

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 ПО ПРЕДДИПЛОМНОЙ ПРАКТИКЕ ПО ТЕМЕ
РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ DARKSIDE

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

Москва 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	2
1 Поиск частиц темной материи	4
1.1 WIMP как кандидат на роль частиц темной материи	4
1.2 Методика детектирования WIMP-частиц	6
2 Эксперимент DarkSide	10
2.1 Детекторы на основе благородных газов	10
2.2 Эксперимент DarkSide-20k	11
3 Космогенный фон: мюоны	15
4 Аналитический расчет	18
4.1 Расчет времени диффузии и длины диффузии теплового нейтрона в жидком аргоне	18
4.2 Расчет времени жизни и длины замедления нейтрона с энергией 2,5 МэВ в жидком аргоне	20
4.3 Расчет в Geant4 и сравнение с аналитическим расчетом	22
5 Моделирование нейтронов в жидком аргоне детектора DarkSide	24
5.1 Модель эксперимента в Geant4	24
5.2 Результаты расчета в программе	26
6 Заключение	32
Список использованных источников	33
7 Приложение А	34

ВВЕДЕНИЕ

Согласно опубликованным в марте 2013 года данным наблюдений космической обсерватории «Планк», интерпретированным с учётом стандартной космологической модели Λ 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].

Наиболее убедительными экспериментальными фактами существования темной материи, полученными из астрономических наблюдений, являются: результаты измерения скоростей слоёв гало, для звезд в спиральных галактиках (т.н. диаграммы ротационных кривых), и обнаружение гравитационного линзирования далеких галактик скоплениями галактик, расположенными перед ними. Состав и природа тёмной материи на настоящий момент неизвестны.

Сложившаяся ситуация представляет собой очередной пример из истории развития науки, когда исследователи оказываются перед фактом, заключающимся в том, что известный мир, о котором мы, казалось бы, знаем все или почти все, в действительности составляет лишь малую часть пока еще непознанной Вселенной.

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.

Поиск частиц темной материи и детальное изучение их свойств требует объединения усилий специалистов, работающих в областях как ускорительной, так и неускорительной физики и астрофизики, а также использования различных дополняющих друг друга методов исследования. Прямая регистрация частиц темной материи, приходящих из гало Галактики, дала бы наиболее определенное доказательство того, что эти частицы от-

ветственны за скрытую массу во Вселенной.

Поскольку отсутствует чёткое понимание того, что именно представляют из себя частицы тёмной материи и ввиду многообразия интерпретаций, во всех исследовательских работах, как правило, заранее оговаривается рассматриваемый класс частиц, служащих кандидатами на роль тёмной материи. Самые распространённые предполагаемые классы частиц: аксионы ($m_a \sim 10^{-6} - 10^{-2}$ эВ), стерильные нейтрино ($m_\nu \geq 14$ кэВ), легчайшие суперсимметричные частицы - нейтралино ($m_n \sim 10 - 1000$ ГэВ), частицы Калуцы-Клейна ($m_{KK} \sim 10 - 1000$ ГэВ), слабодействующие массивные частицы WIMP - Weakly Interacting Massive Particles ($m_{WIMP} \leq 120$ ТэВ), WIMPZILLA ($\sim 10^{11}$ ГэВ и более тяжёлые), массивные компактные объекты гало галактики MACHOs ($\sim 10^{54}$ ГэВ)[2].

В настоящее время наиболее серьезно прорабатываемой гипотезой является представление большей части небарионной ТМ в виде массивных частиц с прогнозируемой массой порядка нескольких десятков гигаэлектронвольт, 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 менее $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ пб). Это означает, что эксперимент по поиску WIMP должен проводиться в условиях, когда естественный для Земли радиоактивный фон, вызванный распадами радиоактивных нуклидов, содержащихся в земной коре, и космическими лучами, должен быть подавлен более чем в 10^3 раз. Такие условия обеспечиваются в специально оборудованных низкофоновых подземных лабораториях (например, Gran Sasso в Италии, Баксанской лаборатории в России, Boulby Mine в Великобритании, Canfranc во Франции, Homestake в США, Kamioka в Японии и др.)[3].

При проведении поиска редких процессов, важной задачей является учет вклада нейтронов в общий результат измерений, и именно этой задаче посвящена настоящая работа.

1. ПОИСК ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

1.1. WIMP КАК КАНДИДАТ НА РОЛЬ ЧАСТИЦ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

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

Вимпы особенно привлекательны как кандидаты в частицы ТМ ввиду ряда очевидных достоинств. Во-первых, появление вимпов в теоретической физике частиц мотивировано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Во-вторых, согласно стандартным космологическим предположениям, их тепловая реликтовая распространенность естественным образом совпадает с той, которая требуется для ТМ. Наконец, требование достаточно эффективной аннигиляции вимпов (для обеспечения соответствующей реликтовой плотности) означает, что взаимодействие вимпов с материей является достаточно сильным для того, чтобы они могли быть обнаружены в прямых экспериментах. 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 [4].

Оценки для современной плотности вимпов дают

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

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. Данные WMAP приводят к более строгим ограничениям: $m_{WIMP} \leq 120$ 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 [3].

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: в случае упругого рассеяния спектр отдач является экспоненциальным с типичной 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 электронами в мишени, либо возбуждая их, либо ионизуя мишень. Вимп также может возбуждать ядро в неупругом процессе, так что возникает отдача ядра с последующей эмиссией фотона (примерно через 1 нс). Такие сигнатуры следует отличать от сигнатур фоновых событий. Средняя энергия отдачи ядра при столкновении вимпа с ядром массой m_a может быть аппроксимирована как:

$$\langle E \rangle \approx 1,6 A \left(\frac{m_{WIMP}}{m_{WIMP} + m_a} \right)^{1/2} \text{ кэВ}, \quad (1.2)$$

где A — число нуклонов в ядре, с которым сталкивается вимп.

Характерной особенностью кинематики движения Земли в Галактике является годичное вращение Земли вокруг Солнца, которое приводит к результирующей скорости относительно Галактической системы координат:

$$v = 220 (1,05 + 0,07 \cos[2\pi(t - t_m)] \text{ км/с.} \quad (1.3)$$

Здесь время исчисляется в годах, а t_m соответствует началу июня.

