

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ В  
ЭКСПЕРИМЕНТЕ DARKSIDE

Студент \_\_\_\_\_ Д. А. Чмыхало  
Научный руководитель,  
старший преподаватель \_\_\_\_\_ И. Н. Мачулин

Москва 2022

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>1 Эксперимент Darkside</b>	<b>4</b>
<b>2 Космогенный фон: мюоны</b>	<b>8</b>
<b>3 Аналитический расчет</b>	<b>10</b>
3.1 Расчет времени диффузии и длины диффузии теплового нейтрона в жидком аргоне . . . . .	10
3.2 Расчет времени жизни и длины замедления нейтрона с энергией 2,5 МэВ в жидком аргоне . . . . .	13
<b>4 Моделирование нейтронов в жидком аргоне</b>	<b>16</b>
4.1 Модель эксперимента в Geant4 . . . . .	16
4.2 Результаты расчета в программе . . . . .	17
4.3 Расчет в Geant4 и сравнение с аналитическим расчетом . . . . .	20
<b>5 Заключение</b>	<b>21</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>22</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Согласно опубликованным в марте 2013 года данным наблюдений космической обсерватории «Планк», интерпретированным с учётом стандартной космологической модели  $\Lambda$ CDM, наблюдаемая Вселенная состоит на 4,9 % из барионной материи, на 26,8 % из тёмной материи и на 68,3 % из тёмной энергии. Таким образом, Вселенная на 95,1 % состоит из тёмной материи и тёмной энергии [1].

Состав и природа тёмной материи на настоящий момент неизвестны. В рамках общепринятой космологической модели наиболее вероятной считается модель холодной тёмной материи. Несмотря на активные поиски, экспериментально частицы темной материи пока не обнаружены. В связи с этим фактом, задача по поиску частиц тёмной материи на настоящий момент является особенно актуальной.

Присутствие тёмной материи наблюдается по создаваемым ею гравитационным эффектам. Наиболее убедительными экспериментальными фактами существования тёмной материи, полученными из космических наблюдений, являются: обнаружение гравитационного линзирования далеких галактик скоплениями галактик, расположенными перед ними и результаты измерения скоростей слоёв гало, для звезд в спиральных галактиках. В зависимости от класса предполагаемых частиц тёмной материи, можно ожидать, что гравитационное взаимодействие будет для этих частиц не единственным.

Так как в настоящий момент отсутствует чёткое понимание свойств тёмной материи, ввиду множества интерпретаций, во всех исследовательских работах, как правило, заранее оговаривается рассматриваемый класс частиц служащий кандидатом на роль тёмной материи. Наиболее популярной и активно рассматриваемой в настоящее время гипотезой являются частицы с массой в диапазоне 1 ГэВ – 1 ТэВ, слабо взаимодействующих с обычной материей, так называемые частицы WIMP (Weakly Interacting Massive Particles).

Привлекательность данного типа частиц в качестве кандидатов на небарионную тёмную материю обусловлена в первую очередь тем, что согласно стандартным космологическим предположениям, их тепловая реликтовая распространённость естественным образом совпадает с той, которая требуется для тёмной материи. Слабое взаимодействие с материей может быть достаточным для того, чтобы они могли быть обнаружены в прямых экспериментах.

Прямой поиск слабовзаимодействующих реликтовых тяжелых частиц ведется в экспериментах, нацеленных на регистрацию энерговыделения, вызванного возможным рассеянием тяжелой реликтовой частицы на ядре вещества детектора [2].

# 1. ЭКСПЕРИМЕНТ DARKSIDE

Поиски темной материи на данный момент ведутся несколькими коллаборациями, в частности, к ним относится и DarkSide. В настоящее время на установках коллаборации DarkSide ведутся поиски частиц темной материи, которые считаются наиболее вероятными кандидатами на эту роль, а именно, вимпов. Darkside – международный экспериментальный проект по прямому детектированию частиц темной материи, основанный на радиочистом аргоне.

Основная цель программы DarkSide – обнаружение редких ядерных упругих столкновений с гипотетическими частицами холодной темной материи (WIMP). Настоящий детектор DarkSide-50 (рис. 1.1), расположенный в Лаборатории Гран Сассо (LNGS), представляет собой двухфазную время-проекционную камеру (TPC), заполненную 50 тоннами сверхчистого жидкого аргона, извлеченного из подземных источников. Это сделано потому, что в аргоне, который можно получить из атмосферного воздуха, содержится изотоп  $\text{Ar}^{39}$ , который усиливает радиоактивный фон. Внутренний детектор содержит активный объем  $\text{LAr}$ , который просматривается массивами кремниевых фотоумножителей (ФЭУ) сверху и снизу. Внутренние поверхности активного объема покрыты напыленной в вакууме тонкой пленкой из тетрафенилбутадиена (TPB), сдвигающего длину волны (WLS), который смещает первичную УФ-сцинтилляцию (S1) 128 нм в свет, видимый ФЭУ. Для обнаружения ионизации DarkSide использует двухфазную конфигурацию TPC, которая содержит небольшую область газообразного аргона над большей областью жидкого аргона. Равномерное электрическое поле создается «полевой сеткой», состоящей из катодной плоскости, формирующей поле колец и вытяжной сетки. Это однородное поле перемещает ионизационные электроны вверх к поверхности жидкости. Там коллинеарное электрическое поле извлекает электроны в газовую фазу, где они производят вторичные сцинтилляционные фотоны (S2) с помощью процесса, называемого «электролюминесценцией» (EL). Результирующие вторичные

фотоны регистрируются кремниевыми ФЭУ как задержанное совпадение относительно первичного сцинтилляционного сигнала.

