

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»

На правах рукописи

ЧМЫХАЛО ДМИТРИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Научный консультант,
с.н.с. ОФН, НИЦ "Курчатов-
ский институт"

_____ И. Н. Мачулин

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ

Студент	_____ Д. А. Чмыхало
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Е. А. Литвинович
Научный консультант, с.н.с. ОФН, НИЦ "Курчатов- ский институт"	_____ И. Н. Мачулин
Рецензент, к.ф.-м.н., с.н.с. НИИЯФ им. Д.В. Скобельцина МГУ им. Ло- моносова	_____ А. С. Чепурнов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1 Поиск частиц темной материи	7
1.1 WIMP как кандидат на роль частиц темной материи	7
1.2 Методика детектирования WIMP-частиц	8
2 Эксперимент DarkSide	13
2.1 Детекторы на основе благородных газов	13
2.2 Эксперимент DarkSide-20k	14
3 Происхождение нейтронов в подземных лабораториях	18
3.1 Космогенный фон: мюоны	19
3.2 Нейтроны, индуцированные мюонами	22
4 Аналитический расчет	24
4.1 Расчет времени диффузии и длины диффузии теплового нейтрона в жидком аргоне	24
4.2 Расчет времени жизни и длины замедления нейтрона с энергией 2,5 МэВ в жидком аргоне	26
4.3 Расчет в Geant4 и сравнение с аналитическим расчетом	28
5 Симуляция эксперимента в Geant4	30
5.1 Моделирование прохождения мюонов через жидкий аргон	30
5.2 Моделирование работы реального детектора DarkSide-20k	34
5.3 Расчет возможного количества вимп-имитирующих рассеяний нейтронов в детекторе DarkSide-20k	41
6 Заключение	44
Список использованных источников	45

ВВЕДЕНИЕ

Согласно данным наблюдений, полученным космической обсерваторией «Планк» в рамках стандартной космологической модели Λ CDM, наблюдаемая Вселенная состоит на 5% из барионной материи, на 27% из тёмной материи и на 68% из тёмной энергии. Таким образом, Вселенная почти на 95% состоит из тёмной материи и тёмной энергии [1].

Наиболее убедительными экспериментальными фактами существования темной материи, полученными из астрономических наблюдений, являются результаты измерения скоростей слоёв гало для звезд в спиральных галактиках (т.н. кривые вращения), а также обнаружение гравитационного линзирования далеких галактик скоплениями галактик, расположенными перед ними.

Сейчас в различных странах мира проводится множество экспериментов по поиску частиц темной материи. Несмотря на активные поиски, экспериментально частицы темной материи пока не были обнаружены. В связи с этим фактом, задача по поиску частиц тёмной материи на настоящий момент является особенно актуальной.

На данный момент предложено множество концепций, пытающихся объяснить природу тёмной материи. Каждая гипотеза имеет свои достоинства и недостатки, однако единого мнения на этот счет пока что не существует, поэтому вопрос состава и природы темной материи остается открытым и по сей день. Однако в рамках стандартной космологической модели Λ CDM большинство ученых склоняются к модели холодной темной материи.

Из предложенных концепций, самыми проработанными и отсюда наиболее вероятными кандидатами на роль темной материи являются следующие модели: аксионы, с массой порядка $\sim 10^{-9} - 10^{-2}$ эВ [2], слабо взаимодействующие массивные частицы WIMP – Weakly Interacting Massive Particles с предполагаемой массой от 2 ГэВ до 100 ТэВ [3], массивные компактные объекты гало – MACHOs ($\sim 10^{54}$ ГэВ)[4].

В настоящий момент наиболее серьезно прорабатываемой гипотезой яв-

ляется представление большей части небарионной ТМ в виде массивных частиц, очень слабо взаимодействующих с обычным веществом, а именно вимпов. Предполагается, что именно эти частицы образуют в основном гало галактик и скоплений галактик. И именно на поиске вимпов в настоящее время сосредоточена работа многих подземных детекторов, к которым относится и детектор DarkSide-20k.

Главная трудность в экспериментах по прямому детектированию частиц WIMP состоит в том, что их сечение взаимодействия очень мало (приведенное к протону, оно составляет $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ пб). Это предъявляет серьезные требования к условиям проведения эксперимента по поиску вимпов: радиоактивный фон, обусловленный распадами, содержащихся в земной коре радиоактивных нуклидов, а также фон от космических лучей, должен быть чрезвычайно низким, чтобы иметь возможность обнаруживать такие редкие процессы, как взаимодействие частиц темной материи с веществом. Такие условия обеспечиваются в специальных низкофонных подземных лабораториях, к числу которых относятся и Национальная лаборатория Гран-Сассо в Италии, где и будет запущен детектор DarkSide-20k. [5].

При проведении поиска редких процессов, важной задачей является учет вклада нейтронов в общий результат измерений, в частности нейтронов, вызванных космическими мюонами высокой энергии. Типичный поток нейтронов, вызванных мюонами, на три порядка меньше, чем поток нейтронов, вызванных естественной радиоактивностью, поэтому его очень трудно измерить, и в настоящее время он малоизвестен. Моделирование методом Монте-Карло предсказывает, что нейтроны, индуцированные мюонами, имеют жесткий энергетический спектр и могут уходить далеко от траектории мюона, из-за чего возникают сложности с защитой от этих нейтронов. Поэтому именно этой задаче по учету вклада нейтронов, вызванных космическими мюонами, и посвящена настоящая работа.

1 ПОИСК ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

1.1 WIMP КАК КАНДИДАТ НА РОЛЬ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Термином "вимп" принято называть класс гипотетических слабо взаимодействующих частиц, которые характеризуются такими значениями массы и сечения аннигиляции, которые позволяют им выйти из термодинамического равновесия в ранней Вселенной с плотностью, характерной для ТМ. Вимпы, предположительно, были рождены в первые мгновения после Большого взрыва.

Привлекательность вимпов на роль кандидатов в частицы ТМ обусловлена рядом достоинств. Во-первых, появление вимпов в теоретической физике частиц вызвано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Во-вторых, основываясь на предположениях современной стандартной космологической модели, тепловая реликтовая распространенность вимпов совпадает с той, которая требуется для ТМ. Наконец, требование достаточно эффективной аннигиляции вимпов, обеспечивающее соответствующую реликтовую плотность, которое следует из нарушения электрослабой симметрии, означает, что взаимодействие вимпов с материей является достаточным для прямого детектирования. Поэтому прямой поиск слабо взаимодействующих реликтовых тяжелых частиц ведется в экспериментах, нацеленных именно на регистрацию энерговыделения, вызванного возможным упругим рассеянием тяжелой реликтовой частицы на ядре вещества детектора [6].

Наиболее привлекательным механизмом генерации вимпов является так называемый механизм "freeze-out" (вымораживания), при котором прекращается реакция аннигиляции частиц темной материи друг с другом и они выходят из термодинамического равновесия.

В очень ранней и горячей Вселенной частицы темной материи находились

в тепловом равновесии с обычным веществом, при этом образование частиц темной материи в результате аннигиляций уравнивалось друг друга. По мере того как Вселенная расширялась и охлаждалась, вимпы в конце концов вышли из равновесия. Этот выход произошел, когда скорость аннигиляции вимпов стала примерно меньше скорости расширения Вселенной $\Gamma_{ann} \leq H \sim T_f^2/\bar{M}_{Pl}$, где T_f – температура вымораживания, а \bar{M}_{Pl} – приведенная масса Планка. Учитывая скорость аннигиляции, $\Gamma_{ann} = n_{WIMP}\langle\sigma_{ann}v\rangle$, где n_{WIMP} – плотность частиц темной материи, можно переписать формулу для сегодняшней оценки современной плотности вимпов [7]

$$\Omega_{WIMP} h^2 \simeq \frac{m_{WIMP} n_{WIMP}(T_0)}{\rho_c} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle\sigma_{ann}v\rangle}. \quad (1.1)$$

Среднее сечение аннигиляции, умноженное на скорость $\langle\sigma_{ann}v\rangle$ для частицы данной массы, имеет максимум, определяемый парциально-волновой унитарностью S -матрицы, $\langle\sigma_{ann}v\rangle_{max} \approx 1/m_{WIMP}^2$. Требование $\Omega_{WIMP} h^2 \leq 1$ соответствует унитарному пределу и приводит к ограничению на массу частиц ТМ $m_{WIMP} \leq 340$ ТэВ [8]. Данные WMAP приводят к более строгим ограничениям [9]: $m_{WIMP} \leq 120$ ТэВ.

Плотность ТМ в галактике (в энергетическом эквиваленте) можно оценить как $\rho \approx 0,3$ ГэВ/см³. Следовательно, если галактическое гало состоит из вимпов, то число этих частиц должна быть обратно пропорциональна массе частицы. Предполагается, что распределение скорости движения вимпов является максвелловским с наиболее вероятной скоростью 220 км/с и максимальной скоростью $v_{esc} = 650$ км/с [5].

1.2 МЕТОДИКА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ WIMP-ЧАСТИЦ

Основной идеей, на которой строятся эксперименты по прямой регистрации вимпов, является регистрация ядер отдачи, на которых произошло упругое рассеяние частиц темной материи, с последующим измерением этой энергии. Для этих целей могут быть использованы различные типы детекторов: ионизационные, сцинтилляционные и тепловые детекторы или их комбинации. Важным обстоятельством, которое необходимо учитывать, является то, что, в детекторах, основанных на жидких инертных газах, где регистрируется иони-

зационный или сцинтилляционный сигнал, в «каналы» детекторов передается только часть той энергии, которая была оставлена частицей в веществе. При ионизации атомов в жидком аргоне или ксеноне, затрачивается значительная часть этой энергии. Поэтому эффект проявления WIMP в таких детекторах следует искать в килоэлектронвольтовой области, что делает задачу, связанную с снижением порога детектирования до минимально возможной величины, особенно актуальной.

Существенным обстоятельством является то, что в случае если первичное взаимодействие происходит с электроном, приводя к образованию электрона отдачи вместо ядра отдачи, то выходы для ионизации и сцинтилляций будут значительно выше. Это характерно для всех фоновых событий, вызванных рассеянием фотонов на электронах. Обычно именно такие события составляют главную компоненту фона. Как показывает практика проведения экспериментов, подавление этих фоновых электронов, остающихся даже при применении наиболее продвинутых систем подавления фона (использование подземных лабораторий для защиты от космических лучей, применение сверхчистых материалов, обеспечение пассивной и активной защиты), является одной из наиболее трудных и в то же время наиболее важных задач, от решения которой будет зависеть предел чувствительности экспериментов по прямым поискам вимпов. При регистрации одновременно двух сигналов (фонон + сцинтилляция, либо ионизация + сцинтилляция, либо фонон + ионизация), как это делается в "гибридных" детекторах, можно существенно подавить эту компоненту фона. Подавление же фона от нейтронов может быть осуществлено по сигнатуре многократного рассеяния, которое отсутствует в случае вимпов.

Как уже было упомянуто, главная трудность в экспериментах по прямому детектированию частиц WIMP состоит в их малом сечении взаимодействия. Еще одна серьезная трудность состоит в том, что сигналы, создаваемые вимпами в детекторе, характеризуются достаточно малым энерговыделением: при упругом рассеянии спектр отдач является экспоненциальным с средней энергией $\langle E \rangle = 50$ кэВ. Профиль спектра может быть определен из кинематики упругих столкновений вимпов с ядрами мишени с учетом модификации максвелловского распределения скоростей, обусловленной движением Земли в межзвездном пространстве.

При неупругом рассеянии вимпы взаимодействуют с орбитальными элект-

тронами в мишени. В результате происходит или их возбуждение, или ионизация мишени. Также возможно возбуждение ядра вимпом в неупругом процессе, при этом возникает ядерная отдача, сопровождающаяся последующей эмиссией фотона (примерно через 1 нс). Следует отличать такие сигнатуры от сигнатур фоновых событий.

Характерной особенностью кинематики галактического движения Земли является ее годичное вращение вокруг Солнца, приводящее к тому, что результирующая скорость относительно Галактической системы координат составляет:

$$v = 220 (1,05 + 0,07 \cos[2\pi(t - t_m)]) \text{ км/с.} \quad (1.2)$$

Здесь время берется в годах, а t_m - момент, соответствующий максимальной результирующей скорости, приходится на 2 июня.

Учет данных особенностей движения Земли позволяет предположить, что сезонный профиль спектра подвергнется незначительным изменениям. Так, в момент максимальной результирующей скорости Земли относительно галактической системы отсчета, столкновения вимпов с ядрами мишени будут характеризоваться большими энерговыделениями, поэтому энергетический спектр dR/dE_{det} должен стать более плоский. Такое сезонное изменение профиля спектра должно приводить к изменению интегральной скорости счета детектора на $\sim 5 - 7\%$. Этот эффект концептуально является единственной сигнатурой вимпа. Однако наблюдать этот эффект очень трудно из-за низкой ожидаемой скорости счета < 1 события/(кг сут).