Более детальное рассмотрение движения Земли вокруг Солнца приведет к незначительному сезонному изменению профиля спектра. В момент максимальной результирующей скорости Земли в галактической системе отсчета (2 июня) столкновения вимпов с детектором ядра будут характеризоваться большими энерговыделениями; поэтому энергетический спектр dR/dE_{det} должен стать более уплощенный. Такое сезонное изменение профиля спектра должно приводить к изменению интегральной скорости счета детектора на $\sim 5 - 7\%$. Этот эффект концептуально является единственным признаком (сигнатурой) WIMP. Однако наблюдать этот эффект очень трудно из-за низкой ожидаемой скорости счета < 1 события/(кг сут).

Рассеяние вимпов обычно рассматривается в контексте двух типов связи. Аксиально-векторное (спин-зависимое) взаимодействие следует из связи со спиновым содержанием нуклона. Поскольку $\sigma \sim J(J + 1)$, где J - спин ядра мишени, использование мишени из тяжелых ядер не дает преимущества. В случае скалярного (спиннезависимого) взаимодействия $\sigma \sim A^2$ и для поиска вимпов более перспективными оказываются мишени со средними и тяжелыми ядрами. Для вимпов, которые не являются майорановскими частицами, возможно также рассеяние через векторное взаимодействие (нейтралино и КК-состояния не имеют такой связи). Сечение вимп-нуклонного рассеяния очень мало, и, следовательно, необходима большая чувствительная масса детектора [2].

1.2. МЕТОДИКА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ WIMP-ЧАСТИЦ

В экспериментах по прямой регистрации вимпов необходимо тем или иным методом измерить энергию, выделившуюся в процессе рассеяния вимпов на ядерной мишени. Для регистрации ядра отдачи и измерения его энергии могут быть использованы ионизационные, сцинтилляционные и тепловые детекторы или их комбинации. Важно подчеркнуть, что в от-

личие от тепловых детекторов, в которых почти 100% энергии ядра отдачи ΔE преобразуется в тепловой сигнал, ионизационные детекторы имеют коэффициент преобразования энергии отдачи (квенчинг-фактор) в энергию, затрачиваемую на рождение электронно-дырочных пар, не более 30%, а в сцинтилляционных детекторах в свет преобразуется не более 10% энергии. В этом случае детектор, регистрирующий ядра отдачи, должен работать с порогом, не превышающим нескольких кэВ.

Существенным обстоятельством является то, что выходы для ионизации и сцинтилляций значительно выше, если первичное взаимодействие происходит с электроном, т.е. образуется электрон отдачи вместо ядра отдачи. Это имеет место для всех фоновых событий, инициированных рассеянием фотонов на электронах. Обычно такие события составляют главную компоненту фона. Как показывает практика проведения экспериментов, подавление этих фоновых электронов, остающихся даже при применении наиболее изощренных систем подавления фона (использование подземных лабораторий для защиты от КЛ, обеспечение пассивной и активной защиты, применение сверхчистых материалов), является одной из наиболее трудных и в то же время наиболее важных задач, решение которой, по сути, определяет пределы чувствительности экспериментов по прямым поискам вимпов. Регистрируя одновременно два сигнала (например, фонон + ионизация, или фонон + сцинтилляция, или ионизация + сцинтилляция), как это делается в "гибридных" детекторах, можно существенно подавить эту компоненту фона. Что касается фона нейтронов, то его подавление может быть осуществлено по сигнатуре многократного рассеяния, которое отсутствует в случае вимпов.

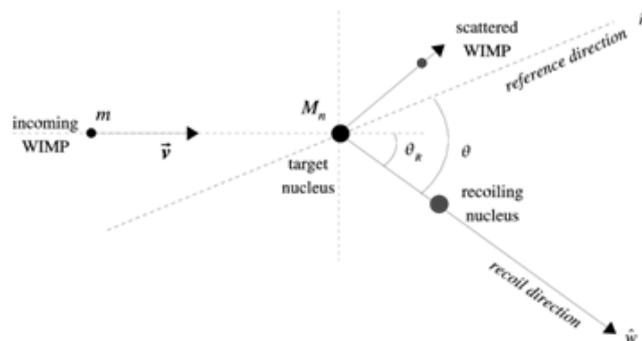


Рисунок 1.1 — Взаимодействие WIMP с ядром мишени

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:

$$E_R = \frac{q^2}{2m_N} \approx 50 \text{ кэВ} \left(\frac{m_X}{100 \text{ ГэВ}} \right)^2 \frac{100 \text{ ГэВ}}{m_N}, \quad (1.4)$$

где $q \sim m_X v$ - изменение импульса при столкновении, $v \sim 10^{-3}$ - скорость входящей частицы [5].

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 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 благородных газах приводит к образованию нестабильного химического соединения 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 аргонового сцинтилляционного света можно использовать для различения ядерных отдач на фоне γ и электронов, которые попадают в чувствительную область детектора.

Чтобы иметь возможность сравнивать результаты, полученные с при-

менением детекторов с различными детектирующими средами, используется так называемое приведенное к протону сечение σ_p :

$$\sigma_p = \frac{m_{red}^2(p, W)}{C m_{red}^2(i, W)} \sigma_i, \quad (1.5)$$

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 [3].

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

сцинтиллятором 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 $n(\text{Kr}) = 8,7\%$ [2].