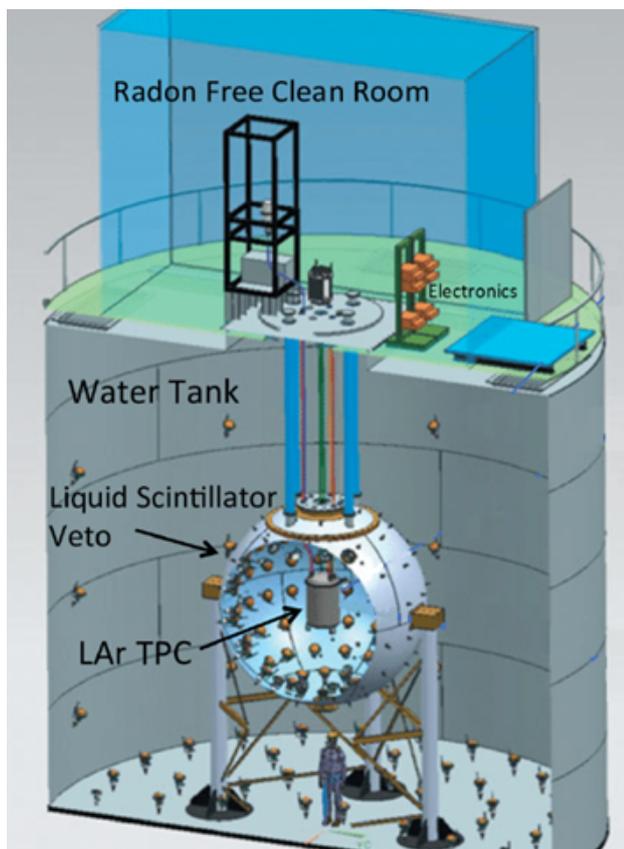


Рисунок 1.1 — Конструкция детектора DarkSide-50

Для подавления фона время-проекционные камеры окружают активные вето нейтронов и мюонов. Одной из ключевых особенностей аргона является способность различать отдачу электронов и ядер, используя различные формы сигналов [3].

LAr TPC позволяет точно локализовать события в трех координатах. Поскольку диффузия во время длительного дрейфа в плотных благородных жидкостях незначительна, время задержки (дрейфа) между сигналами S1 и S2 точно определяет вертикальное положение каждого события с точностью до миллиметра. Распределение света по матрице верхнего фотодетектора дает горизонтальное положение с точностью до сантиметра. TPC расположена внутри криостата из нержавеющей стали, заполненного атмосферным аргоном и окружена нейтронным вето для уменьшения уровня нейтронно-индуцированного фона

Прямое детектирование частиц темной должно происходить следующим образом: частица темной материи, летящая сквозь Землю, испытывает

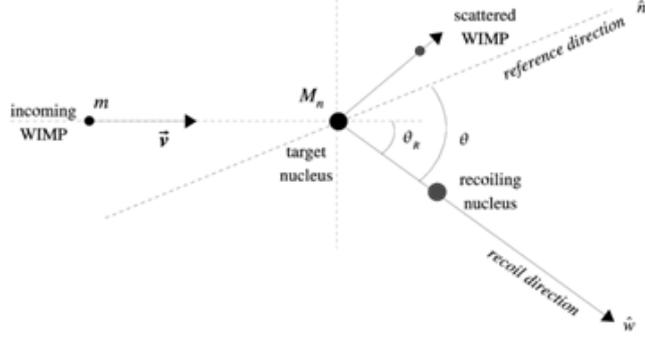


Рисунок 1.2 — Взаимодействие WIMP с ядром мишени

рассеяние на ядрах рабочего вещества детектора, расположенном под землей. Ядро, на котором, произошло рассеяние приобретает энергию отдачи. Если эта энергия отдачи достаточно велика, возможно будет обнаружить рассеянную частицу, и по ее кинематике сделать вывод о свойствах частицы (рис. 1.2).

Если частица темной материи рассеивается на ядре с массой  $m_N$ , то энергия отдачи будет равна:

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} \approx 50 \text{ кэВ} \left( \frac{m_X}{100 \text{ ГэВ}} \right)^2 \frac{100 \text{ ГэВ}}{m_N}, \quad (1.1)$$

где  $q \sim m_X v$  - изменение импульса при столкновении,  $v \sim 10^{-3}$  - скорость входящей частицы.

Кинетическая энергия налетающей частицы с массой 100 ГэВ составляет приблизительно 10 кэВ, что намного меньше энергии связи атомов мишени. В результате, нужно рассматривать только рассеяние частицы темной материи от ядра в целом. В экспериментах с аргоном энергетический порог составляет около 30 кэВ, поэтому согласно (2.1) детектор оптимален для обнаружения частиц темной материи с массой приблизительно 100 ГэВ, где энергия отдачи порядка десятков КэВ.

Ионизирующее излучение в жидких благородных газах приводит к образованию нестабильное химическое соединение инертных газов в синглетном или триплетном состояниях, которые распадаются до основного состояния с характерным быстрым и медленным временем жизни. Синглетные и триплетные состояния возникают с различной амплитудой в зависимости от ионизирующего излучения. Кроме того, явление рекомбина-

ции, эффективно трансформирующее ионизацию в сцинтилляцию, зависит от плотности ионизации в среде. На основе этих свойств было показано, что относительную долю сцинтилляции и ионизации и временную структуру аргонового сцинтилляционного света можно использовать для различения ядерных отдач на фоне  $\gamma$  и электронов, которые попадают в чувствительную область детектора.

Следующим этапом проекта DarkSide станет новый детектор DarkSide-20k (рис. 1.3) с массой аргона на уровне 50 тонн. Сцинтилляционный сигнал в аргоне будет регистрироваться криогенными кремниевыми фотоумножителями (SiPM). Активное veto DS-20k будет использовать 300 т жидкого Ar, содержащегося в корпусе с шириной 10 см, окружающим проекционные камеры [4].