Рассматривая рассеяние вимпов на ядрах мишени, важно подчеркнуть, что оно может быть двух типов: спин-зависимое (аксиально-векторное) и спин-независимое (скалярное). В первом случае взаимодействие обусловлено связью со спиновым содержанием нуклона. Так как $\sigma \sim J(J + 1)$, где J - спин ядра мишени, использование мишеней из тяжелых ядер не дает преимущества. В случае спин-независимого взаимодействия $\sigma \sim A^2$, где A - массовое число ядра мишени, поэтому мишени, состоящие из средних или тяжелых ядер являются более предпочтительными для поиска вимпов. Для вимпов, которые не являются майорановскими частицами, возможно также рассеяние через векторное взаимодействие. Сечение вимп-нуклонного рассеяния очень мало, поэтому требуется большая чувствительная масса детектора [4].

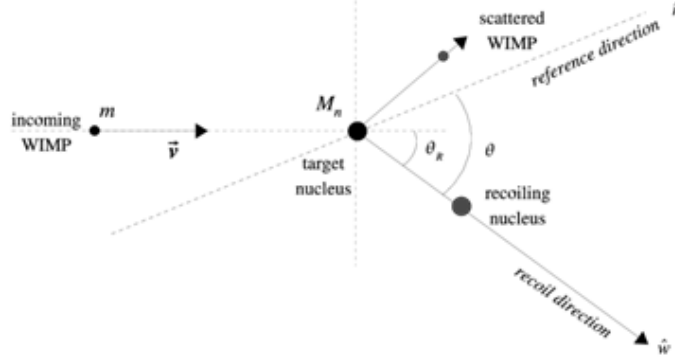


Рисунок 1.1 — Взаимодействие WIMP с ядром мишени

Прямое детектирование частиц темной должно происходить следующим образом: частица темной материи, летящая сквозь Землю, испытывает 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. 1.1).

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

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} \approx 50 \text{ кэВ} \left(\frac{m_X}{100 \text{ ГэВ}} \right)^2 \frac{100 \text{ ГэВ}}{m_N}, \quad (1.3)$$

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

Кинетическая энергия налетающей частицы с массой 100 ГэВ составляет приблизительно 10 кэВ, что намного меньше энергии связи ядер атомов мишени. В результате, нужно рассматривать только рассеяние частицы темной материи от ядра в целом. В экспериментах с аргоном энергетический порог составляет около 7,5 кэВ, поэтому согласно (1.4) детектор оптимален для обнаружения частиц темной материи с массой приблизительно от 1 ГэВ, где энергия отдачи порядка десятков кэВ.

Ионизирующее излучение в жидких инертных газах приводит к образованию нестабильного химического соединения молекул 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 рекомбинации, 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 аргонного сцинтилляционного света можно использовать для различения ядерных отдач на фоне γ и электронов, которые попадают в чувствительную область детектора.

Для того, чтобы сравнить результаты, полученные детектором с использованием различных детектирующих сред, используется так называемое приведенное к протону сечение σ_p :

$$\sigma_p = \frac{m_{red}^2(p, W)}{C m_{red}^2(i, W)} \sigma_i, \quad (1.4)$$

где i отображает элементарный состав детектора (i -е ядро) т.е. ядро с данным числом нуклонов; $m_{red}(i, W)$ – приведенная масса i -го элемента мишени; σ_i – сечение взаимодействия WIMP с i -м элементом; $C = A^2$ для случая спин-независимого взаимодействия и $C = J(J + 1)$ для случая спин-зависимого взаимодействия.

2 ЭКСПЕРИМЕНТ DARKSIDE

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).

2.1 ДЕТЕКТОРЫ НА ОСНОВЕ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ

В настоящее время в мире действуют около 15 детекторов на основе жидких благородных газов. Детекторы отличаются друг от друга геометрической формой, размерами, конструктивными особенностями и типом мишени (детектирующим веществом). В основном, детектирующее вещество – это жидкие инертные газы: жидкий неон (LNe), жидкий аргон (LAr) и жидкий ксенон (LXe). Мишени представляют собой особое детектирующее вещество – сцинтиллятор. Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (осколков деления тяжелых ядер). В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, криптон, ксенон) и их смеси. Время высвечивания сцинтилляторов $\sim 10^{-8}$ с и зависит от давления газа. Длины волн излучаемого света лежат в области «жесткого» (дальнего) ультрафиолета. Поэтому световые вспышки, возникающие в газе при прохождении заряженной частицы, не могут быть непосредственно зарегистрированы при помощи обычных ФЭУ. Основными характеристиками сцинтилляторов являются конверсионная эффективность, спектр излучения и время высвечивания [5].

Конверсионная эффективность – это отношение энергии световой вспышки, к энергии, оставленной заряженной частицей в сцинтилляторе. Конверсионная эффективность характеризует эффективность преобразования сцинтилля-

тором энергии заряженной частицы в световую. Количество света, испускаемое сцинтиллятором, характеризуется световым выходом.

Световой выход – это отношение энергии среднего числа фотонов люминесценции к энергии, потерянной ионизирующей частицей в сцинтилляторе.

Временем высвечивания сцинтиллятора называется величина, характеризующая длительность свечения, – это время, в течение которого интенсивность свечения одной возбужденной структурной единицы вещества сцинтиллятора падает в $e \approx 2,718$ раз.

По основным сцинтилляционным характеристикам, таким как время высвечивания и спектр излучения, благородные газы похожи друг на друга, но отличаются по конверсионной способности. По данному параметру преимущество имеет ксенон $n(\text{Xe}) = 14\%$, для сравнения аргон $n(\text{Ar}) = 3\%$; криптон $n(\text{Kr}) = 8,7\%$ [4].

2.2 ЭКСПЕРИМЕНТ DARKSIDE-20K

Деятельность международной коллаборации GADMC (Global Argon Dark Matter Collaboration) направлена на проектирование, строительство, сборку, установку и эксплуатацию эксперимента DS-20k в зале С лаборатории Гран-Сассо. [11]

DS-20k предназначен для регистрации ядерной отдачи от десятков до сотен кэВ после упругого рассеяния частиц темной материи на атомах аргона в мишени из жидкого аргона (LAr). Детектор рассчитан на работу в течение как минимум 10 лет при сохранении незначительного уровня инструментального фона в интересующей области поиска вимпов. В качестве фоновых событий, сопровождающих поиски темной материи преобладают взаимодействия когерентного нейтрино-ядерного рассеяния; таким образом, чувствительность приближается к «нейтринному полу».

Детектор DarkSide-20k является развитием предыдущего эксперимента DarkSide-50(рис. 2.1). Основой детектора является двухфазная время-проекционная камера (TPC) с массой мишени из жидкого аргона 51,1 т, оснащенная приборами для обнаружения как сцинтилляционных фотонов аргона, так и электронов ионизации. TPC заполнена и окружена низкорadioактивным подземным аргоном (UAr) массой 32 т, в котором уровень β -radioактивного изотопа ^{39}Ar более

чем в тысячу раз ниже, чем в стандартном аргоне атмосферного происхождения (AAr), как показано по предшествующему эксперименту DS-50. Эта внутренняя область вето действует как однофазный детектор. LAr TPC и внутреннее вето вместе называются внутренним детектором. [12]

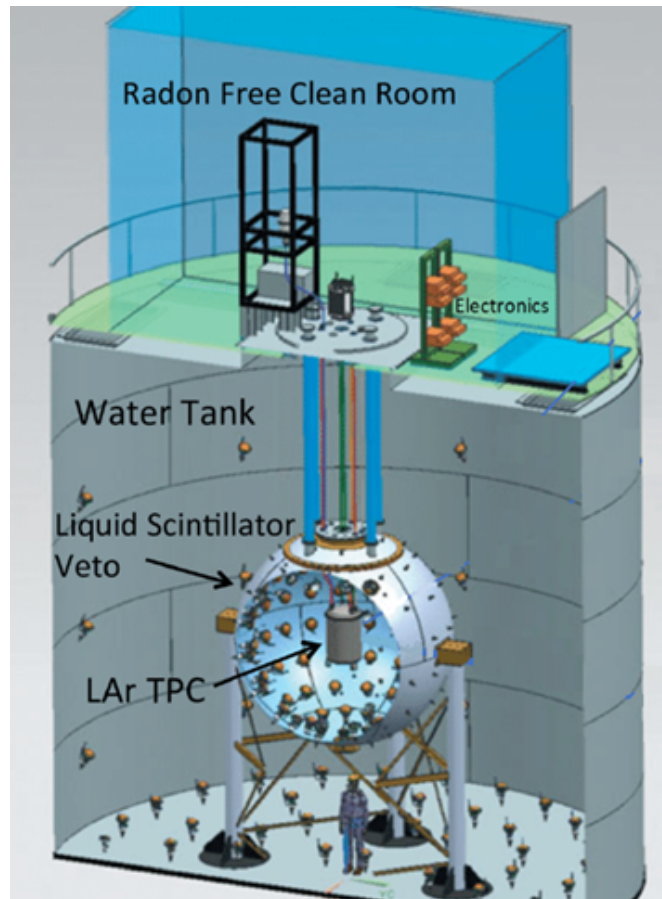


Рисунок 2.1 — Конструкция детектора DarkSide-50

Активный объем детектора просматривается массивами криогенных кремниевых фотоумножителей (SiPM) 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, формирующих 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.

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.

Одной из ключевых особенностей аргона является способность различать отдачу электронов и ядер, используя при отборе событий различные формы сигналов [13].

Вызванная нейтронами ядерная отдача отклоняется путем идентификации присутствия нейтрона. Детектор DS-20k имеет новую конструкцию, в которой нейтронное вето и TPC объединены в единый механический блок, находящийся в общем объеме низкорadioактивного аргона, отделенный от атмосферного аргона (AAr) массой 700 т в основном криостате герметичным титановым сосудом, как показано на рисунке 2.2.

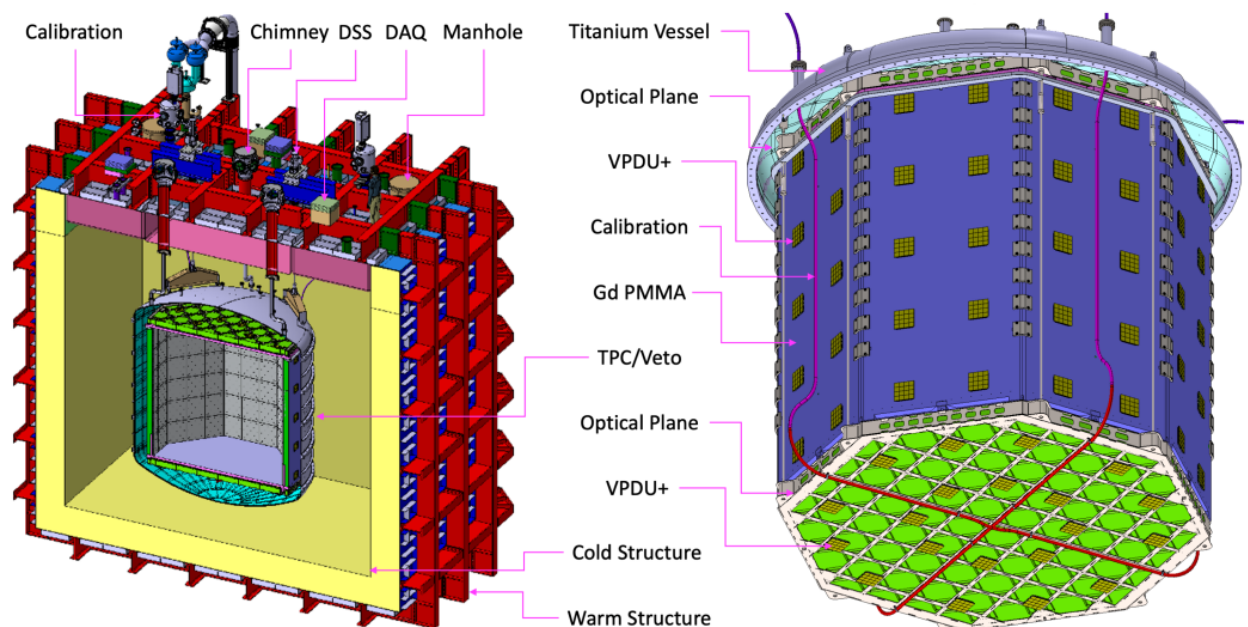


Рисунок 2.2 — Конструкция детектора DarkSide-20k

Gd-PMMA (полиметилметакрилат, содержащий гадолиний) является предпочтительным материалом для нейтронного вето, а слои Gd-PMMA окружают весь объем TPC. Gd-PMMA очень эффективен не только для замедления но

и захвата нейтронов, при этом захват приводит к испусканию нескольких γ -квантов с полной энергией 7,9 МэВ. Толщина блоков и концентрация гадолиния ($< 1\%$) в Gd-PMMA установлены для достижения эффективности захвата нейтронов. Толщина аргонового объема в 40 см между Gd-PMMA и вмещающим титановым корпусом выбрана таким образом, чтобы обеспечить получение достаточного количества сцинтилляционного света от захваченных на ядрах гадолиния γ -квантов в случае, если ни один из них не пройдет в ТРС. Gd-PMMA расположен в виде восьмиугольника из 8 вертикальных панелей толщиной 15 см и двух торцевых заглушек толщиной 15 см. При этом 8 вертикальных панелей также служат боковыми стенками ТРС.