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. [6]

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 -радиоактивного 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. [7]

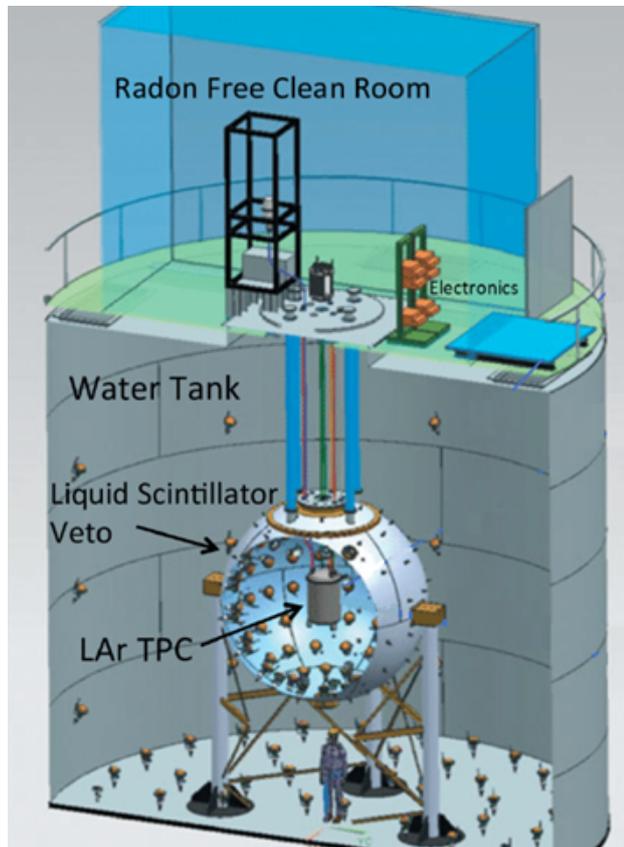


Рисунок 2.1 — Конструкция детектора DarkSide-50

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, 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 про-

изводят 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 различные формы сигналов [8].

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 общей ванне низкорadioактивного аргона, отделенный от атмосферного аргона (AAr) массой 700 т в основном криостате герметичным титановым сосудом, как показано на рисунке ??.

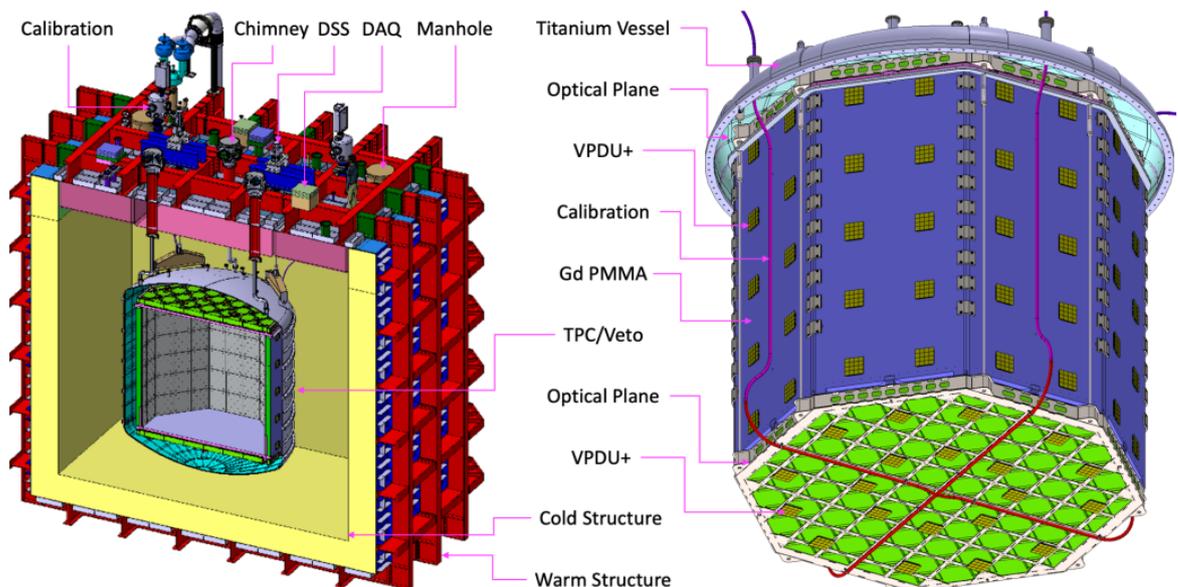


Рисунок 2.2 — Конструкция детектора DarkSide-20k

Gd-PMMA (полиметилметакрилат, содержащий гадолиний) является предпочтительным материалом для нейтронного вето, а слои Gd-PMMA

окружают весь объем ТРС. 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 и концентрация гадолия в Gd-PMMA установлены для достижения эффективности захвата нейтронов $< 1\%$. 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 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. 8 вертикальных панелей также служат боковыми стенками ТРС.

Сам объем ТРС представляет собой правильный восьмиугольник 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. [7]

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

3. 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).[9]

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.[10]

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. 3.1).

По данным коллаборации DarkSide, полученными при помощи Монте-Карло моделирования в программном пакете Fluka, было построено распределение мюонов в зависимости от астрономического азимута (ϕ) и зенита