Количество очищенного аргона, необходимое для заполнения детектора, будет извлекаться в Колорадо, как это было сделано для DarkSide-50, с использованием модернизированной экстракционной установки. Затем добытый аргон будет очищен с использованием ректификационной колонны. [5]

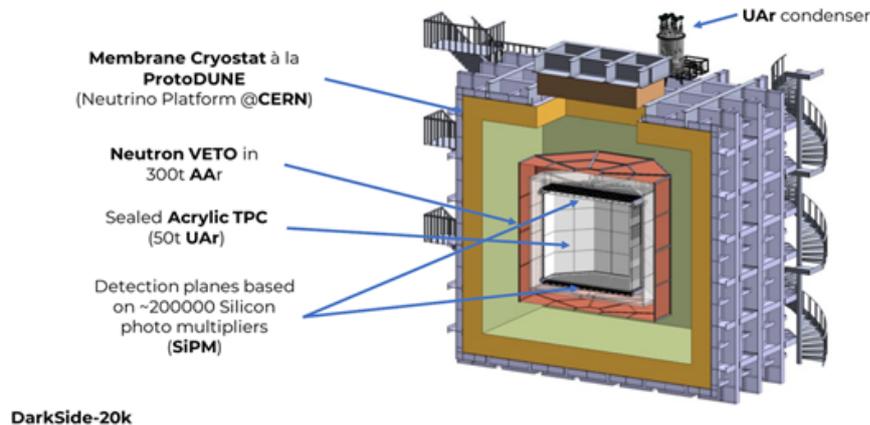


Рисунок 1.3 — Конструкция детектора DarkSide-20k

## 2. КОСМОГЕННЫЙ ФОН: МЮОНЫ

Мюоны - основная компонента космических лучей на поверхности Земли и под землей. Энергетический спектр и угловое распределение мюонов в атмосфере связаны как с основными характеристиками первичного космического излучения - энергетическим спектром и массовым составом, так и с механизмами их генерации.

Поток мюонов формируется в результате распадов заряженных мезонов (большой частью пионов и каонов), образующихся при взаимодействии частиц первичных космических лучей с ядрами атомов воздуха и последующем развитии каскадов ядерно-электромагнитных каскадов (широких атмосферных ливней).[6]

Детектор DarkSide20k будет размещен глубоко под землей (3800 м водного эквивалента) в зале С (где располагался эксперимент Bogerino) Национальной лаборатории Гран-Сассо (LNGS, Италия), где поток космических мюонов подавлен примерно на шесть порядков. Несмотря на большой коэффициент ослабления, остаточные мюоны составляют важный источник фона для обнаружения частиц темной материи. Например, они производят нейтроны или радиоактивные изотопы в результате реакций расщепления в материалах мишеней, что мешает отличать произведенные ими сигналы, от сигналов интересующих нас событий.[7]

Поток первичных космических мюонов, приходящий к поверхности Земли ( $6,5 \cdot 10^5 \mu / (m^2 \cdot h)$ ) сильно ослабляется при проникновении в гору над детектором примерно в  $10^6$  раз. Защита горы эквивалентна примерно 3800 м воды. Таким образом, средняя энергия мюонов непосредственно в лаборатории составляет около 280 ГэВ по сравнению с примерно 1 ГэВ на поверхности, поскольку мюоны с меньшими энергиями, падающие на поверхность, поглощаются, и спектр становится более жестким (рис. 2.1).

Понимание и смягчение фона, вызванного мюонами, имеет большое значение для всех исследований редких процессов. В большинстве подземных экспериментов с редкими событиями мюоны и продукты их расщеп-

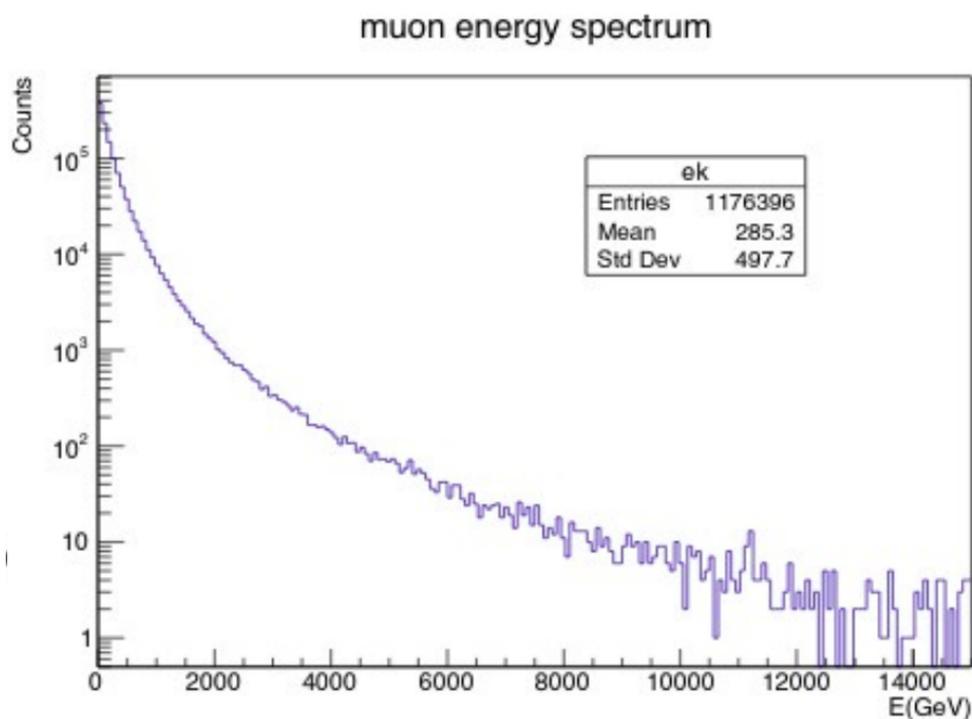


Рисунок 2.1 — Энергетический спектр мюонов

ления составляют серьезный источник фона.

Нейтроны, образующиеся в результате взаимодействия космических мюонов или возникающие от радиационного загрязнения компонентов детектора, играют большую роль в создании фона для подземных детекторов при поиске редких событий. Такие нейтроны могут вносить значительный вклад в фон установки, так как от них особенно трудно защититься и обнаружить. Поскольку имеющиеся данные немногочисленны и плохо документированы, необходимо использовать имитационные исследования для проектирования защиты экранов и прогнозирования уровней фона в установке.

Так, например, в результате взаимодействия мюонов с веществом детектора могут накапливаться радиоактивные изотопы, вносящие вклад в негативный фон. Самыми опасными являются  $\beta$ - $n$  изотопы, при распаде которых происходит эмиссия нейтронов. Эти нейтроны упруго рассеиваются на ядрах мишени детектора, тем самым имитируя частицы WIMP. Поэтому необходимо понимать, как ведут себя нейтроны, попадая в объем детектора, чтобы в дальнейшем, обладая необходимыми данными, вносить улучшения в систему регистрации событий или снижения фона.