Сам объем ТРС представляет собой правильную восьмиугольную призму с вписанной окружностью диаметром 350 см и высотой 348 см. Детектор размещен в герметичном вакуумном титановом сосуде, погруженном в ванну с жидким атмосферным аргоном (AArg), который действует как экран и внешний вето-детектор. [12]

В приложении А приведена таблица с основными спецификациями конструкции ТРС и внутреннего вето.

3 ПРОИСХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ В ПОДЗЕМНЫХ ЛАБОРАТОРИЯХ

Знание потоков нейтронов в подземных лабораториях имеет ключевое значение в экспериментах по поиску редких событий: взаимодействия нейтрино, безнейтринного двойного бета-распада, распада протона и темной материи. Например, при поиске темной материи, чтобы достичь чувствительности 10^{-10} пб к сечению вимпов-нуклонного взаимодействия, необходимо знать и соответствующим образом ослабить поток нейтронов, создаваемых мюонами в подземных лабораториях.

Нейтроны в подземных лабораториях производятся в реакциях, инициированных либо естественной радиоактивностью, либо космическими лучами. Поток нейтронов за счет естественной радиоактивности (в породе вокруг лаборатории и/или в материалах экспериментальной установки) возникает в результате спонтанного деления и (α, n) -реакций от естественных источников α -излучения ($E_\alpha < 10$ МэВ) с легкими ядрами мишени. Нейтроны от естественной радиоактивности имеют энергию примерно до 10 МэВ. Нейтроны также образуются в ядерных реакциях, вызванных космическими мюонами. Эти реакции могут быть вызваны самим мюоном или вторичными частицами, генерируемыми в мюон-индуцированных каскадах в горной породе или в материалах экспериментальной установки. Энергетический спектр этих нейтронов существенно жестче по сравнению с нейтронами от естественной радиоактивности, поскольку они могут испускаться с энергиями до нескольких ГэВ. Поток нейтронов от естественной радиоактивности на два-три порядка превышает поток нейтронов от мюонов космических лучей. Из-за очень низкой интенсивности и более жесткого спектра нейтронный поток, индуцированный мюонами, нелегко измерить, и поэтому этот фон может ограничить чувствительность экспериментов по регистрации редких процессов. В данной работе акцент сделан именно на нейтронах, вызванных космическими мюонами, нейтроны же от естественной

радиоактивности рассматриваться не будут.

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. Эти нейтроны упруго рассеиваются на ядрах мишени детектора, тем самым имитируя частицы WIMP. Чтобы максимально повысить чувствительность эксперимента, важно точно оценить ожидаемый поток нейтронов, индуцированных мюонами в существующих подземных лабораториях, и оптимизировать подавление этого фона. Поскольку имеющиеся данные немногочисленны и плохо документированы, необходимо использовать имитационные исследования для проектирования защиты экранов и прогнозирования уровней фона в установке.

Исследование потока нейтронов, связанных с мюонами в подземных лабораториях, является многогранной задачей, включающей определение спектра мюонов на заданной глубине, рассмотрение процессов, посредством которых мюоны инициируют адронные и электромагнитные ливни в веществе, изучение свойств переноса нейтронов в горных породах, а также в материалах детектора. Необходимые данные для расчета потока нейтронов, индуцированных мюонами, следующие:

- полный поток мюонов на подземной экспериментальной площадке;
- энергетический спектр и угловое распределение мюонов;
- код, содержащий информацию (энергию, координаты и направление) мюонов при попадании в экспериментальный зал, а также аналогичная информация для вторичных частиц, включая нейтроны.

3.1 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).[14]

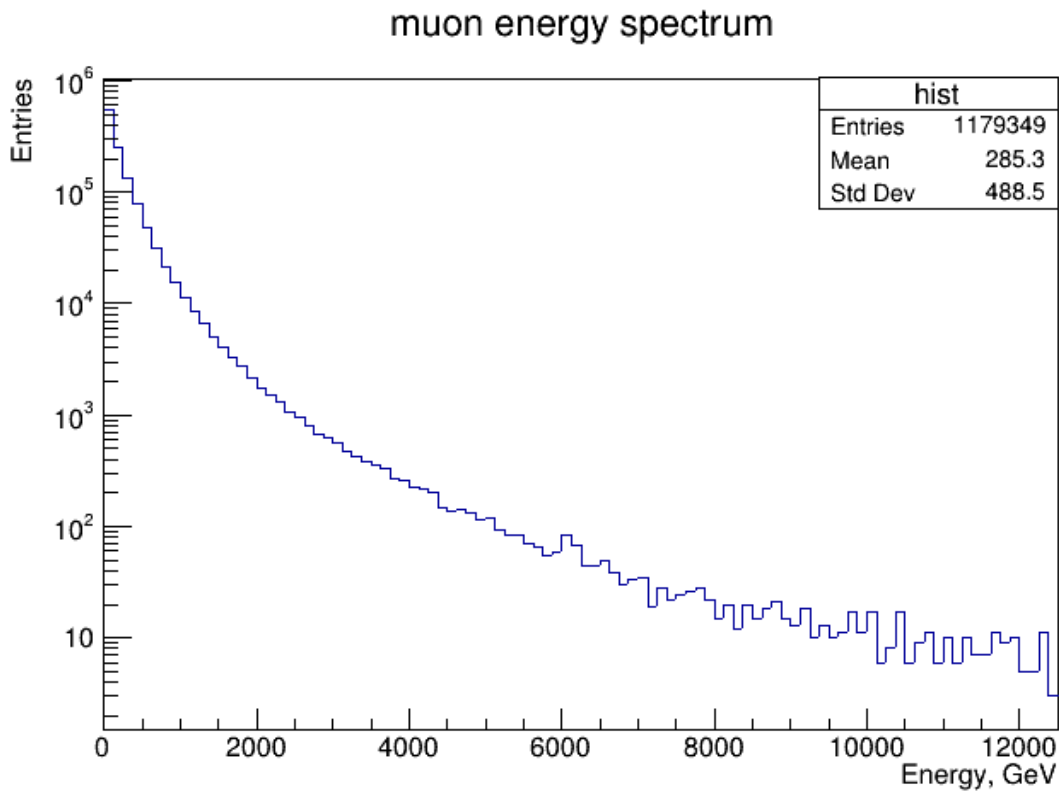


Рисунок 3.1 — Энергетический спектр мюонов

Детектор DarkSide20k будет размещен глубоко под землей (3800 м водного эквивалента) в зале С (где располагался эксперимент Borexino) 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.[15]

Поток первичных космических мюонов, проходящий 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. Остаточный поток мюонов в лаборатории Гран-Сассо составляет около $1,17 \mu/(m^2 \cdot h)$ [16]. Полный поток мюонов является специфическим параметром, характеризующим каждую подземную площадку и известным экспериментально. 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. 3.1).

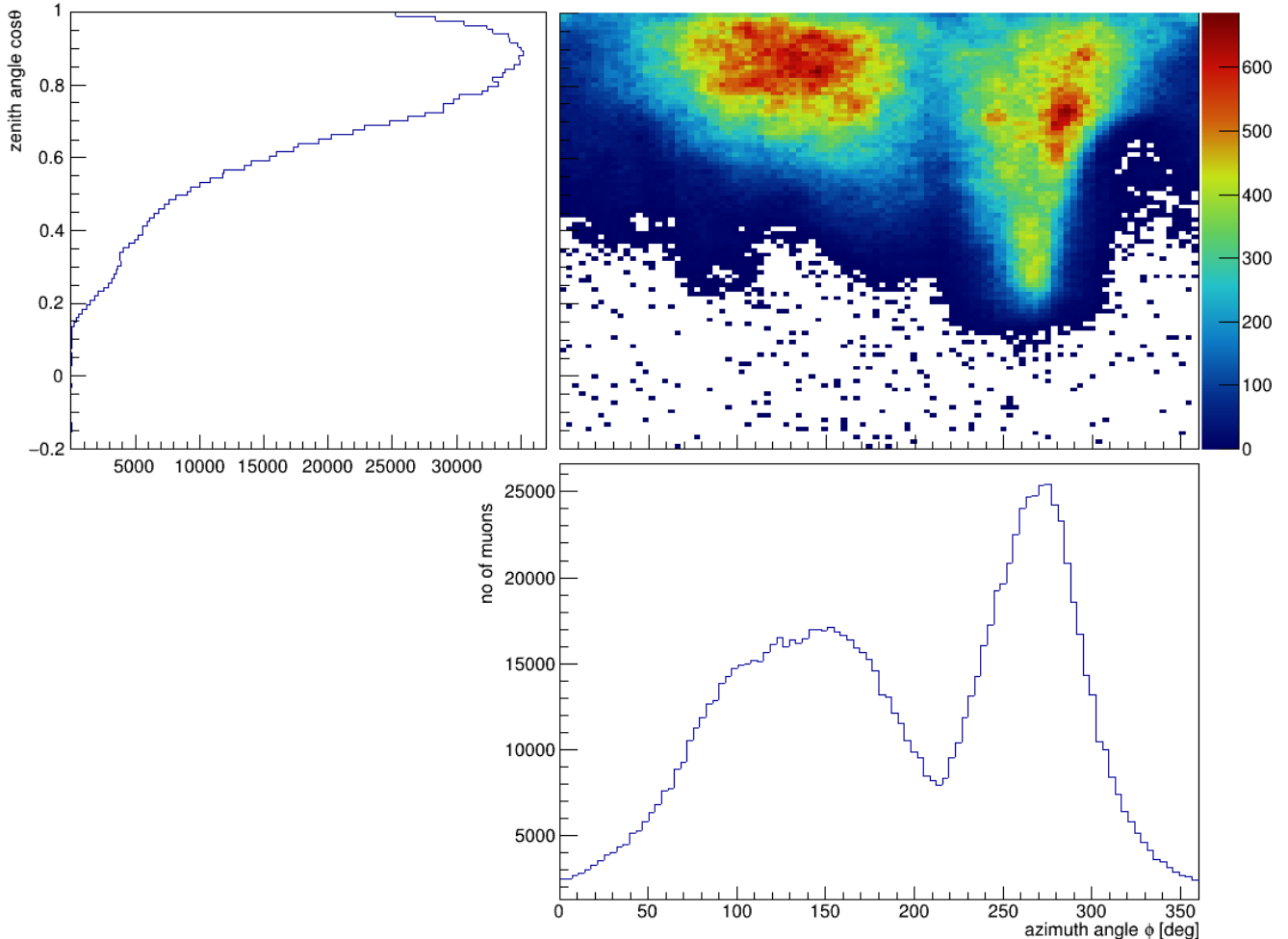


Рисунок 3.2 — Угловое распределение мюонов пересекающих детектор. Графики сбоку показывают распределения по азимутальному и орбитальному углам

По данным коллаборации DarkSide, полученными при помощи Монте-Карло моделирования в программном пакете Fluka [17], было построено распределение мюонов в зависимости от азимутального угла (ϕ) и орбитального (θ) (рис. 5.1). Кроме того, представлены одномерные проекции на плоскости θ и ϕ . Приведенные данные согласуются с результатами, полученными в экспериментеorexino, на месте которого и будет установлен детектор DarkSide-20k. Все три распределения отражают влияние местной горной топографии: различия в толщине перекрывающих пород отражаются на зависящих от угла вариациях остаточного потока мюонов.

Понимание и смягчение фона, вызванного мюонами, имеет большое значе-

ние для всех исследований редких процессов. В большинстве подземных экспериментов с редкими событиями мюоны и продукты их расщепления составляют серьезный источник фона.

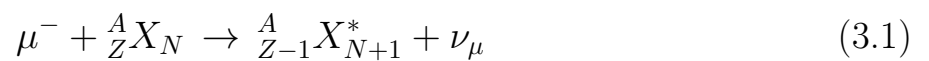
3.2 НЕЙТРОНЫ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ МЮОНАМИ

Мюоны, попадающие в подземные лаборатории, могут индуцировать нейтроны двумя способами:

- непосредственно при взаимодействии мюонов и ядер с образованием радиоактивных изотопов и процессом скалывания;
- косвенно с мюонами, индуцирующими электромагнитные и адронные ливни.

Вклад каждой группы в общий выход нейтронов зависит от средней энергии мюона на данной глубине.