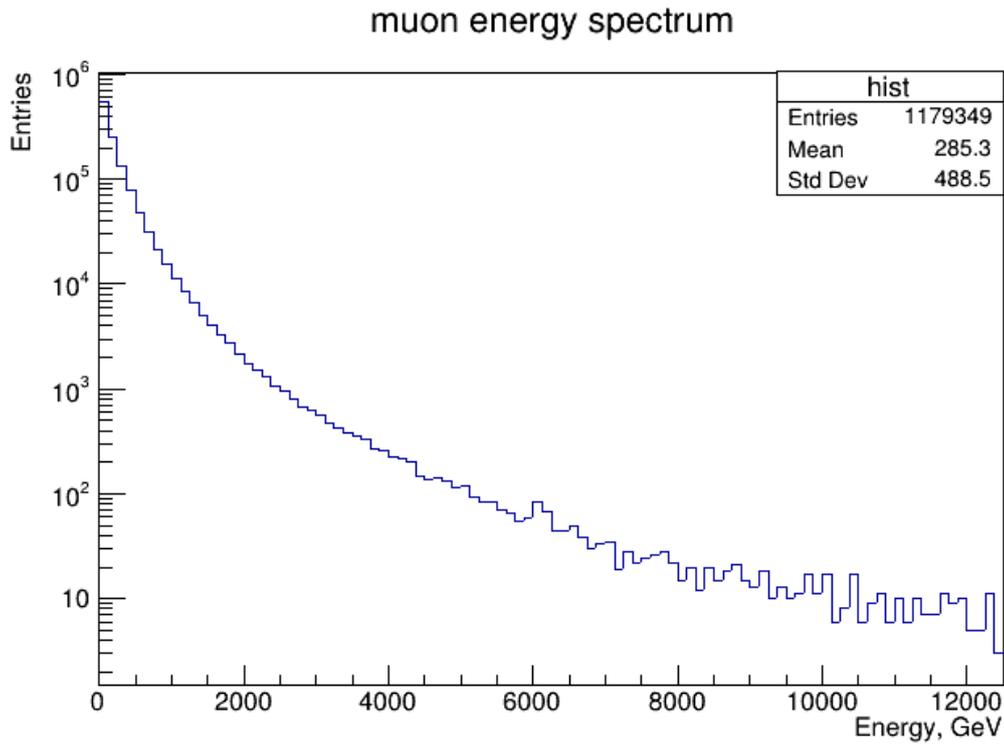


Рисунок 3.1 — Энергетический спектр мюонов

(θ) (рис. 5.1). Кроме того, представлены одномерные проекции на плоскости θ и ϕ . Приведенные данные согласуются с результатами, полученными в эксперименте Bogerino, на месте которого и будет установлен детектор DarkSide-20k. Все три распределения отражают влияние местной горной топологии: различия в толщине перекрывающих пород отражаются на зависящих от угла вариациях остаточного потока мюонов.

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 расщепления 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 уста-

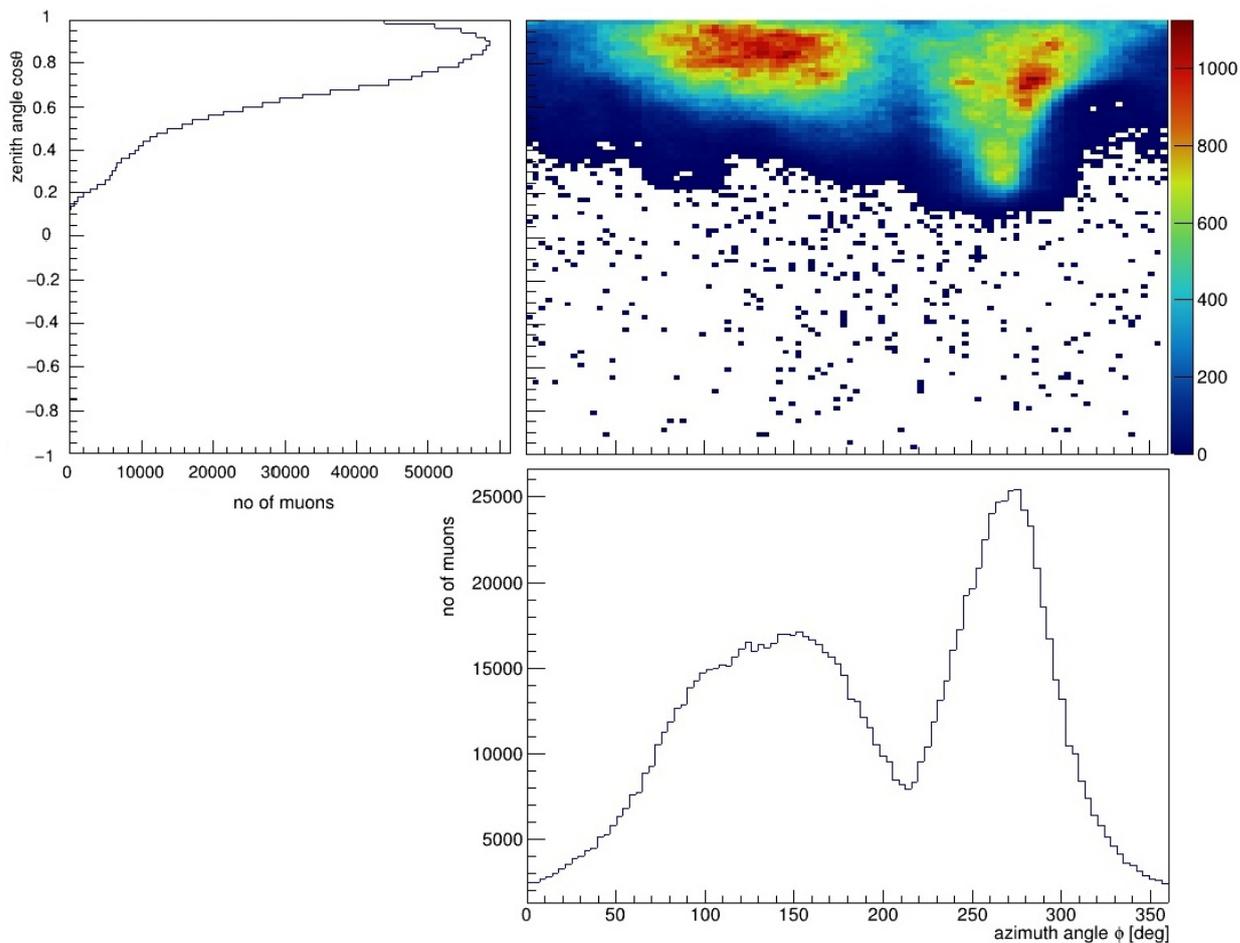


Рисунок 3.2 — Угловое распределение мюонов пересекающих детектор. Графики сбоку показывают распределения по проекциям на астрономический азимутальный и зенитный угол

новке.

Так, например, в результате взаимодействия мюонов с веществом детектора могут нарабатываться радиоактивные изотопы, вносящие вклад в негативный фон. Самыми опасными являются β - 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.

4. 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.

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:

$$\begin{aligned} t_{\text{диф}} &= \frac{1}{v\Sigma_a} = \frac{1}{2vn\sigma_a} = \frac{M_{H_2O}}{2v\rho_{H_2O}N_a\sigma_a} \\ &= 204,7 \pm 0.6 \text{ мкс}, \end{aligned} \quad (4.1)$$

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 температуре 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} определяется следующим выражением:

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

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

Для изотропных сред $\cos \theta = 0$ (приблизительно 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 $n\sigma_{a,Ar}$ и $n\sigma_{s,Ar}$.