## 3. АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

При проведении поиска редких процессов, как уже было сказано, важной задачей является учет вклада нейтронов в общий результат измерений. Поэтому была поставлена задача найти аналитически:

- Время жизни (диффузии) теплового нейтрона в жидком аргоне (при температуре жидкого азота), длину диффузии.
- Время жизни нейтрона с энергией 2,5 МэВ, длину замедления.

### 3.1. РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ДИФФУЗИИ И ДЛИНЫ ДИФФУЗИИ ТЕПЛООВОГО НЕЙТРОНА ЖИДКОМ АРГОНЕ

Найдем сначала время жизни (диффузии) нейтрона в воде, чтобы проверить соответствует ли результат расчетных формул действительности, приняв  $v = 2200$  м/с,  $\sigma_a = 0,332$  барн,  $\rho_{H_2O} = 1$  г/см<sup>3</sup>:

$$\begin{aligned} t_{\text{диф}} &= \frac{1}{v\Sigma_a} = \frac{1}{2vn\sigma_a} = \frac{M_{H_2O}}{2v\rho_{H_2O}N_a\sigma_a} \\ &= \frac{18}{2200 \cdot 10^2 \cdot 1 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 2 \cdot 0,332 \cdot 10^{-24}} \\ &= 204,7 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 204,68 \text{ мкс}, \end{aligned} \tag{3.1}$$

где  $v$  - скорость стандартизованного нейтрона,  $\sigma_a$  - микроскопическое сечение поглощения,  $\rho_{H_2O}$  - плотность,  $M_{H_2O}$  - молярная масса.

Согласно табличным данным время диффузии теплового нейтрона с энергией  $E = 0,025$  эВ составляет 210 мкс, т.е. полученный результат соответствует действительности и приведенные формулы подходят для расчета.

Теперь найдем время диффузии в жидком аргоне, находящемся при

температуре жидкого азота, приняв  $\sigma_a = 0,664$  барн,  $\rho_{Ar} = 1,392$  г/см<sup>3</sup>:

$$\begin{aligned} t_{\text{диф}} &= \frac{1}{v\Sigma_a} = \frac{1}{vn\sigma_a} = \frac{M_{Ar}}{v\rho_{Ar}N_a\sigma_a} \\ &= \frac{40}{2200 \cdot 10^2 \cdot 1,392 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,664 \cdot 10^{-24}} \\ &= 326,7 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 326,76 \text{ мкс.} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Найдём длину диффузии (L). Длина диффузии определяется как:

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (3.3)$$

где  $D = \frac{1}{3\Sigma_{tr}}$  - коэффициент диффузии, для среды с поглощением  $\Sigma_{tr} = \Sigma_{str} + \Sigma_a$ .

По физическому смыслу квадрат длины диффузии определяется как 1/6 среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон от точки, где он стал тепловым до точки поглощения.

$\lambda_a$  - длина свободного пробега до поглощения, связана с  $\Sigma_a$  как  $\lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a}$ . Таким же образом связаны  $\lambda_{str}$  (средний путь, проходимый нейтроном в первоначальном направлении после бесконечного числа рассеяний) с  $\Sigma_{str}$ ,  $\lambda_{tr}$  (транспортная длина, среднее удаление нейтрона в направлении первоначального движения) с  $\Sigma_{tr}$  и  $\lambda_s$  (длина свободного пробега до рассеяния) с  $\Sigma_s$ .

$\lambda_{str}$  определяются следующим выражением:

$$\lambda_{str} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\theta}, \quad (3.4)$$

где  $\cos\theta$  - средний косинус угла рассеяния.

Для изотропных сред  $\cos\theta = 0$  (приблизительно жидкий аргон можно принять как изотропную среду), следовательно  $\lambda_{str} = \lambda_s$ .

Таким образом:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s + \Sigma_a. \quad (3.5)$$

Тогда подставляя всё в формулу для длины диффузии получаем:

$$L = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a\Sigma_{tr}}} = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}}. \quad (3.6)$$

Для  $\text{Ar}^{40}$   $\sigma_a = 0,664$  барн,  $\sigma_s = 0,655$  барн. Тогда  $\Sigma_a$  и  $\Sigma_s$  соответственно равны  $n\sigma_{aAr}$  и  $n\sigma_{sAr}$ .

Для воды:  $\sigma_a = 0,332$  барн,  $\sigma_s = 30,19$  барн для водорода и  $\sigma_s = 3,915$  барн для кислорода.  $\Sigma_a = \Sigma_a = 2n\sigma_{aH}$ ,  $\Sigma_s = \Sigma_{sH} + \Sigma_{sO} = 2n\sigma_{sH} + n\sigma_{sO}$ .

Найдем сначала длину диффузии в воде:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}} = \sqrt{\frac{1}{3 \cdot 2n\sigma_{aH}(2n\sigma_{aH} + 2n\sigma_{sH} + n\sigma_{sO})}} \\ &= \frac{M_{H_2O}}{\rho_{H_2O}N_a} \sqrt{\frac{1}{6\sigma_{aH}(2\sigma_{aH} + 2\sigma_{sH} + \sigma_{sO})}} \\ &= \frac{18}{1 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-24}} \sqrt{\frac{1}{6 \cdot 0,332 \cdot (2 \cdot 0,332 + 2 \cdot 30,19 + 3,915)}} \\ &= 2,63 \text{ см.} \end{aligned} \quad (3.7)$$

В табличных данных фигурирует значение 2,7 см, следовательно расчетные формулы можно применить для жидкого аргона.

Теперь найдем длину диффузии в жидком аргоне:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}} = \frac{M_{Ar}}{\rho_{Ar}N_a} \sqrt{\frac{1}{3\sigma_a(\sigma_a + \sigma_s)}} \\ &= \frac{40}{1,392 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-24}} \sqrt{\frac{1}{3 \cdot 0,664 \cdot (0,664 + 0,655)}} \\ &= 29,45 \text{ см.} \end{aligned} \quad (3.8)$$

## 3.2. РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ДЛИНЫ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНА С ЭНЕРГИЕЙ 2,5 МЭВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ

Время замедления нейтрона с энергии  $E_f$  до энергии  $E$  определяется следующим выражением:

$$t_3(E_f \rightarrow E) = \frac{2}{\xi \Sigma_s v}, \quad (3.9)$$

где  $E_f$  - начальная энергия быстрого нейтрона,  $E$  - энергия, до которой происходит замедление,  $\xi$  - средняя логарифмическая потеря энергии в одном столкновении,  $\Sigma_s$  - макроскопическое сечение рассеяния.