Непосредственно генерируемые нейтроны в основном образуются в двух процессах: захвате отрицательных мюонов ядрами и фотоядерных реакциях. Первый процесс доминирует до глубины около 80 м водного эквивалента ($E_\mu \sim 30\text{ГэВ}$), дающих около 50% общего выхода нейтронов на этой глубине, а на глубине около 1000 м водного эквивалента ($E_\mu \sim 160\text{ГэВ}$) вклад этого процесса сводится к десятым долям процента [18]. Мюоны, которые останавливаются и захватываются, могут генерировать сильно возбужденные изотопы, испускающие один или несколько нейтронов, как описано следующей реакцией:



В этой реакции мюон можно считать покоящимся, поэтому обмениваемая в процессе энергия равна массе мюона и делится между вылетевшим нейтрино и энергией возбуждения ядра. Если энергия, оставленная ядру, высока, нейтроны испускаются, и ядро переходит в основное состояние, в противном случае, при более низких энергиях возбуждения, ядро может снять возбуждение путем испускания фотонов. Нейтроны, возникающие в результате захвата мюонов, имеют низкие энергии, в среднем около 8 МэВ.

Процесс расщепления схематически показан на рис. 3.3 с обменом виртуальным фотоном. Этот процесс взаимодействия мюонов с ядрами важен при высоких энергиях мюонов ($E \geq 10\text{ГэВ}$) и при относительно больших переда-

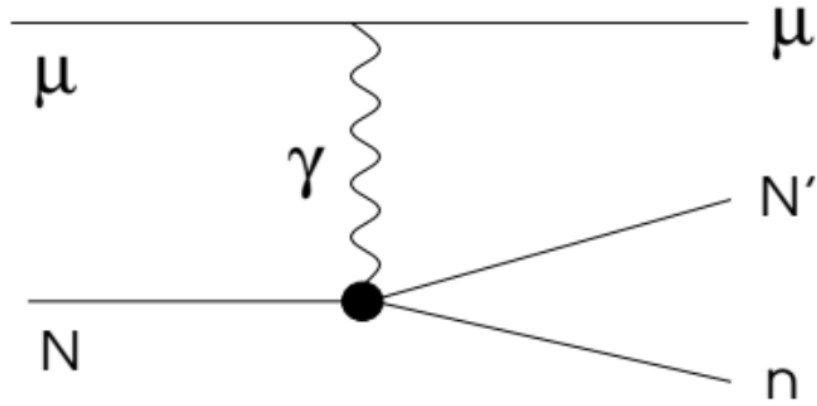


Рисунок 3.3 — Диаграмма Фейнмана процесса расщепления под действием мюона

чах энергии ν ($\nu/E \geq 10^{-2}$) и особенно важен для легких материалов. Средняя потеря энергии для этого процесса увеличивается почти линейно с энергией и при тэвных энергиях мюонов величина потери составляет около 10%. Теоретические расчеты часто рассматривают виртуальные фотоны в соответствии с приближением Вайцзекера-Вильямса [19], в котором прохождение заряженной частицы через пластину материала вызывает те же эффекты, что и пучок квазиреальных фотонов. В этом приближении предполагается, что сечение $\gamma - N$ одинаково для реальных и виртуальных фотонов. При малой энергии мюона ситуация более сложная. Здесь виртуальность фотона становится сравнимой с его энергией и ею нельзя пренебрегать. Кроме того, взаимодействие виртуального фотона с ядром представляет собой коллективное возбуждение ядра, а не единичное фотон-нуклонное взаимодействие. Впрочем, может быть разумно предположить, что производство нейтронов низкоэнергетическими взаимодействиями мюонов мало по сравнению с фотопроизводством нейтронов низкоэнергетическими тормозными фотонами и, следовательно, добавляет лишь незначительный вклад в общий выход нейтронов.

4 АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

При проведении поиска редких процессов, как уже было сказано, важной задачей является учет вклада нейтронов в общий результат измерений. Важно понимать, как ведут себя нейтроны попадая в активный объем детектора. 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.

4.1 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, $\sigma_a = 0,332 \pm 0,003$ барн, $\rho_{H_2O} = 1$ г/см³:

$$t_{\text{диф}} = \frac{1}{v\Sigma_a} = \frac{1}{2vn\sigma_a} = \frac{M_{H_2O}}{2v\rho_{H_2O}N_a\sigma_a} \quad (4.1)$$

$$= 204,7 \pm 0.6 \text{ мкс,}$$

где v - скорость стандартизованного нейтрона, σ_a - микроскопическое сечение поглощения, ρ_{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 тем-

пературе жидкого азота, приняв $\sigma_a = 0,664 \pm 0,007$ барн, $\rho_{Ar} = 1,392$ г/см³:

$$\begin{aligned} t_{\text{диф}} &= \frac{1}{v\Sigma_a} = \frac{1}{vn\sigma_a} = \frac{M_{Ar}}{v\rho_{Ar}N_a\sigma_a} \\ &= 326,8 \pm 2.3 \text{ мкс.} \end{aligned} \quad (4.2)$$

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

$$L = \sqrt{\frac{D}{\Sigma_a}} \quad (4.3)$$

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.

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

λ_{str} определяются следующим выражением:

$$\lambda_{str} = \frac{\lambda_s}{1 - \cos\theta}, \quad (4.4)$$

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

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

Таким образом:

$$\Sigma_{tr} = \Sigma_s + \Sigma_a. \quad (4.5)$$

Тогда подставляя всё в формулу для длины диффузии получаем:

$$L = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a\Sigma_{tr}}} = \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}}. \quad (4.6)$$

Для Ar^{40} $\sigma_a = 0,664 \pm 0,007$ барн, $\sigma_s = 0,655 \pm 0,007$ барн. Тогда Σ_a и Σ_s соответственно равны $n\sigma_{a_{\text{Ar}}}$ и $n\sigma_{s_{\text{Ar}}}$.

Для воды: $\sigma_a = 0,332 \pm 0,003$ барн, $\sigma_s = 30,2 \pm 0,3$ барн для водорода и $\sigma_s = 3,915 \pm 0,039$ барн для кислорода. $\Sigma_a = \Sigma_a = 2n\sigma_{a_{\text{H}}}$, $\Sigma_s = \Sigma_{s_{\text{H}}} + \Sigma_{s_{\text{O}}} = 2n\sigma_{s_{\text{H}}} + n\sigma_{s_{\text{O}}}$.

Найдем сначала длину диффузии в воде:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}} = \sqrt{\frac{1}{3 \cdot 2n\sigma_{a_{\text{H}}}(2n\sigma_{a_{\text{H}}} + 2n\sigma_{s_{\text{H}}} + n\sigma_{s_{\text{O}}})}} \\ &= \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{\rho_{\text{H}_2\text{O}}N_a} \sqrt{\frac{1}{6\sigma_{a_{\text{H}}}(2\sigma_{a_{\text{H}}} + 2\sigma_{s_{\text{H}}} + \sigma_{s_{\text{O}}})}} \\ &= 2,6 \pm 0,2 \text{ см.} \end{aligned} \quad (4.7)$$

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

Теперь найдем длину диффузии в жидком аргоне:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}} = \frac{M_{\text{Ar}}}{\rho_{\text{Ar}}N_a} \sqrt{\frac{1}{3\sigma_a(\sigma_a + \sigma_s)}} \\ &= 29,5 \pm 0,4 \text{ см.} \end{aligned} \quad (4.8)$$

4.2 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:

$$t_3(E_f \rightarrow E) = \frac{2}{\xi\Sigma_s v}, \quad (4.9)$$

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

Теория возраста к водородосодержащим средам плохо применима, поэто-

му для проверки используемых формул найдем время замедления и длину замедления для углерода(графита).

Сначала найдём время замедления нейтрона с энергии $E_f = 2,5 \text{ МэВ}$ до $E = 0,025 \text{ эВ}$ в углероде(графите), приняв $\xi = 0,158$, $\sigma_{aC} = 0,0039 \pm 0,0001 \text{ барн}$, $\sigma_{sC} = 4,75 \pm 0,05 \text{ барн}$ Тогда:

$$\begin{aligned} t_3(E_f \rightarrow E) &= \frac{2}{\xi n(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} = \frac{2M_C}{\xi \rho_C N_a(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} \\ &= 146,2 \pm 3.7 \text{ мкс.} \end{aligned} \quad (4.10)$$

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 $\sigma_s = 2,31 \pm 0,02 \text{ барн}$:

$$\begin{aligned} t_3(E_f \rightarrow E) &= \frac{2}{\xi n \sigma_{sAr}} = \frac{2M_{Ar}}{\xi \rho_{Ar} N_a \sigma_{sAr} v} \\ &= 0,00383 \pm 0,00008 \text{ с.} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Таким образом время жизни нейтрона, равное $t = t_{\text{диф}} + t_3$, для аргона составляет: $t = 4161,6 \pm 0,3 \text{ мкс}$.

Время жизни нейтрона в аргоне превосходит время жизни в воде ($0,00021 \text{ с}$) 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 τ . Возраст τ определяет миграцию нейтронов в процессе замедления, т.е. играет для замедляющихся нейтронов ту же роль, что квадрат длины диффузии L^2 для тепловых [20].

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

Теперь найдем длину замедления:

$$\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} = \sqrt{\frac{1}{3\xi \Sigma_s \Sigma_{tr}} \ln \frac{E_f}{E}} \quad (4.12)$$

Ввиду того что, как уже было сказано, теория возраста к водородосодер-

жащим средам плохо применима, поиск возраста нейтрона (длины замедления) для воды через данную формулу приведет к некорректным результатам (ввиду большого значения ξ и имеющейся выраженной зависимости сечений от энергии в тепловых областях).

Поэтому проверку опять же проведем для углерода.

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

$$\begin{aligned}\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} &= \sqrt{\frac{1}{3\xi\Sigma_s(\Sigma_a + \Sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} = \sqrt{\frac{M_C^2}{3\xi\rho_C^2 N_a^2 \sigma_s(\sigma_a + \sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} \\ &= 16,5 \pm 0,9 \text{ см.}\end{aligned}$$

Данный результат согласуется с табличными данными.

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

$$\begin{aligned}\sqrt{\tau(E_f \rightarrow E)} &= \sqrt{\frac{1}{3\xi\Sigma_s(\Sigma_a + \Sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} = \sqrt{\frac{M_{Ar}^2}{3\xi\rho_{Ar}^2 N_a^2 \sigma_s(\sigma_a + \sigma_s)} \ln \frac{E_f}{E}} \\ &= 204,9 \pm 0,7 \text{ см.}\end{aligned}$$

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.

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

Таблица 4.1 — Сравнение полученных результатов

	Аналитический расчет	Расчет в Geant4
Время диффузии, мкс	$326,8 \pm 2,3$	$330,9 \pm 2,8$
Длина диффузии, см	$29,5 \pm 0,2$	$22,9 \pm 0,7$
Время жизни, мкс	$4161,6 \pm 0,3$	$4017,6 \pm 4,8$
Длина замедления, см	$204,9 \pm 0,7$	$187,2 \pm 1,3$

аналитическом расчете проводилось усреднение по сечению для удобства расчетов из-за наличия резонансов в области от 100 кэВ до 1,5 МэВ (рис. 4.1).

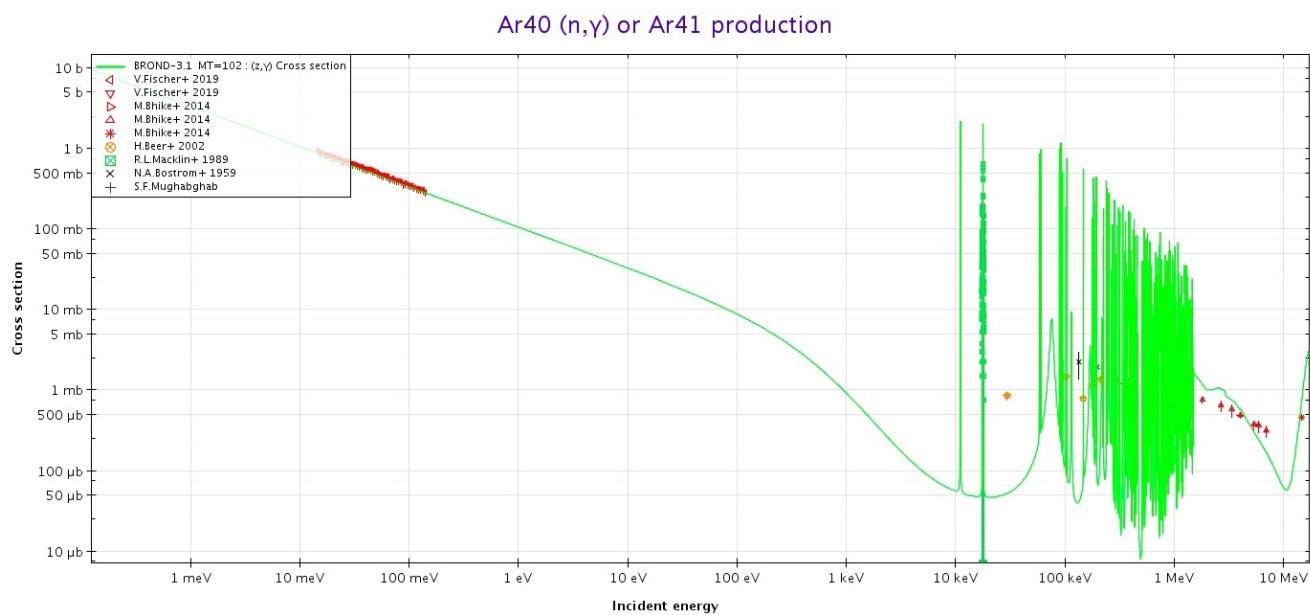


Рисунок 4.1 — Зависимость сечения захвата нейтрона от энергии его энергии

5 СИМУЛЯЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА В GEANT4

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

5.1 МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ МЮОНОВ ЧЕРЕЗ ЖИДКИЙ АРГОН

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.