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. $\Sigma_a = \Sigma_a = 2n\sigma_{a,H}$, $\Sigma_s = \Sigma_{s,H} +$

$$\Sigma_{sO} = 2n\sigma_{sH} + n\sigma_{sO}.$$

Найдем сначала длину диффузии в воде:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\frac{1}{3\Sigma_a(\Sigma_s + \Sigma_a)}} = \sqrt{\frac{1}{3 \cdot 2n\sigma_{aH}(2n\sigma_{aH} + 2n\sigma_{sH} + n\sigma_{sO})}} \\ &= \frac{M_{H_2O}}{\rho_{H_2O}N_a} \sqrt{\frac{1}{6\sigma_{aH}(2\sigma_{aH} + 2\sigma_{sH} + \sigma_{sO})}} \\ &= 2,6 \pm 0,2 \text{ см.} \end{aligned} \quad (4.7)$$

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

Теперь найдем длину диффузии в жидком аргоне:

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

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

Сначала найдём время замедления нейтрона с энергии $E_f = 2,5 \text{ МэВ}$ 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:

$$t_3(E_f \rightarrow E) = \frac{2}{\xi n(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} = \frac{2M_C}{\xi \rho_C N_a(\sigma_{sC} + \sigma_{aC})v} \quad (4.10)$$

$$= 146,2 \pm 3,7 \text{ мкс.}$$

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

$$t_3(E_f \rightarrow E) = \frac{2}{\xi n \sigma_{sAr}} = \frac{2M_{Ar}}{\xi \rho_{Ar} N_a \sigma_{sAr} v} \quad (4.11)$$

$$= 0,00383 \pm 0,00008 \text{ с.}$$

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 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 [11].

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 водородосодержащим 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.

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	$29,5 \pm 0,2$	$30,9 \pm 0,7$
Время жизни, мкс	$4161,6 \pm 0,3$	$4017,6 \pm 4,8$
Длина замедления, см	$204,9 \pm 0,7$	$187,2 \pm 1,3$

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. 4.1).

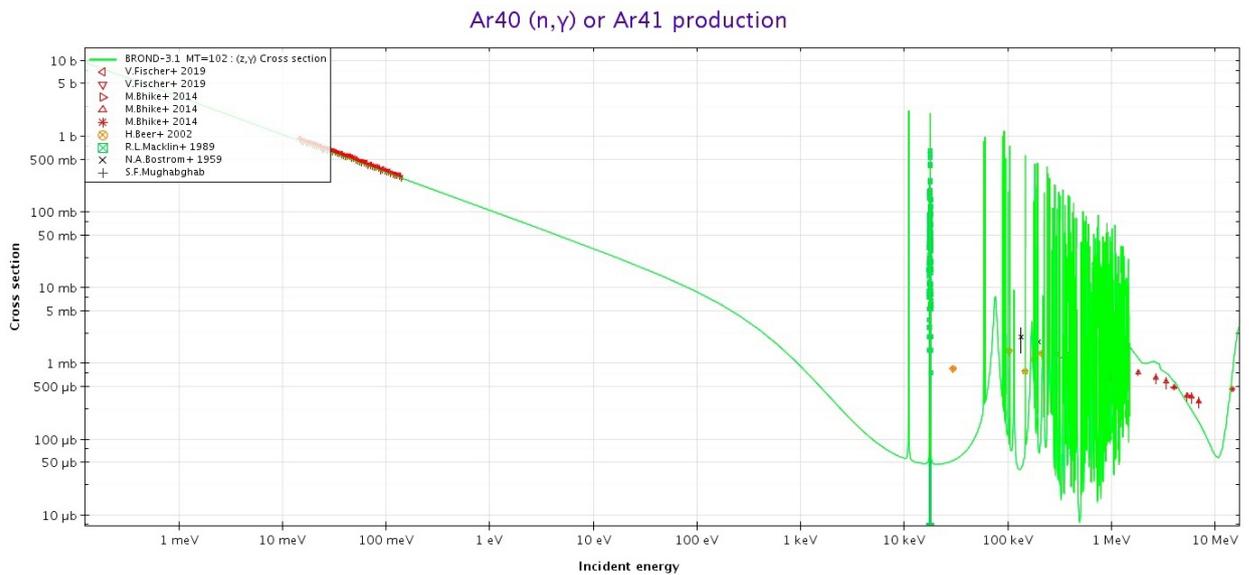


Рисунок 4.1 — Зависимость сечения захвата нейтрона от энергии его энергии

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ АРГОНЕ ДЕТЕКТОРА DARKSIDE

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.

5.1. 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. 5.1).

В результате, в программе был произведен расчет числа рожденных нейтронов, на основе которого было построено распределение для множественности нейтронов, было рассчитано число 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. Расчеты были проведены для разных физических моделей, заложенных в Geant4. А именно для FTFP BERT HP и QGSP BERT HP [12].