Теория возраста к водородосодержащим средам плохо применима, поэтому для проверки используемых формул найдем время замедления и длину замедления для углерода(графита).

Сначала найдём время замедления нейтрона с энергии  $E_f = 2,5$  МэВ до  $E = 0,025$  эВ в углероде(графите), приняв  $\xi = 0,158$ ,  $\sigma_{aC} = 0,0039$  барн,  $\sigma_{sC} = 4,75$  барн Тогда:

$$\begin{aligned} t_3(E_f \rightarrow E) &= \frac{2}{\xi n(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} = \frac{2M_C}{\xi \rho_C N_a(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} \\ &= \frac{2 \cdot 12}{0,158 \cdot 1,65 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-24}(0,0039 + 4,75) \cdot 2200 \cdot 10^2} \\ &= 146,3 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 146,22 \text{ мкс.} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Данный результат хорошо согласуется с табличными данными.

Теперь найдем время замедления в аргоне ( $\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} = 0,0492$ ), принимаем среднее  $\sigma_s = 2,3$  барн:

$$\begin{aligned}
t_3(E_f \rightarrow E) &= \frac{2}{\xi n \sigma_{s_{Ar}}} = \frac{2M_{Ar}}{\xi \rho_{Ar} N_a \sigma_{s_{Ar}} v} \\
&= \frac{2 \cdot 40}{0,0492 \cdot 1,392 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-24} \cdot 2,3 \cdot 2200 \cdot 10^2} = 0,0038348 \text{ с.}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Таким образом время жизни нейтрона, равное  $t = t_{\text{диф}} + t_3$ , для аргона составляет:  $t = 0,0038348 \text{ с} + 0,00032676 \text{ с} = 0,0041617 \text{ с} = 4161,56 \text{ мкс}$ .

Время жизни нейтрона в аргоне превосходит время жизни в воде (0,00021 с) ввиду малой среднелогарифмической потери ( $\xi = 0,0492$ ), а также малого сечения рассеяния.

Возраст нейтронов есть  $1/6$  среднего квадрата расстояния по прямой, на которое смещается нейтрон в процессе замедления от нулевого возраста до  $\tau$ . Возраст  $\tau$  определяет миграцию нейтронов в процессе замедления, т.е. играет для замедляющихся нейтронов ту же роль, что квадрат длины диффузии  $L^2$  для тепловых [8].

Величина  $\sqrt{\tau}$  носит название длины замедления.

Теперь найдем длину замедления:

$$\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} = \sqrt{\frac{1}{3\xi\Sigma_s\Sigma_{tr}} \ln \frac{E_f}{E}} \tag{3.12}$$

Ввиду того что, как уже было сказано, теория возраста к водородосодержащим средам плохо применима, поиск возраста нейтрона (длины замедления) для воды через данную формулу приведет к некорректным результатам (ввиду большого значения  $\xi$  и имеющейся выраженной зависимости сечений от энергии в тепловых областях).

Поэтому проверку опять же проведем для углерода.

Найдем длину замедления нейтронов с энергии  $E_f = 2,5 \text{ МэВ}$  до  $E = 0,025 \text{ эВ}$  в углероде, используя (3.12):

$$\begin{aligned}
\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} &= \sqrt{\frac{1}{3\xi\Sigma_s(\Sigma_a + \Sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} = \sqrt{\frac{M_C^2}{3\xi\rho_C^2 N_a^2 \sigma_s(\sigma_a + \sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} \\
&= \sqrt{\frac{12^2}{3 \cdot 0,158 \cdot 1,65^2 \cdot 6,02^2 \cdot (10^{23})^2 \cdot (10^{-24})^2 \cdot 4,75 \cdot (4,75 + 0,0039)}} \ln 10^8 \\
&= 16,49 \text{ см.}
\end{aligned}$$

Данный результат согласуется с табличными данными.

Теперь найдем длину замедления в аргоне (приняв среднее  $\sigma_s = 2,3$  барн):

$$\begin{aligned}
\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} &= \sqrt{\frac{1}{3\xi\Sigma_s(\Sigma_a + \Sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} = \sqrt{\frac{M_{Ar}^2}{3\xi\rho_{Ar}^2 N_a^2 \sigma_s(\sigma_a + \sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} \\
&= \sqrt{\frac{40^2}{3 \cdot 0,0492 \cdot 1,392^2 \cdot 6,02^2 \cdot (10^{23})^2 \cdot (10^{-24})^2 \cdot 2,3 \cdot (2,3 + 0,664)}} \ln 10^8 \\
&= 204,24 \text{ см.}
\end{aligned}$$

## 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ

Космические мюоны, попадающие в детектор, производят быстрые нейтроны в результате различных процессов на ядрах аргона. Скорости нейтронов замедляются в сцинтилляторе за счет столкновений с ядрами аргона до тепловых энергий. Этот процесс происходит в течение нескольких десятков нс. Следовательно, сигналы от ионизации из-за ядер отдачи не могут быть отделены от гораздо более сильного светового излучения падающего мюона. По этой же причине не видны и захваты быстрых нейтронов.

Поэтому, следующим этапом необходимо было провести моделирование объема детектора с целью расчета важных характеристик, необходимых для лучшего понимания процессов, происходящий при прохождении космическими мюонами через объем детектора и при дальнейшем рождении нейтронов, вызванных реакциями, порожденными прохождением мюонов.

### 4.1. МОДЕЛЬ ЭКСПЕРИМЕНТА В GEANT4

В ходе работы была написана программа в пакете Geant4 по моделированию прохождения космических мюонов через объем детектора и дальнейшей регистрации нейтронов, появившихся в результате реакций, вызванных космическими мюонами.

