Рис. 3.2: Пример значений эффективности для всех комбинаций детектора №3 со стрипами и нейтронов разных энергий.

3.2 Анализ полученных данных

Все полученные значения эффективностей лежат в диапазоне от 0.1 до 0.25. Такой большой разброс объясняется, с одной стороны, сложной

зависимостью эффективности от энергии нейтрона, а с другой, большой разницей в энергиях нейтронов, по-разному рассеявшихся на ядре атома ^{12}C . Так, если на рисунке 3.2 значение эффективности для нейтронов, рассеявшихся на 3 возбуждённом состоянии (синяя кривая) было порядка значения эффективности для упругого (розовая), то для 14 детектора (рис. 3.3) видно, что это не так, и оно сильно отличается от остальных. Это связано с тем, что энергия нейтронов этого уровня близка к пороговой.

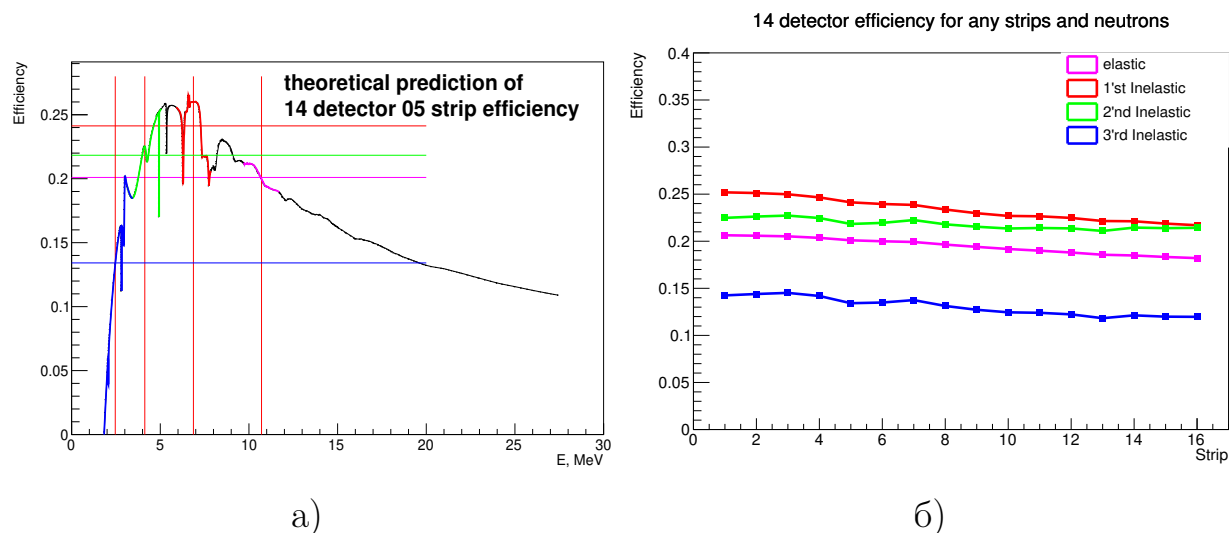


Рис. 3.3: а) Зависимость эффективности нейтронного детектора от энергии для комбинации детектор № 14, 5 стрип , б) Значения эффективности для этого же детектора для разных стрипов и нейтронов соответствующих энергий.

Также, стоит отметить, что формула 2.1 подразумевает тот факт, что нейтрон регистрируется только при взаимодействии с водородом, входящим в состав пластикового сцинтиллятора, и не регистрируется при взаимодействии с углеродом. На самом деле, это сильное допущение, которое, однако, в рамках данной работы не ставилось под сомнение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы были обработаны данные эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов с энергией 14.1 МэВ на мишени ^{12}C в круговой геометрии нейтронных детекторов. На основе этих данных проведена энергетическая калибровка 20 детекторов, и получены значения их пороговой энергии. Построены зависимости эффективности детекторов в их комбинации с X-стрипами α - детектора. Получены усреднённые по энергии значения эффективности для данных комбинаций и нейтронов разной энергии, налетающих в детекторы под соответствующими углами. Полученные значения эффективностей нейтронных детекторов для различных энергий в дальнейшем могут использоваться при определении дифференциальных сечений рассеяния нейтронов с энергией 14.1 МэВ на ядрах углерода.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность научному руководителю Третьяковой Татьяне Юрьевне и научному консультанту Грозданову Димитъру Николову за неоценимую помощь, консультации и наставления по ходу написания этой работы.

Хочется выразить признательность международному коллективу Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка Объединенного Института Ядерных Исследований (ЛНФ ОИЯИ, Дубна) и коллаборации TANGRA (TAGged Neutrons and Gamma Rays), эксперименту которой и посвящен данная дипломная работа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Valkovic. 14 MeV Neutrons. Physics and Applications. CRC Press, New York. 2015.
2. Chadwick J. The existence of a neutron // Proc. R. Soc. London A. 1932. Vol. 136, no. 830. P. 692—708.
3. Feshbach H. The Optical Model and Its Justification // Annu. Rev. Nucl. Sci. 1958. Vol. 8, no. 1. P. 49—104. eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.08.120158.000405>.
4. Altstadt E., Beckert C., Freiesleben H. et al. A photo neutron source for time-of-flight measurements at the radiation source ELBE // Ann Nucl Energy. 2007. Vol. 34, no. 1/2. P. 36—50.
5. Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. Sect. A- 2010. Vol. 618. P. 54—68.
6. Е.С.Гришняев ГЕНЕРАТОР БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ДЕТЕКТОРОВ СЛАБОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ, Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук, Новосибирск, 2016.
7. Grieken R., Speecke A., Hoste J. Simultaneous determination of silicon and phosphorus in cast iron by 14 MeV neutron activation analysis // Journal of Radioanalytical Chemistry. 1970. Vol. 6, no. 2. P. 385—398.
8. Пластиковый сцинтиллятор EJ-200, <https://eljentechnology.com/products/plastic-scintillators/ej-200-ej-204-ej-208-ej-212>
9. ФЭУ ETL 9821KFLB, <https://et-enterprises.com/products/photomultipliers/product-series>

10. Knoll, G. F. 1979. Radiation detection and Measurement. John WileySons, Hoboken, New Jersey, USA.
11. Mubarakmand S. and Anwar M. 1971. 'Neutron detection efficiency of an organic scintillator. Nuclear Instruments and Methods 93: 515-518.
12. О.Ф. Немец, Ю.В.Гофман, Справочник по ядерной физике, Киев, Наукова думка , 1975.