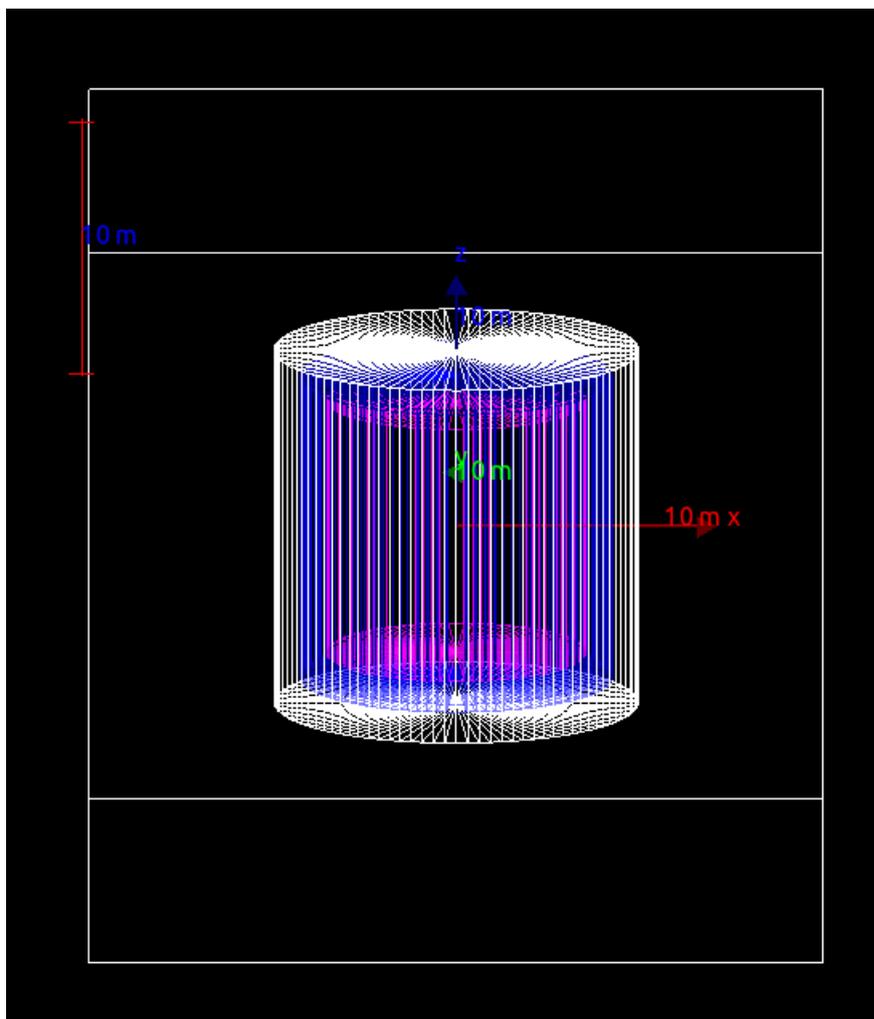


Рисунок 5.1 — Геометрия расчетной модели

Далее расчеты проводились уже в реальной геометрии детектора, которая используется коллаборацией DarkSide (рис. 5.1). В ходе расчета была произведена симуляция года работы детектора с целью установления количества нейтронов попадающих в чувствительный объем детектора и их спектр, чтобы в дальнейшем, наложив критерии отобрать события упругого рассеяния нейтронов на ядрах аргона, которые могут имитировать упругое рассеяние вимпов. Расчет производился таким образом: подготовленные при помощи Монте Карло моделирования в программном пакете

Fluka коллаборацией DarkSide данные потоков мюонов 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 ТРС или внутреннее veto можно будет отобрать с помощью регистрации мюона.

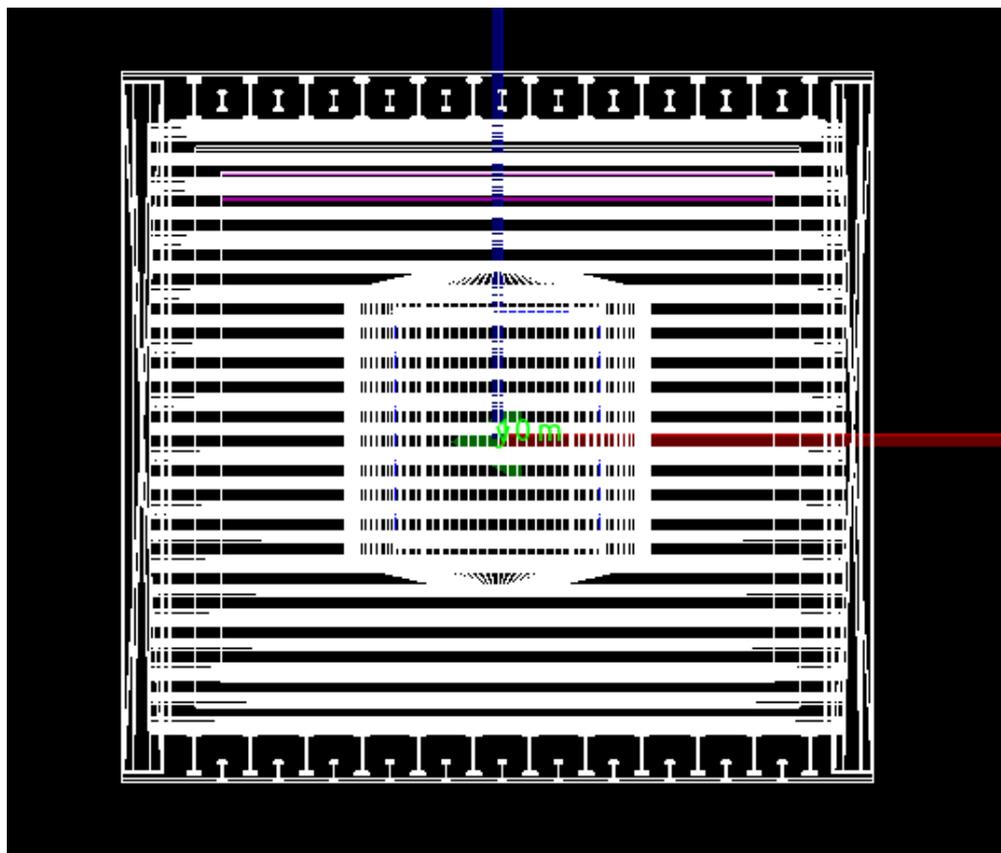


Рисунок 5.2 — Геометрия модели детектора DarkSide-20k

5.2. 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 5.3.