Вначале была создана упрощенная модель детектора. Геометрия расчетной модели детектора представляет из себя цилиндр, заполненный жидким аргоном, с диаметром и высотой 14 метров (рис. 5.1).

В результате, в программе было разыграно $N_\mu = 10000$ мюонов и произведен расчет числа рожденных нейтронов, на основе которого было построено распределение для множественности нейтронов, было рассчитано число нейтронов, приходящихся на единицу длины пробега мюона, а так же построено рас-

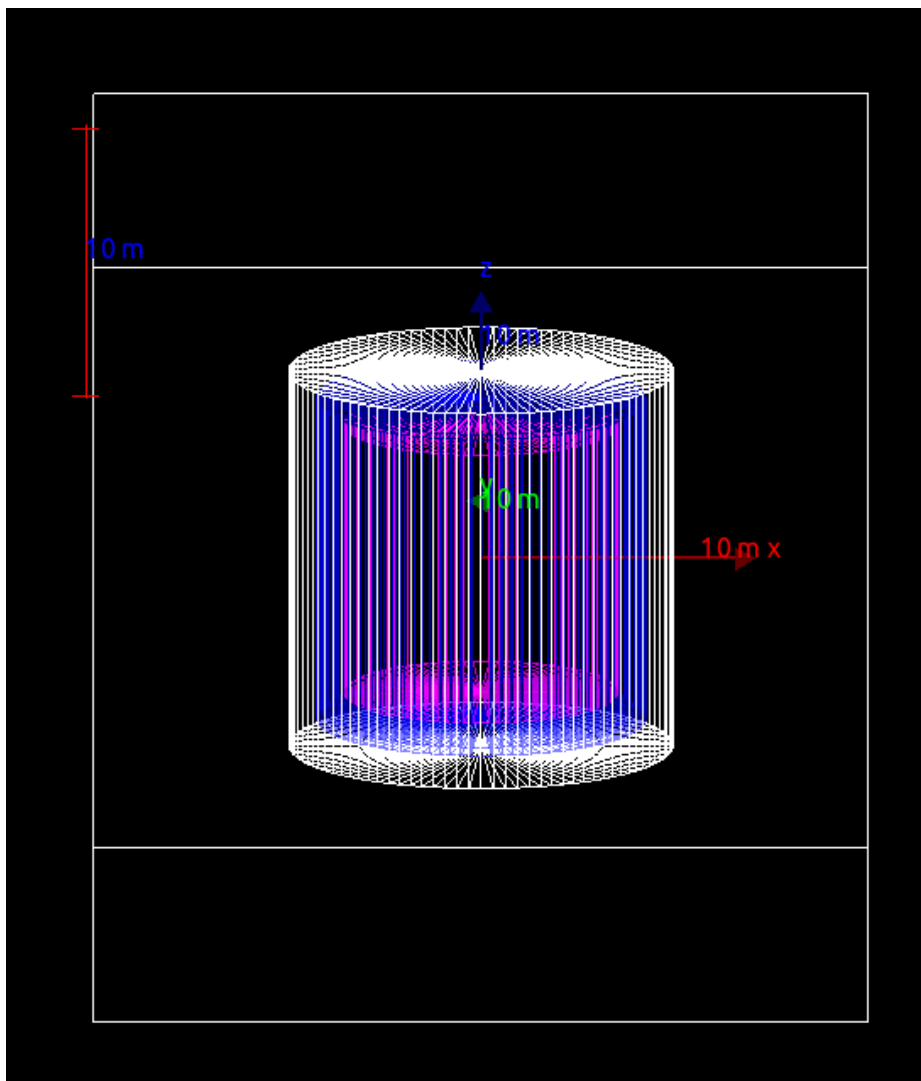


Рисунок 5.1 — Геометрия расчетной модели

пределение по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона. Расчеты были проведены для разных физических моделей, заложенных в Geant4. А именно для FTFP BERT HP и QGSP BERT HP [21]. В дальнейшем эти вычисления можно будет использовать для выработки критериев, которые необходимы для подавления быстрых нейтронов, индуцированных мюонами.

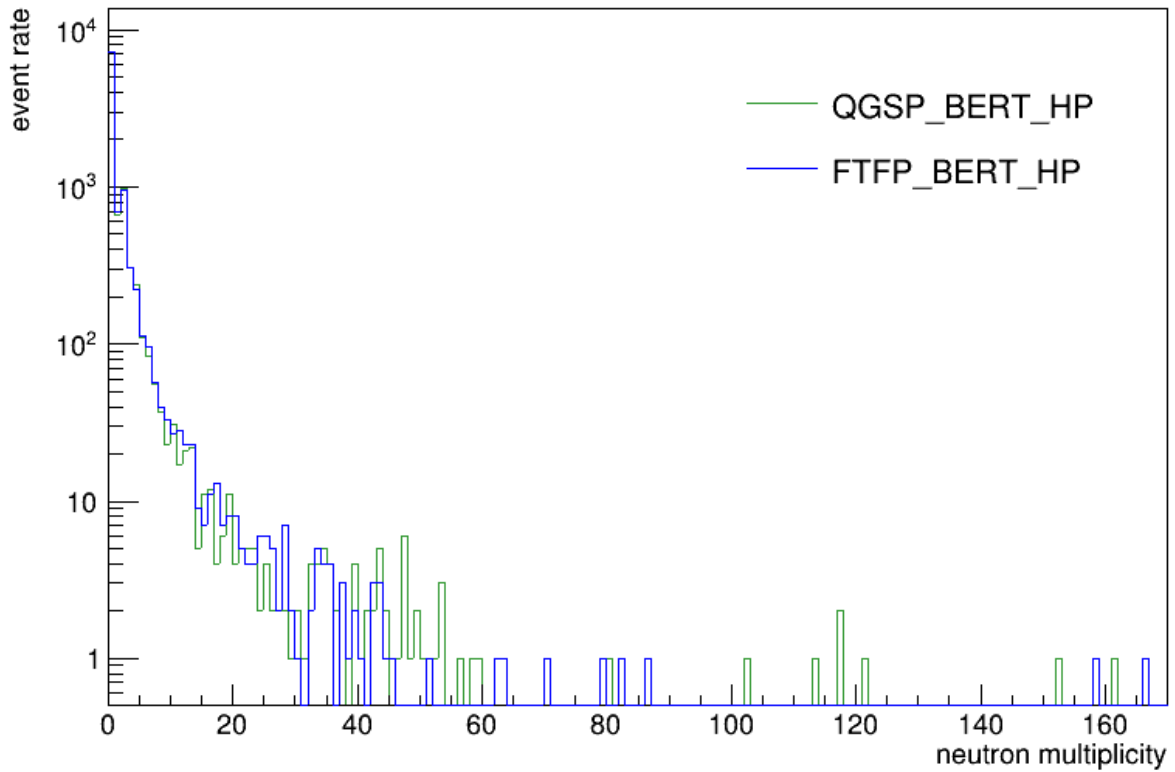


Рисунок 5.2 — Множественность нейтронов

Таблица 5.1 — Соотношение количества рожденных нейтронов и числа событий

Количество рожденных нейтронов	Количество событий	
	FTFP BERT HP	QGSP BERT HP
0	7245	7253
1	692	670
2	952	984
3	303	304
4	224	239
5	112	111
10	27	31
50	1	2

Из построенного распределения для множественности нейтронов (5.2) видно, что количество нейтронов, рожденных проходящим через объем детектора мюоном сильно отличается от события к событию. 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. Некоторые значения приведены в таблице 5.1. Такая вариация обусловлена возникновением электромагнитных и адронных ливней, вызванных прохождением мюона через аргон. 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 - для модели FTFP BERT HP и $N_n = 0,836 \pm 0,056$ neutrons/m - для модели QGSP BERT HP.

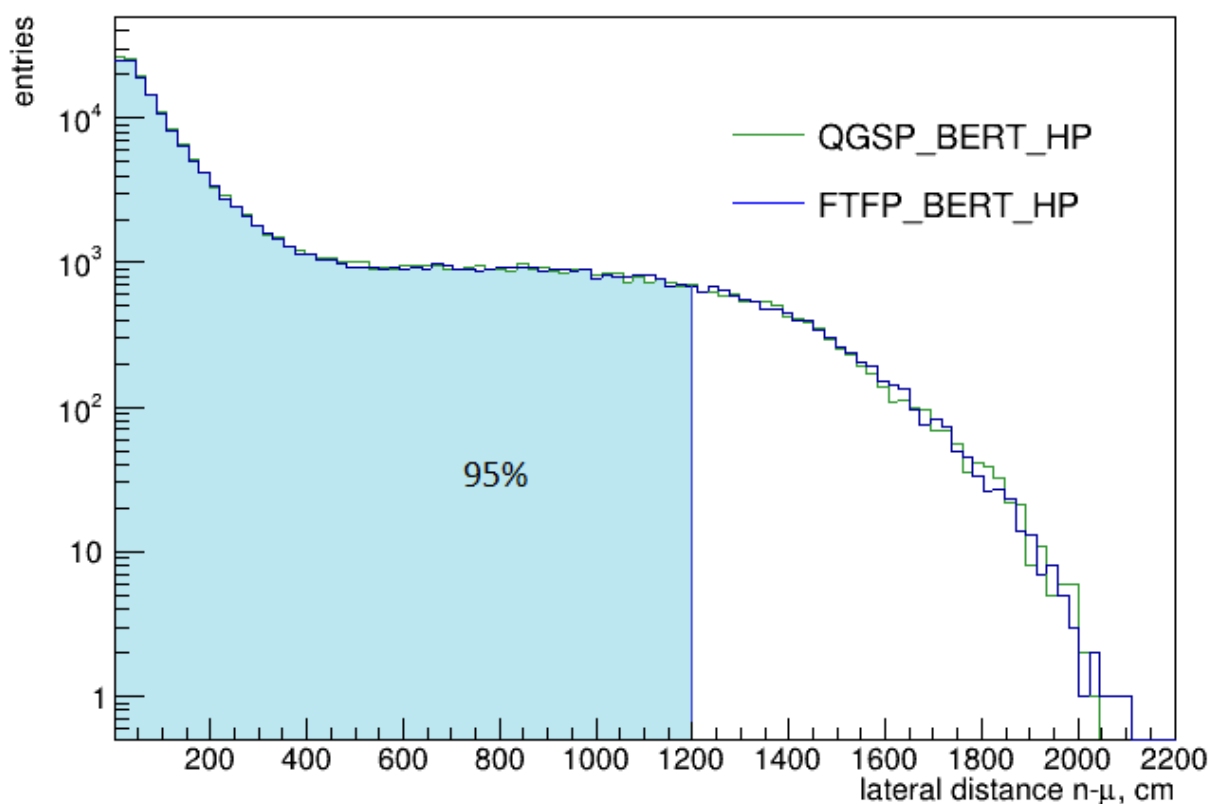


Рисунок 5.3 — Распределение кратчайшего расстояние от точки радиационного захвата нейтрона до трека родительского мюона

В ходе работы было построено распределение нейтронов по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона (рис. 5.3). Так, среднее кратчайшее расстояние получилось равным $\lambda_{short} = 279,0 \pm 3,6$ см - для FTFP BERT HP и $\lambda_{short} = 279,1 \pm 3,8$ см - для QGSP BERT HP, а 95% всех нейтронов "лежат" в радиусе 1200 см от трека мюона. Данное распределение важно тем, что нам нужно понимать, как далеко распространяются нейтроны в объеме детектора.

5.2 МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ РЕАЛЬНОГО ДЕТЕКТОРА DARKSIDE-20K

Прежде чем начать все расчеты в реальной геометрии детектора, необходимо было обработать и подготовить исходные данные, необходимые для дальнейших расчетов.