Геометрия расчетной модели детектора представляет из себя цилиндр, заполненный жидким аргоном, с диаметром и высотой 14 метров (рис.4.1).

В результате, в программе был произведен расчет числа рожденных нейтронов, приходящихся на единицу длины пробега мюона, был построен энергетический спектр нейтронов, а так же было построено распределение по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона.

Также в программе были посчитаны те параметры, которые найдены в рамках аналитического расчета. Результаты сравнения разных методов будут приведены ниже.

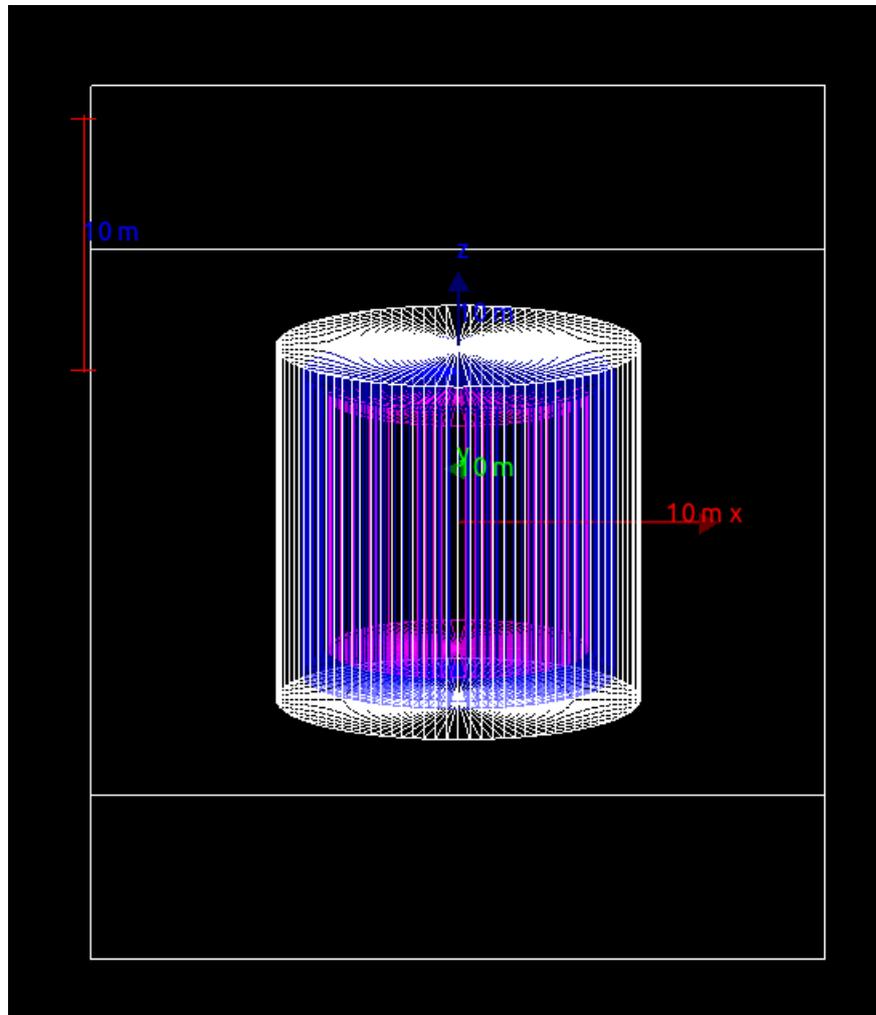


Рисунок 4.1 — Геометрия модели детектора

## 4.2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА В ПРОГРАММЕ

Для расчета среднего числа рожденных нейтронов на единицу длины пробега мюона было разыграно  $N_\mu = 10000$  мюонов. Результат прохождения мюонов представлен на рисунке 4.2. Всего было зарегистрировано  $N = 145023$  нейтрона.

Из графика видно, что количество нейтронов, рожденных проходящим через объем детектора мюоном сильно отличается от события к собы-

тию. То есть, можно ожидать событие, при котором мюон пролетит через объем детектора не вызвав никаких реакций, сопровождающихся рождением нейтронов, а можно наблюдать всплеск числа нейтронов, сопровождающихся каскадами рожденных частиц при прохождении того же мюона. На основании полученных данных было подсчитано среднее число рожденных нейтронов на единицу длины пробега мюона:  $N_n = \frac{N}{N_\mu L_\mu} = 0,725 \pm 0,014$  neutrons/m. Данные вычисления важны тем, что потом, опираясь на эти цифры, нужно будет выработать критерии для подавления нейтронов космического происхождения.