Из графика 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

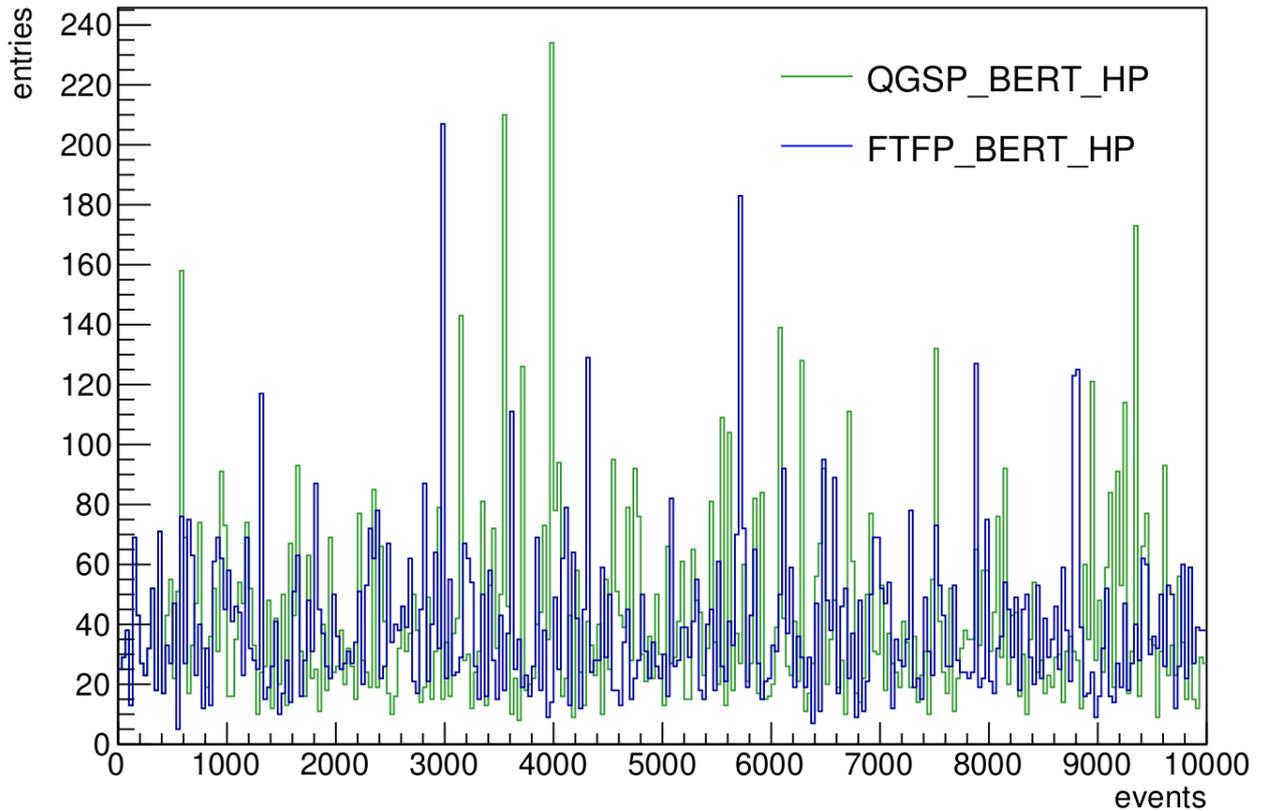


Рисунок 5.3 — Распределение числа рожденных нейтронов по событиям

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 - для модели FTFP BERT HP и $N_n = 0,836 \pm 0,056$ neutrons/m - для модели QGSP BERT HP. Данные вычисления важны тем, что потом, опираясь на эти цифры, нужно будет выработать критерии для подавления нейтронов космогенного происхождения.

Так же, в ходе расчета в программе было получено распределение множественности нейтронов (рис. 5.4).

В ходе работы было построено распределение нейтронов по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона (рис. 5.5). Так, среднее кратчайшее расстояние получилось равным $\lambda_{short} = 66,9 \pm 5,6$ мм - для FTFP BERT HP и $\lambda_{short} = 66,6 \pm 5,8$ мм - для QGSP BERT HP. Данное распределение важно тем, что нам нужно понимать, как далеко распространяются нейтроны в

Multiplicity

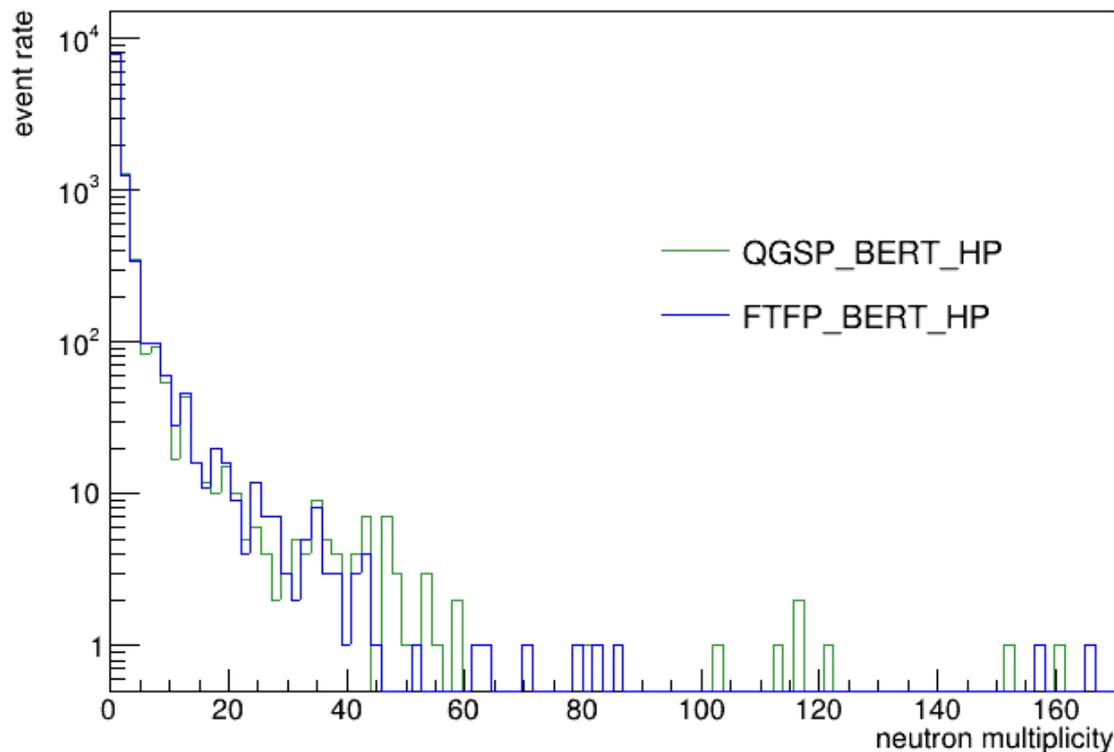


Рисунок 5.4 — Множественность нейтронов

объеме детектора.

Далее был промоделирован год работы детектора, в ходе которого были получены спектры на поверхности титановой оболочки криостата, на поверхности ТРС и на поверхности активного объема ТРС.