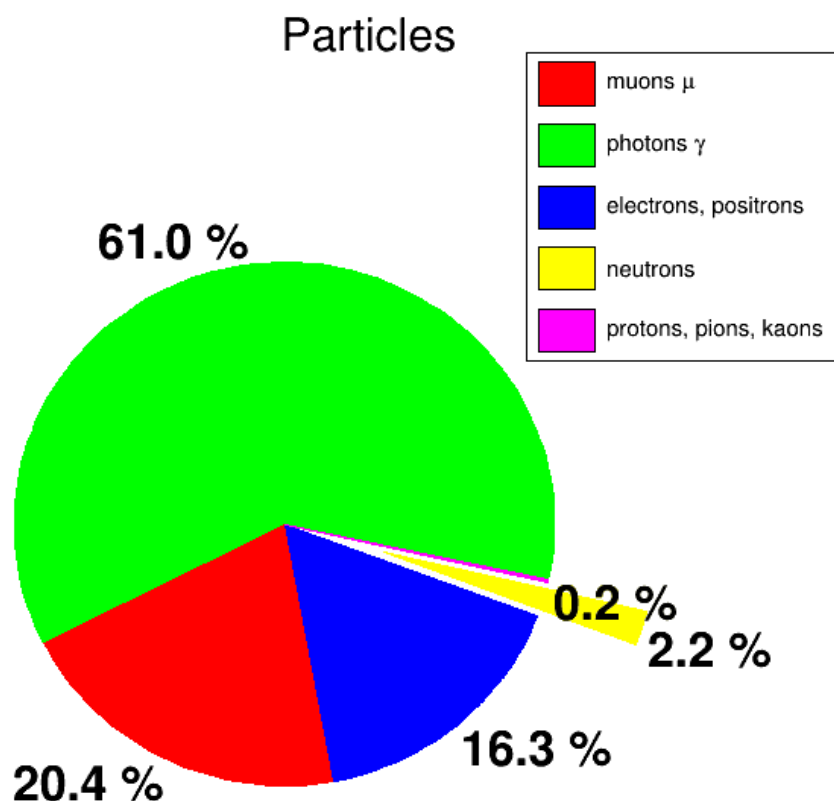


Рисунок 5.4 — Частицы, попадающие в экспериментальный зал после прохождения мюонами горного массива

При помощи Монте Карло моделирования прохождения мюонов через горный массив в программном пакете Fluka, коллаборацией DarkSide были подготовлены данные тех потоков мюонов и вторичных частиц, включая нейтроны, которые могут наблюдаться в экспериментальном зале лаборатории. Процентный состав частиц, которые приходят в экспериментальный зал представлен на рисунке 5.4.

Из приведенной диаграммы видно, что в экспериментальный зал попадают не только мюоны, но и вторичные частицы в составе электромагнитных (μ, γ, e^+e^-) и адронных (p, n, π, K) ливней. Также на рисунке 5.5 приведен спектр нейтронов, попадающих в экспериментальный зал от горы и образованных вследствие прохождения космических мюонов через породу. Средняя энергия таких нейтронов составляет более 22 МэВ, что в 2 раза выше энергии нейтронов от естественной радиоактивности. Энергия же отдельных нейтронов может достигать 1 ГэВ и выше.

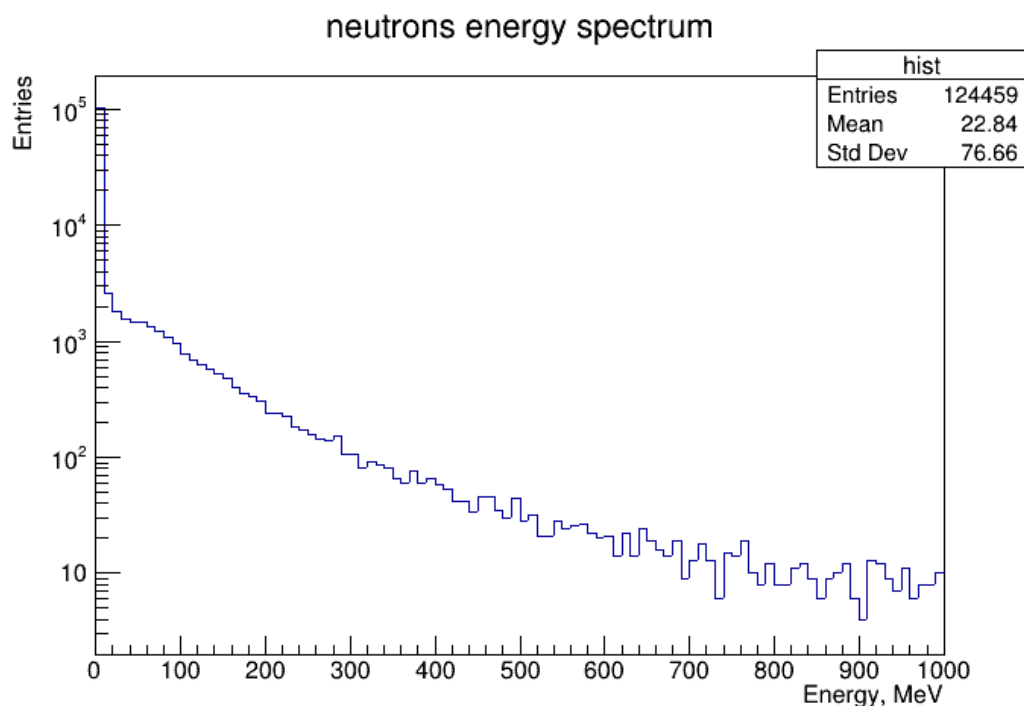


Рисунок 5.5 — Спектр мюон-индуцированных нейтронов от горы

На основании тех же данных было построено распределение (рис. 5.6) количества нейтронов по событиям в зависимости от способа их образования в горе (непосредственно в реакциях скаливания, либо косвенно в электромагнитных или адронных ливнях). Из данного распределения видно, что доминирующими процессами, в которых образуются нейтроны при прохождении мюонов через горную породу, являются процессы, сопровождающиеся электромагнитными и адронными ливнями. Затем аналогичные вычисления на основе модели из пункта 5.1, были проведены для аргона (рис. 5.7).

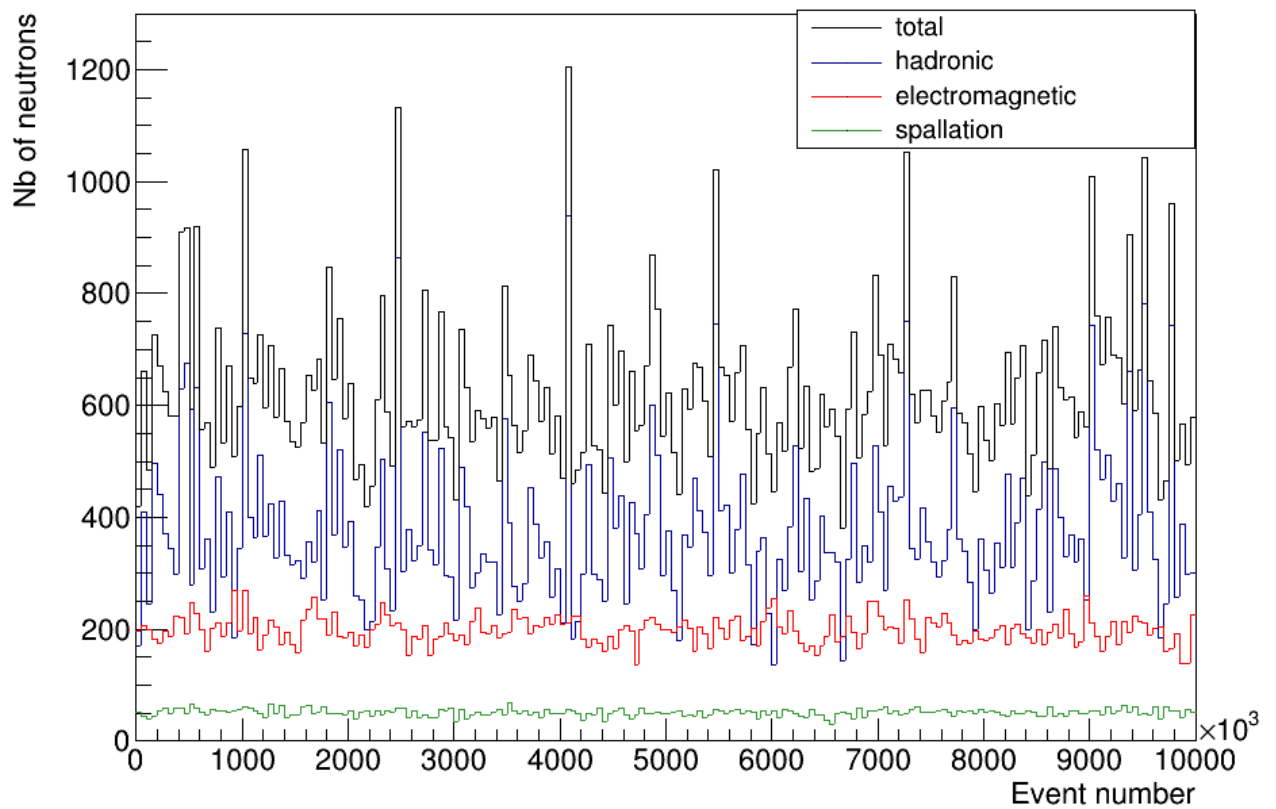


Рисунок 5.6 — Распределение количества нейтронов по событиям в зависимости от способа их образования в горе

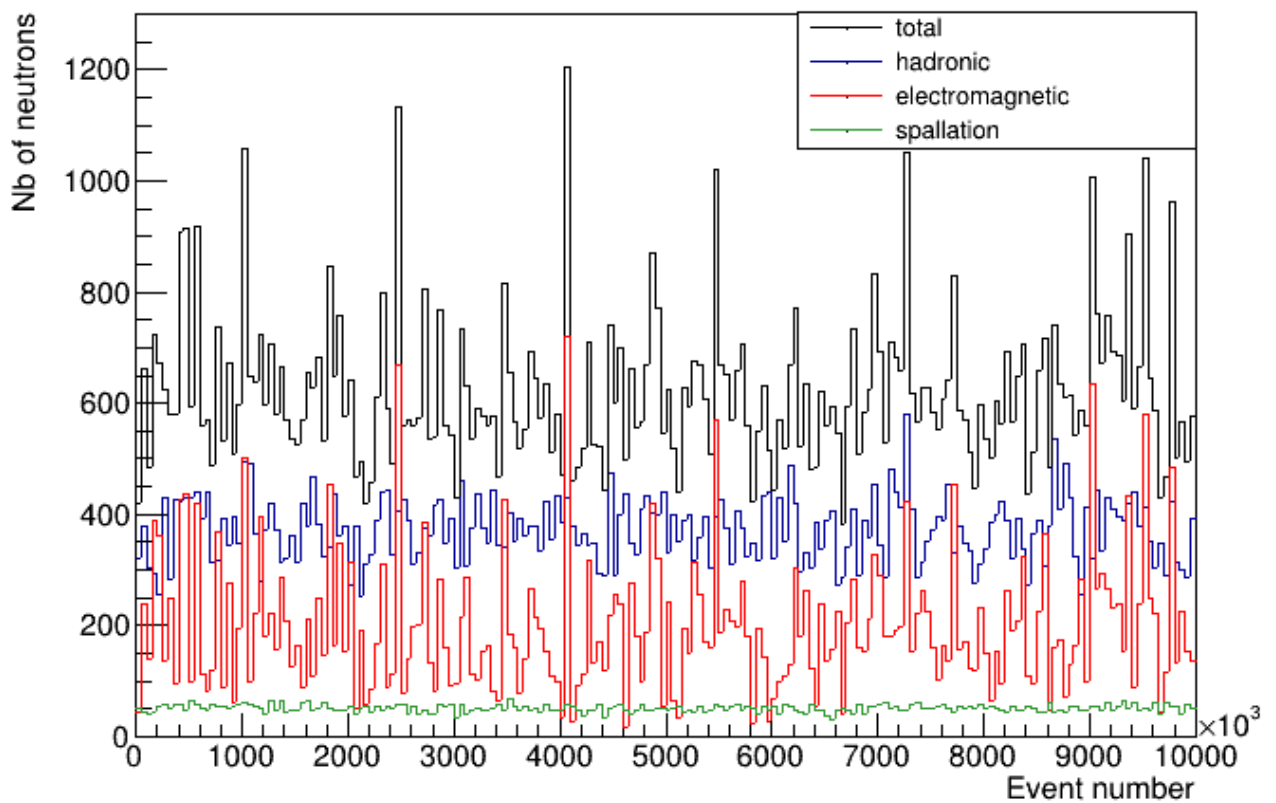


Рисунок 5.7 — Распределение количества нейтронов по событиям в зависимости от способа их образования в аргоне

Далее расчеты проводились уже в реальной геометрии детектора, которая используется коллаборацией DarkSide (рис. 5.8).