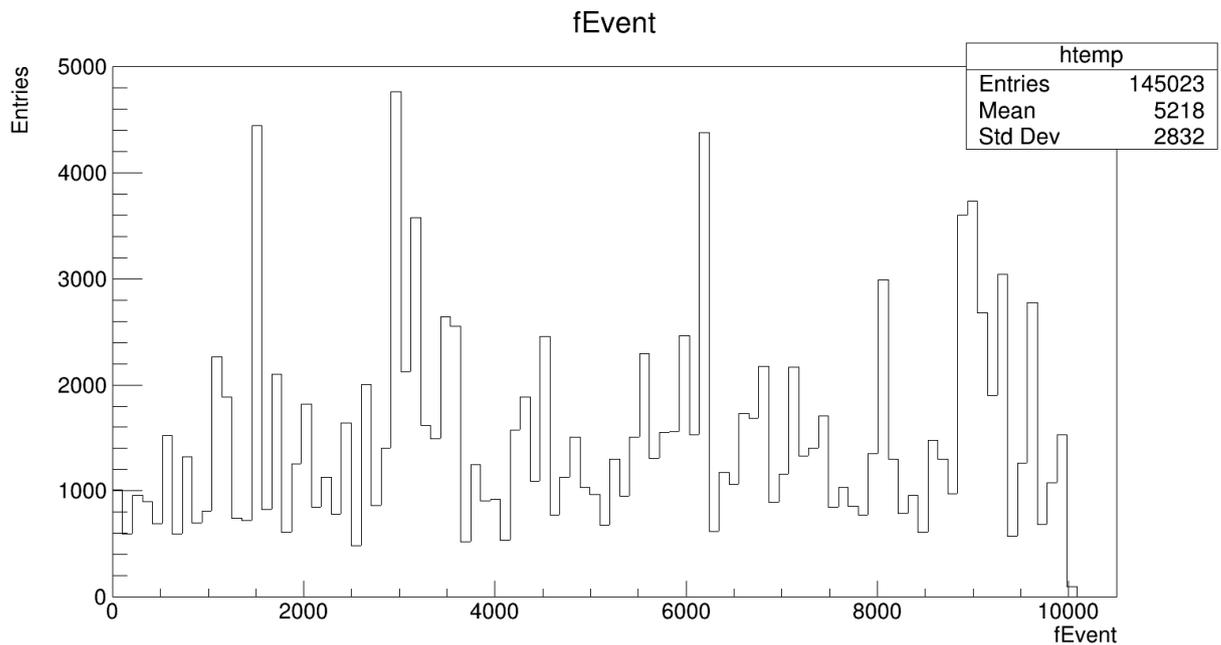


Рисунок 4.2 — Распределение числа рожденных нейтронов по событиям

Так же, в ходе расчета в программе был получен предполагаемый спектр нейтронов, рожденных при прохождении мюона через объем детектора (рис. 4.3). Как можно заметить, в результате рождаются быстрые нейтроны со средней кинетической энергией на уровне  $18,7 \pm 5,6$  МэВ.

В ходе работы было построено распределение нейтронов по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона (рис. 4.4). Так, среднее кратчайшее расстояние получилось равным  $\lambda_{short} = 865,7 \pm 155,8$  мм. Данное распределение важно тем, что нам нужно понимать, как далеко распространяются нейтроны в объеме детектора.