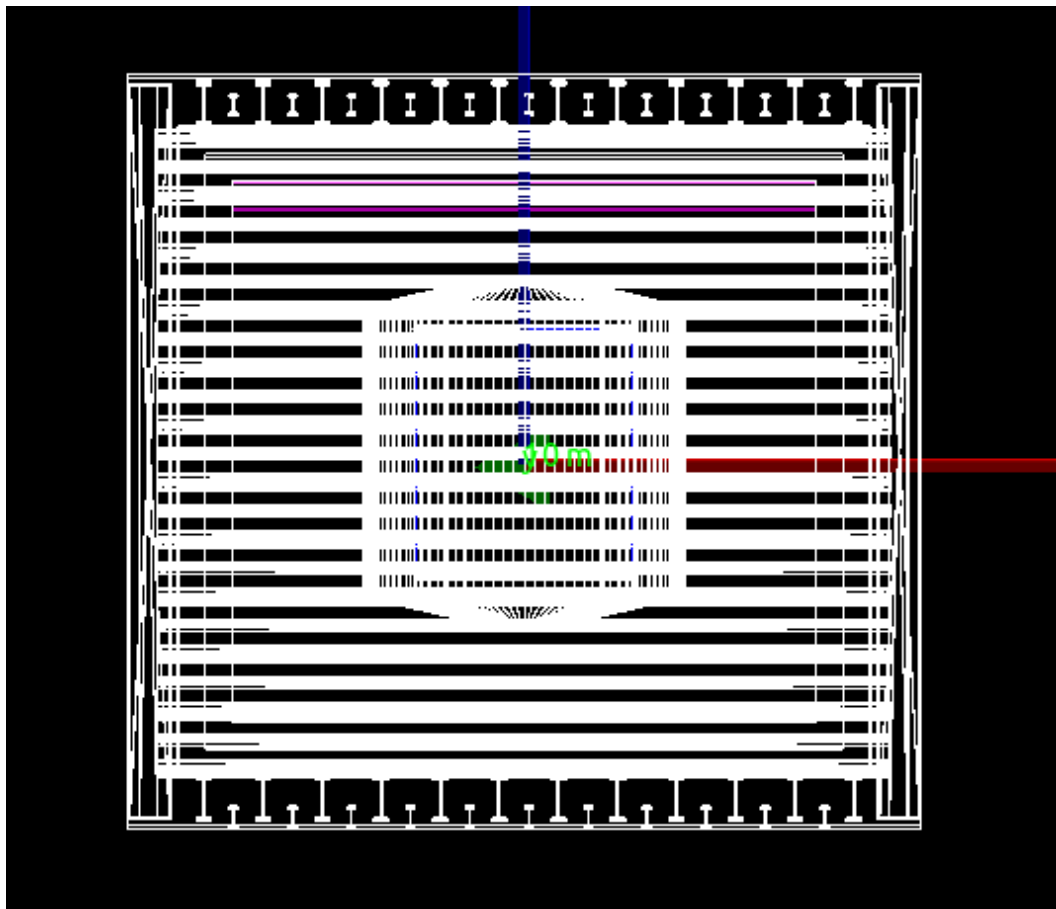


Рисунок 5.8 — Геометрия модели детектора DarkSide-20k

Для этого, данные из Fluka с потоками мюонов и вторичных частиц были занесены в Geant4, где и происходили дальнейшие расчеты. Предварительно, данные необходимо было подготовить: после первичного запуска были отобраны только те мюоны, которые не попали во внутренний объем детектора, т.к. нейтроны, появляющиеся при прохождении мюона через TPC или внутреннее вето можно будет отобрать с помощью регистрации мюона.

Далее, в ходе расчета была произведена симуляция года работы детектора, с целью получить спектры и потоки нейтронов, попадающих в объем детектора (на поверхности титановой оболочки криостата, на поверхности TPC и на поверхности активного объема TPC), которые образуются при прохождении мюонов через экспериментальную установку, чтобы в дальнейшем, наложив критерии, отобрать события упругого рассеяния нейтронов на ядрах аргона, которые могут имитировать упругое рассеяние вимпов.

Отдельно были проведены вычисления для всех вторичных частиц (гамма-

квантов, электронов и позитронов в составе электромагнитного ливня, а также протонов, пионов и каонов в составе адронных ливней), в том числе для нейтронов, пришедших от горы, вследствие прохождения мюонов через гору.

Результаты расчетов приведены на рисунках 5.9, 5.10, 5.11 и в таблице 5.2.

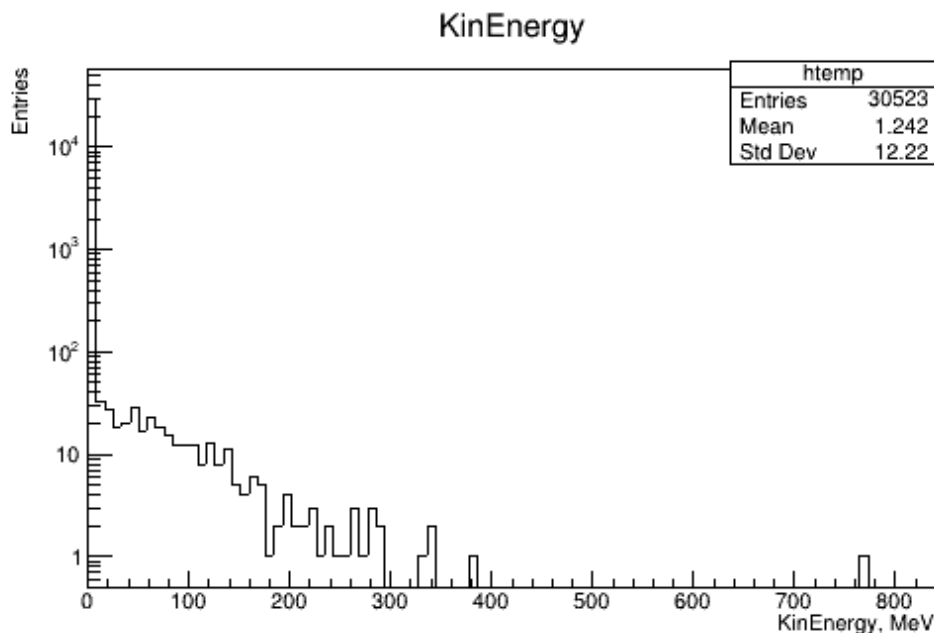


Рисунок 5.9 — Спектр нейтронов на поверхности титановой оболочки криостата

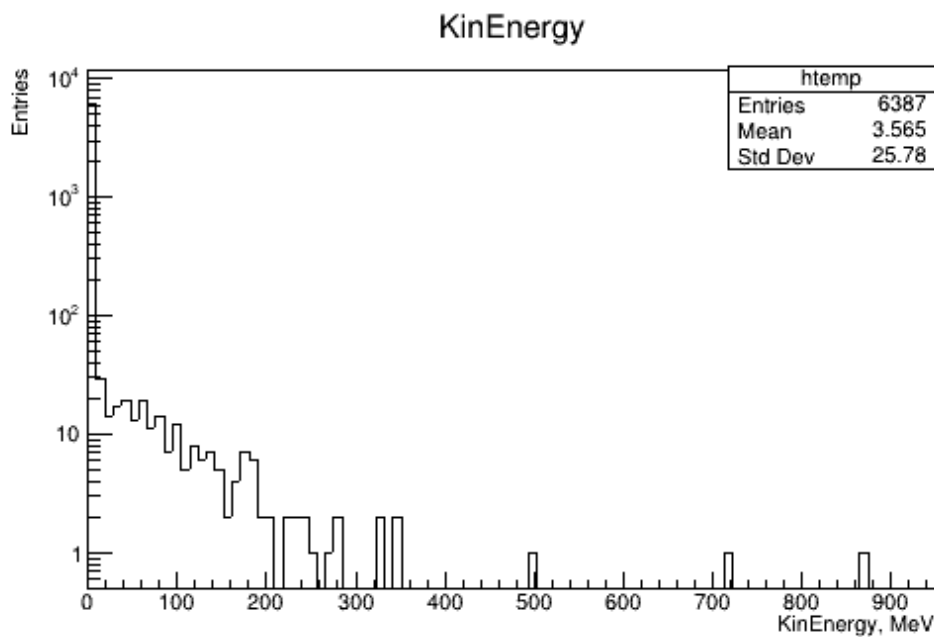


Рисунок 5.10 — Спектр нейтронов на поверхности ТРС

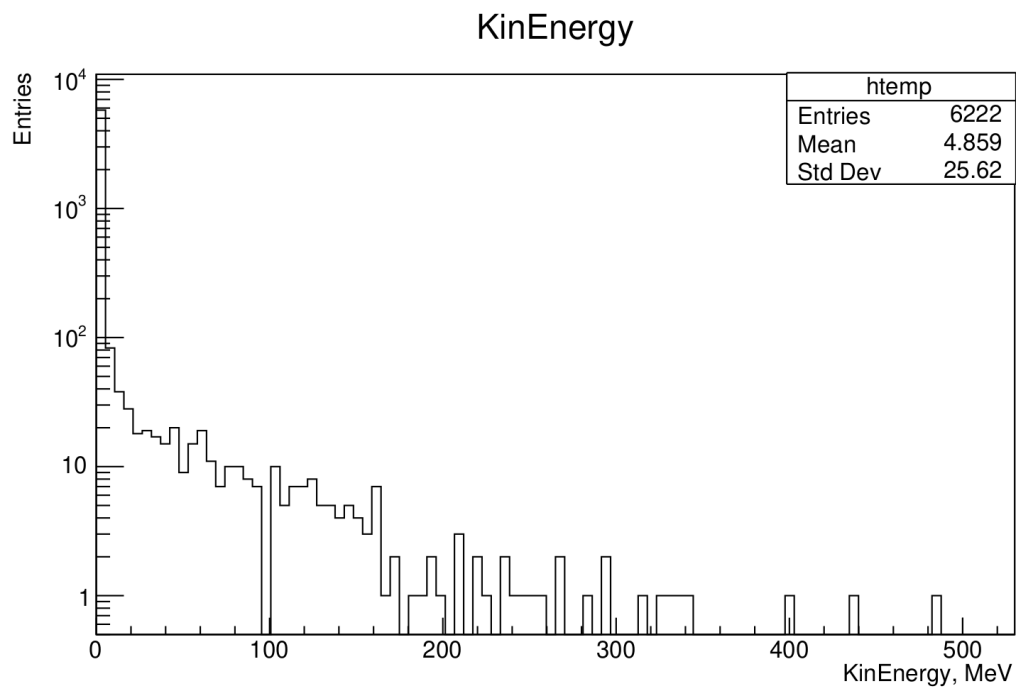


Рисунок 5.11 — Спектр нейтронов на поверхности активного объема ТРС

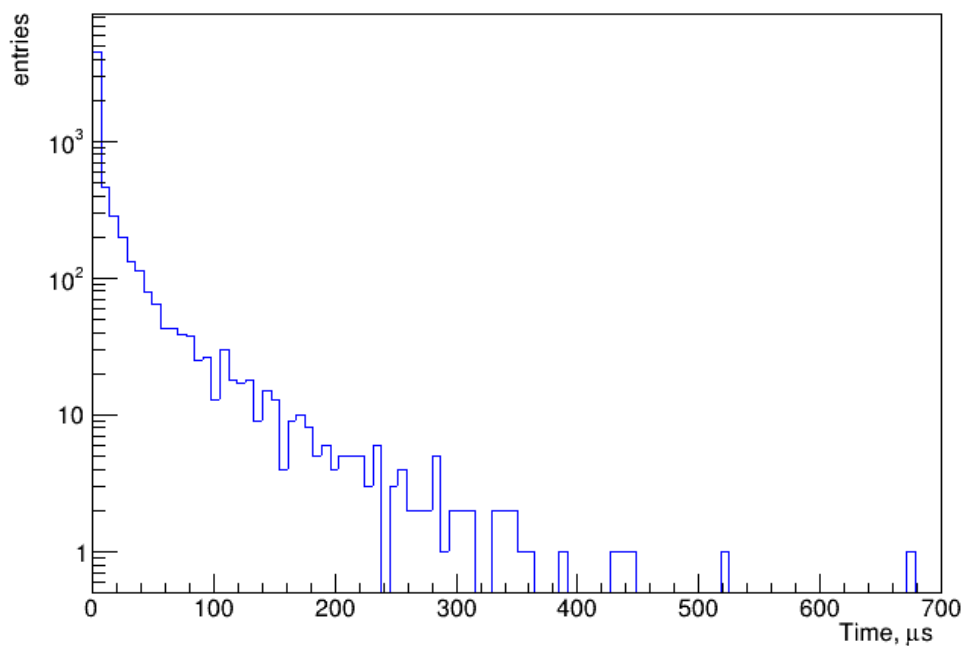


Рисунок 5.12 — Распределение нейтронов по времени от момента рождения до попадания в активный объем

Анализируя полученные данные, можно сказать, что непосредственно перед самым активным объемом ТРС спектр слегка "выедается" и становится жестче с средней энергией на уровне 5 МэВ за счет того, что часть медленных нейтронов поглощается в гадолинии. Что касается потоков нейтронов, то