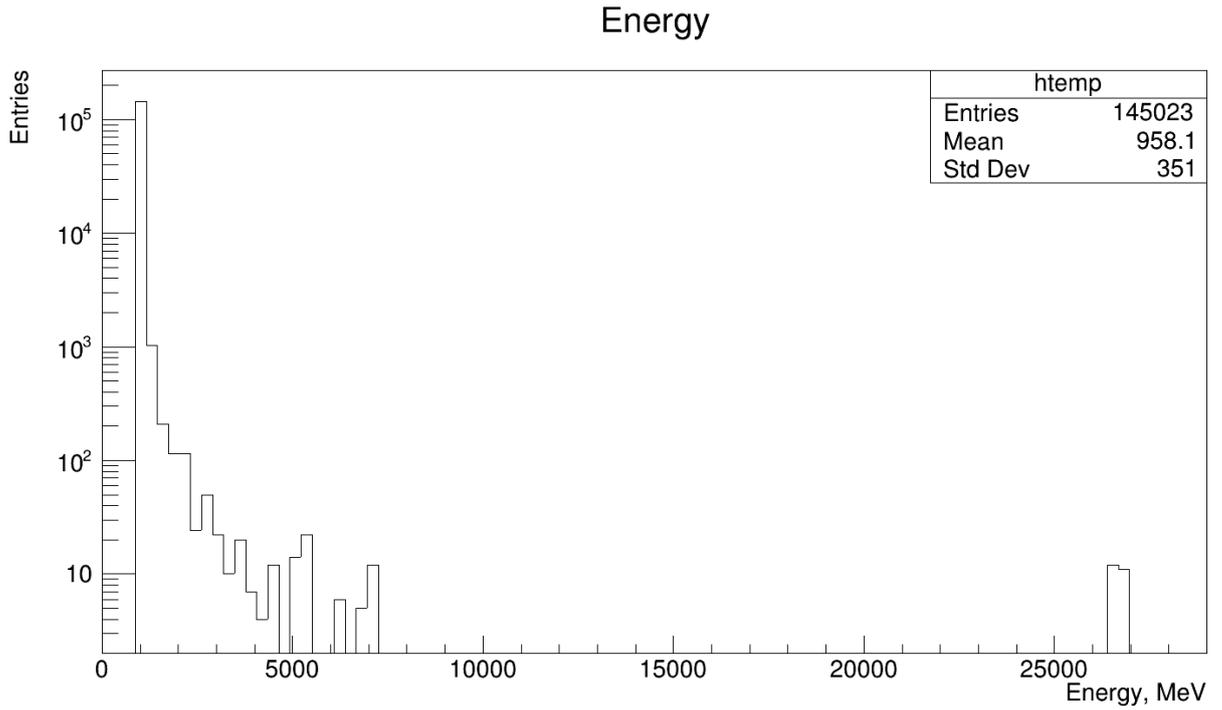


Рисунок 4.3 — Энергетический спектр рожденных нейтронов

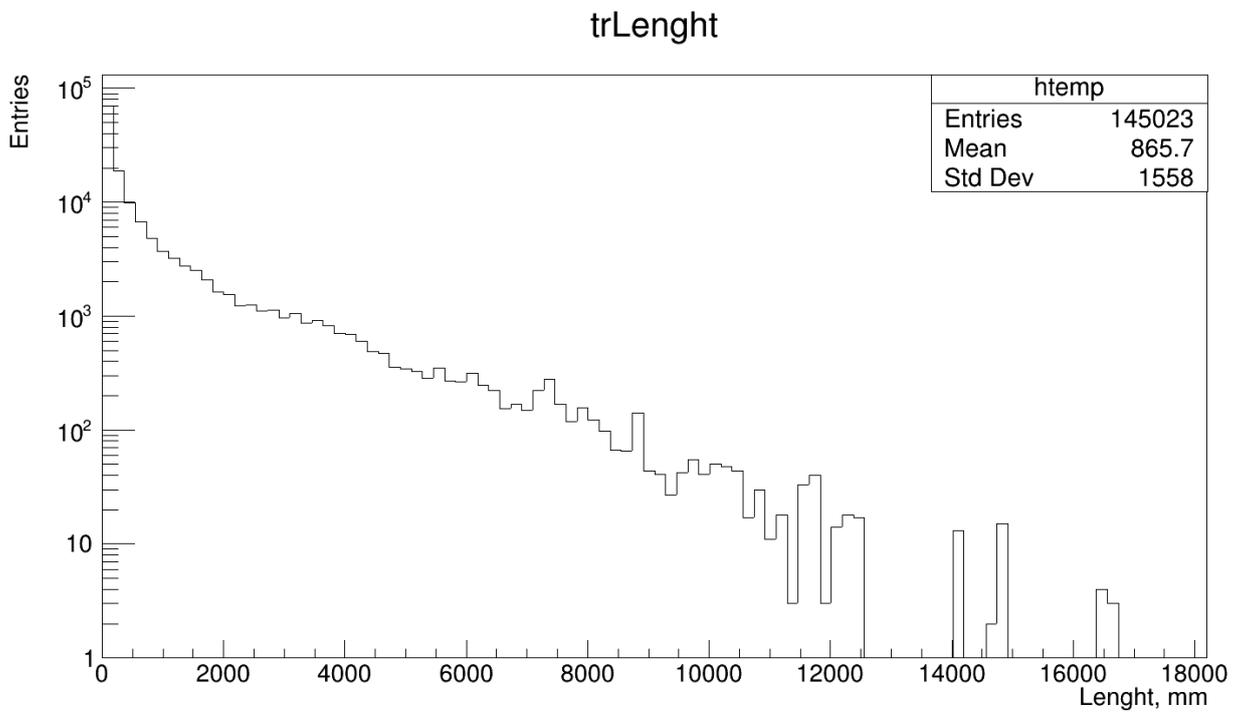


Рисунок 4.4 — Распределение кратчайшего расстояния от точки радиационного захвата нейтрона до трека родительского мюона

## 4.3. РАСЧЕТ В GEANT4 И СРАВНЕНИЕ С АНАЛИТИЧЕСКИМ РАСЧЕТОМ

В результате моделирования  $10^5$  нейтронов с энергией 0,025 эВ был произведен подсчет среднего времени диффузии и средней длины диффузии теплового нейтрона в жидком аргоне. Также, смоделировав  $10^5$  нейтронов с энергией 2,5 МэВ было рассчитано среднее время жизни и средняя длина замедления нейтрона в жидком аргоне. Результаты были занесены в сравнительную таблицу таблица 4.1.

Таблица 4.1 — Сравнение полученных результатов

	Аналитический расчет	Расчет в Geant4
Время диффузии, мкс	326,76	$330,87 \pm 2,75$
Длина диффузии, см	29,45	$30,94 \pm 0,67$
Время жизни, мкс	4161,56	$4017,61 \pm 4,76$
Длина замедления, см	204,24	$187,18 \pm 1,34$

Сравнивая полученные результаты, можно сказать, что результаты, полученные путем аналитического расчета и расчета в Geant4, для времени диффузии, длины диффузии согласуются хорошо. Для времени жизни и длины замедления результаты уже имеют некоторое отличие, но тем не менее значительного расхождения не наблюдается. Это можно объяснить тем, что при аналитическом расчете проводилось усреднение по сечению для удобства расчетов из-за наличия резонансов в области от 100 кэВ до 1,5 МэВ (рис. 4.5).

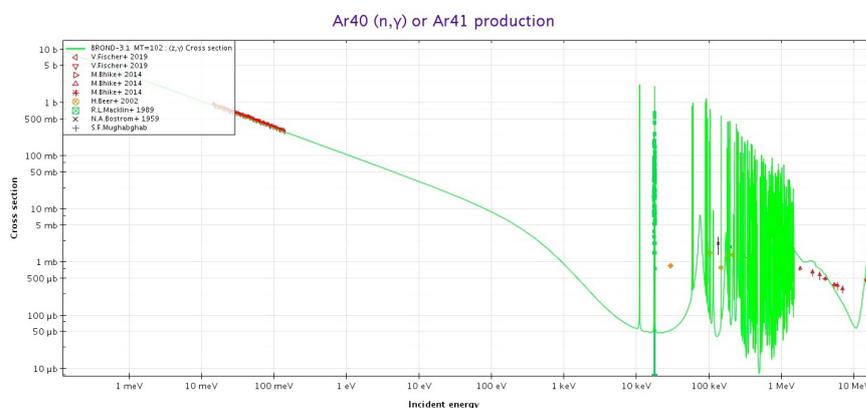


Рисунок 4.5 — Зависимость сечения захвата нейтрона от энергии его энергии

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы в ходе работы был произведен аналитический расчет нейтронных параметров для жидкого аргона, а именно: длина диффузии, время диффузии для тепловых нейтронов и время жизни, а также длина замедления для быстрых нейтронов. Для сравнения был произведен расчет данных параметров в программном пакете Geant4. Сравнение результатов показало, что расхождение между подходами незначительно. Также было смоделировано прохождение мюона через объем детектора с последующей регистрацией нейтронов, которые появились в результате взаимодействия мюона с ядрами аргона. Был произведен расчет важных параметров, которые затем помогут выработать критерии подавления фона в экспериментальной установке, а именно, было рассчитано число нейтронов, приходящихся на единицу длины мюона, оно составило  $N_n = 0,725 \pm 0,014$  neutrons/m. Был построен спектр этих нейтронов, ко всему прочему было построено распределение нейтронов по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона. Полученные результаты в дальнейшем понадобятся для моделирования полного объема детектора.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Vol. 13. — P. 12.
2. *Горбунов Д., Рубаков В.* Введение в теорию ранней Вселенной. — 2008. — С. 552.
3. DarkSide: Latest results and future perspectives // *Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica*. — 2019. — Vol. 4.
4. *Rignanesi L.* DarkSide-20k and the Direct Dark Matter Search with Liquid Argon. — 2020.
5. *Xiao X.* Development of Photosensor and Inner Detector in DarkSide-20k. — 2019.
6. *Петрухин А., Богданов А., Кокоулин Р.* Мюоны космических лучей высоких и сверхвысоких энергий // *Физика элементарных частиц и атомного ядра*. — 2018. — Т. 49, № 4. — С. 1124–1147.
7. Cosmogenic Backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth / G. Bellini [и др.] // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2013. — Т. 2013, № 08. — С. 049.
8. *Крючков Э., Юрова Л.* Теория переноса нейтронов. — 2007. — С. 272.