Таблица 5.2 — Рассчитанные потоки нейтронов в экспериментальной установке

	На поверхности титановой оболочки	На поверхности ТРС	На поверхности активного объема ТРС
Поток нейтронов от прохождения мюонов через детектор, $n/(m^2 \cdot h)$	$2,48 \pm 0,31$	$0,97 \pm 0,15$	$0,85 \pm 0,12$
Поток нейтронов от прохождения мюонов через гору, $n/(m^2 \cdot h)$	$0,19 \pm 0,05$	$0,07 \pm 0,02$	$0,04 \pm 0,01$
Поток нейтронов от электромагнитных ливней, пришедших от горы, $n/(m^2 \cdot h)$	$0,09 \pm 0,04$	$(0,14 \pm 0,09) \cdot 10^{-1}$	$(0,12 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$
Поток нейтронов от адронных ливней, пришедших от горы, $n/(m^2 \cdot h)$	$0,46 \pm 0,08$	$0,17 \pm 0,05$	$0,09 \pm 0,04$
Суммарный поток нейтронов, индуцированный мюонами и всеми вторичными частицами, $n/(m^2 \cdot h)$	$3,22 \pm 0,48$	$1,22 \pm 0,23$	$0,99 \pm 0,18$

главный вклад производится мюонами, проходящими непосредственно через установку. Однако немаловажен так же поток нейтронов, пришедших от горы и поток нейтронов, обусловленный вторичными частицами, а именно от адронных ливней, пришедших из горы в результате прохождения через нее космических мюонов

Также было построено распределение по времени с момента рождения нейтрона, индуцированного мюоном, до попадания в активный объем ТРС (рис. 5.12). Данное распределение важно тем, что оно позволяет выработать дополнительные критерии на отбор нейтронов, образованных мюонами, прошедшими через экспериментальную установку: накладывая ограничение по времени при-

лета нейтронов в активный объем детектора можно тем самым отсеять быстрые нейтроны, которые могут затем произвести рассеяние и тем самым симитировать рассеяние вимпа. На основе данного распределения был построен график эффективности подавления нейтронов в зависимости от времени (рис. 5.13). Исходя из него, можно сказать, что при ограничении времени на 2 мкс, эффективность подавления нейтронов, которые попадают в активный объем, составит примерно 50%. Если ставить ограничение на 5 мкс, то эффективность будет уже около 67% мкс, при ограничении на 10 мкс - уже 75%, 20 мкс - 83%, 40 мкс - 90%.

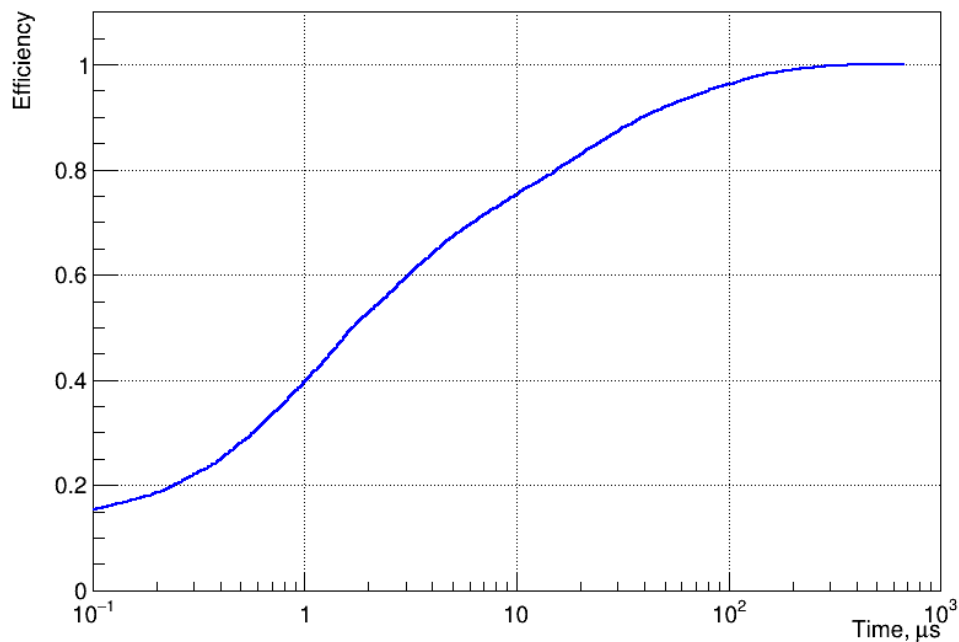


Рисунок 5.13 — Эффективность подавления нейтронов в зависимости от времени

5.3 РАСЧЕТ ВОЗМОЖНОГО КОЛИЧЕСТВА ВИМП-ИМИТИРУЮЩИХ РАССЕЯНИЙ НЕЙТРОНОВ В ДЕТЕКТОРЕ DARKSIDE-20K

На основании полученных спектров и потоков нейтронов на поверхности активного объема детектора было смоделировано 10 лет работы детектора (именно такая длительность эксперимента предполагается в коллаборации) с целью предсказания количества возможных событий упругого рассеяния на

ядрах аргона нейтронов, образованных мюонами, проходящими через экспериментальную установку и имитирующих рассеяние вимпов. Для отбора данных событий были выработаны следующие критерии:

- Энергия отдачи ядра должна лежать в диапазоне от 7,5 кэВ до 50 кэВ ($7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV}$) при поиске вимпов с массами в диапазоне от 10 ГэВ до 10 ТэВ.
- Нейтрон должен испытать только одно рассеяние в активном объеме детектора ($N_{scatter} = 1$).
- Нейтрон не должен поглотиться в защитных и конструкционных материалах детектора ($N_{absorbition} = 0$).
- Ограничение по времени прилета нейтронов на 2 мкс ($T > 2 \text{ мкс}$).
- Ограничение по времени прилета нейтронов на 5 мкс ($T > 5 \text{ мкс}$).
- Ограничение по времени прилета нейтронов на 10 мкс ($T > 10 \text{ мкс}$).

Такие же расчеты были проведены и для нейтронов, которые приходят от горы, вследствие прохождения мюона через породу. На отбор событий, вызванных нейтронами от горы также были наложены критерии, однако наложить временной критерий для таких нейтронов не представляется возможным.

Результаты расчетов сведены в таблицу 5.3. В ней указано число зарегистрированных событий, в зависимости от наложенных критериев для нейтронов, инцидированных прохождением мюонов через детектор и нейтронов, пришедших от горы.

Таблица 5.3 — Результаты расчетов при наложении критериев отбора

Критерии отборов	Количество событий	
	нейтроны, рожденные внутри детектора	нейтроны от горы
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV}$	12563	591
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV} \& N_{scatter} = 1$	1758	81
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV} \& N_{scatter} = 1 \& N_{absorbition} = 0$	41	2
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV} \& N_{scatter} = 1 \& N_{absorbition} = 0 \& T > 2 \text{ мкс}$	7	
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV} \& N_{scatter} = 1 \& N_{absorbition} = 0 \& T > 5 \text{ мкс}$	2	
$7,5 \text{ keV} < E_{recoil} < 50 \text{ keV} \& N_{scatter} = 1 \& N_{absorbition} = 0 \& T > 10 \text{ мкс}$	0	

В случае малого количества событий, используется распределение Пуассона, поэтому с учетом этого, анализируя полученные данные, можно сказать, что использование выбранных критериев, дает возможность поставить ограничение на количество событий, имитирующих рассеяние вимпа: в случае, если это событие вызвано нейтроном, инициированным прохождением мюонов через установку, то ограничение с 95%-й точностью составляет $< 3,6889$ события за 10 лет. В случае, если это событие вызвано нейтроном, инициированным прохождением мюонов через гору, то ограничение составляет $2 \pm_{0,2422}^{5,5716}$. В случае нейтронов, рожденных внутри детектора, можно поставить временное ограничение и тем самым отсеять создаваемый ими фон. Однако с нейтронами от горы такие ограничения поставить нельзя, поэтому, даже несмотря на меньшее количество создаваемых событий, фон от таких нейтронов устранить гораздо сложнее.

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы при помощи Монте-Карло моделирования в программном пакете Geant4 были произведены важные имитационные исследования, связанные с предсказанием вклада нейтронов, вызванных космическими мюонами, в общий фон экспериментальной установки.

В результате, сначала, в упрощенной модели было смоделировано прохождение мюона через объем детектора с последующей регистрацией нейтронов, которые появились в результате взаимодействия мюона с ядрами аргона.

Затем, при моделировании уже полного объема детектора DarkSide-20k был просимулирован год работы детектора. В качестве промежуточного итога были получены спектры и потоки нейтронов, вызванных космическими мюонами и всеми вторичными частицами. Далее, уже зная потоки и спектры на поверхности активного объема, было просимулировано 10 лет работы детектора. Также были выработаны критерии для отбора тех событий упругого рассеяния нейтронов на ядрах мишени, которые могут имитировать рассеяние вимпов. Наложение выработанных критериев на результат расчета позволило сделать ограничение на прогнозируемое количество таких событий: оно составило $< 3,6889$ событий за 10 лет, для нейтронов, рожденных внутри детектора, и $2 \pm_{0,2422}^{5,5716}$ для нейтронов, приходящих от горы.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Vol. 13. — P. 12.
2. *Sikivie P., Sullivan N., Tanner D.* Axion Dark Matter Detection using an LC Circuit // *Physical Review Letters*. — 2014. — Т. 112, № 13.
3. *Roszkowski L., Sessolo E. M., Trojanowski S.* WIMP dark matter candidates and searches—current status and future prospects // *Reports on Progress in Physics*. — 2018. — Т. 81, № 6. — С. 066201.
4. *Рябов В. А., Царев В. А., Цховребов А. М.* Поиски частиц темной материи. — 2008.
5. *Akimov D. Y.* Experimental Methods for Particle Dark Matter Detection // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2001. — Т. 44, № 5. — С. 575—617.
6. *Горбунов Д., Рубаков В.* Введение в теорию ранней Вселенной. — 2008. — С. 552.
7. *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints // *Phys.Rept.* — 2005. — № 405. — С. 279—390.
8. *Griest K., Kamionkowski M.* Unitarity limits on the mass and radius of dark-matter particles // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Т. 64, вып. 6. — С. 615—618.
9. *Taoso M., Bertone G., Masiero A.* Dark matter candidates: a ten-point test // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2008. — Т. 2008, № 03. — С. 022.
10. *Lisanti M.* Lectures on Dark Matter Physics. — 2016.
11. *Rignanesi L.* DarkSide-20k and the Direct Dark Matter Search with Liquid Argon. — 2020.
12. *Collaboration T. G. A. D. M.* DarkSide-20k Technical Design Report. — 2021.

13. DarkSide: Latest results and future perspectives // Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica. — 2019. — Vol. 4.
14. *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.
15. 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.
16. Study of single muons with the Large Volume Detector at Gran Sasso Laboratory / M. Aglietta [и др.] // Phys.Atom.Nucl. — 2003. — № 66. — С. 123—129.
17. A Fluka study of underground cosmogenic neutron production / A. Empl [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2014. — Т. 2014, № 08. — С. 064—064.
18. *S. M. A., G. R. O.* Neutrons from muons undergrounds // Physics of Atomic Nuclei. — 2008. — Т. 71.
19. *Weizsäcker C. F. v.* Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen // Physics of Atomic Nuclei. — 1934. — Т. 88.
20. *Крючков Э., Юрова Л.* Теория переноса нейтронов. — 2007. — С. 272.
21. *Collaboration G.* Guide For Physics Lists. — 2021.

7 ПРИЛОЖЕНИЕ А

Таблица 7.1 – Спецификации конструкции ТРС и внутреннего вето.

TPC Parameter	Value
TPC drift length	348 cm
Octagonal inscribed circle diameter (87 K)	350 cm
UAr mass in TPC	51.1 t
Active LAr mass	49.7 t
Vertical fiducial cut (nominal)	70 cm
Radial fiducial cut (nominal)	30 cm
Fiducial UAr mass	20.2 t
Drift field	200 V/cm
Extraction field	2.8 kV/cm
Luminescence field	4.2 kV/cm
Cathode operating voltage	-73.38 kV
Extraction grid operating voltage	-3.78 kV
Anode operating voltage	ground
Field cage ring vertical spacing	4 cm
Gas pocket thickness	(7.0 ± 0.5) mm
Anode flatness	<0.1 mm
Grid optical transparency	97%
Electron drift lifetime	>5 ms
Projected light yield at null field (S1)	10 PE/keV _{ee}
S2 yield	>20 PE/e ⁻
xy resolution	<5 cm
z resolution	1 mm
Veto Parameter	Value
Active mass	32 t
Light yield	2000 PE/MeV
Light yield uniformity	3.0%
Reflective surface	174 m ²
SiPM geometrical coverage	3.2%
Gd concentration in PMMA	0.5% -1% in weight
Ti vessel Parameter	Value
Vessel inner diameter	4650 mm
Vessel total internal volume	80 m ³
Total UAr (with TPC installed)	99.2 t