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.

Далее, на основании полученного спектра снова был смоделирован год работы детектора с целью предсказания возможных событий упругого рассеяния нейтронов на ядрах аргона, имитирующих рассеяние вимпов. Для отбора данных событий были наложены следующие критерии:

- Энергия отдачи ядра должна лежать в диапазоне от 7,5 кэВ до 50 кэВ.
- Нейтрон должен испытать только одно рассеяние во всем объеме детектора.
- Нейтрон не должен поглотиться в защитных и конструкционных ма-

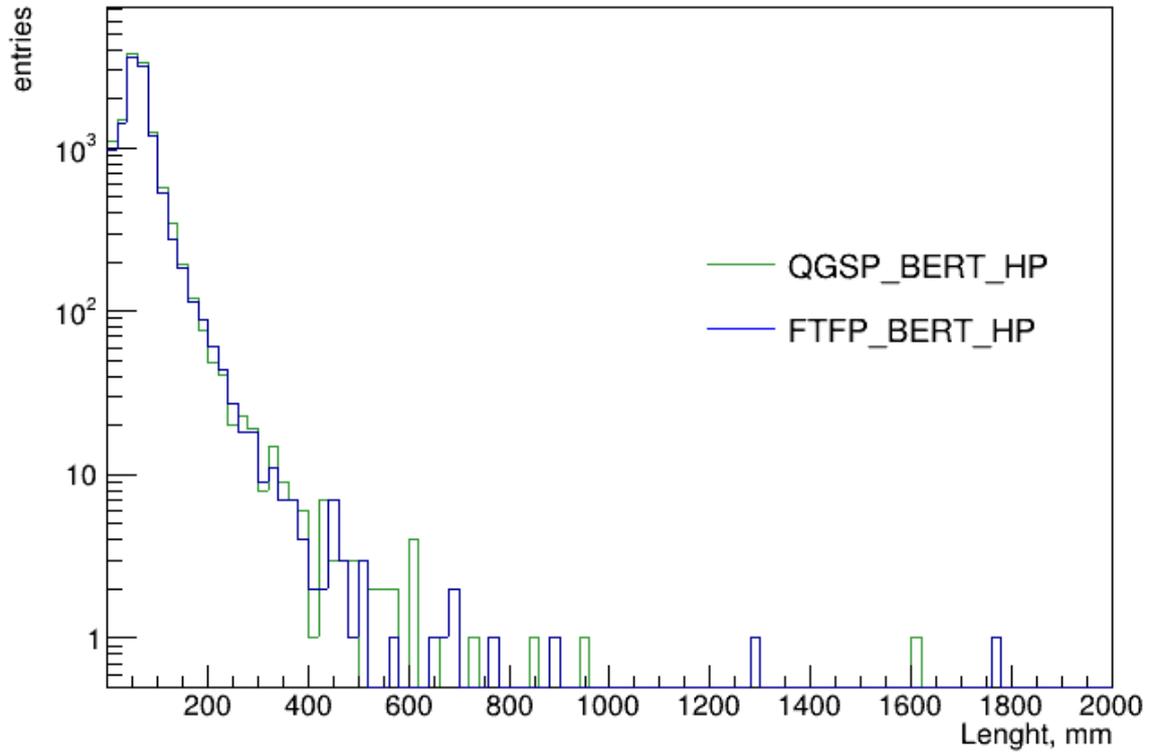


Рисунок 5.5 — Распределение кратчайшего расстояния от точки радиационного захвата нейтрона до трека родительского мюона

териалах детектора

В результате наложенных критериев было обнаружено 3 события упругого рассеяния нейтрона на ядре мишени, которые могут имитировать рассеяние вимпа. Для детектора DarkSide-20k предполагаемый уровень таких событий должен быть на уровне $< 0,1$ событий в год, поэтому необходимы дополнительные критерии отбора.

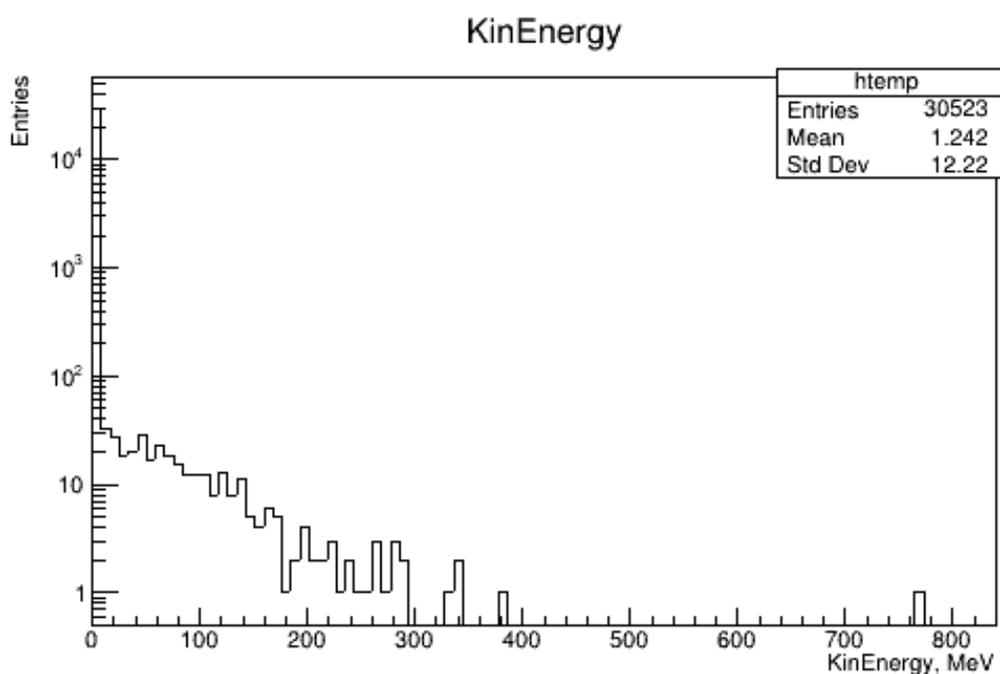


Рисунок 5.6 — Спектр нейтронов на поверхности титановой оболочки криостата

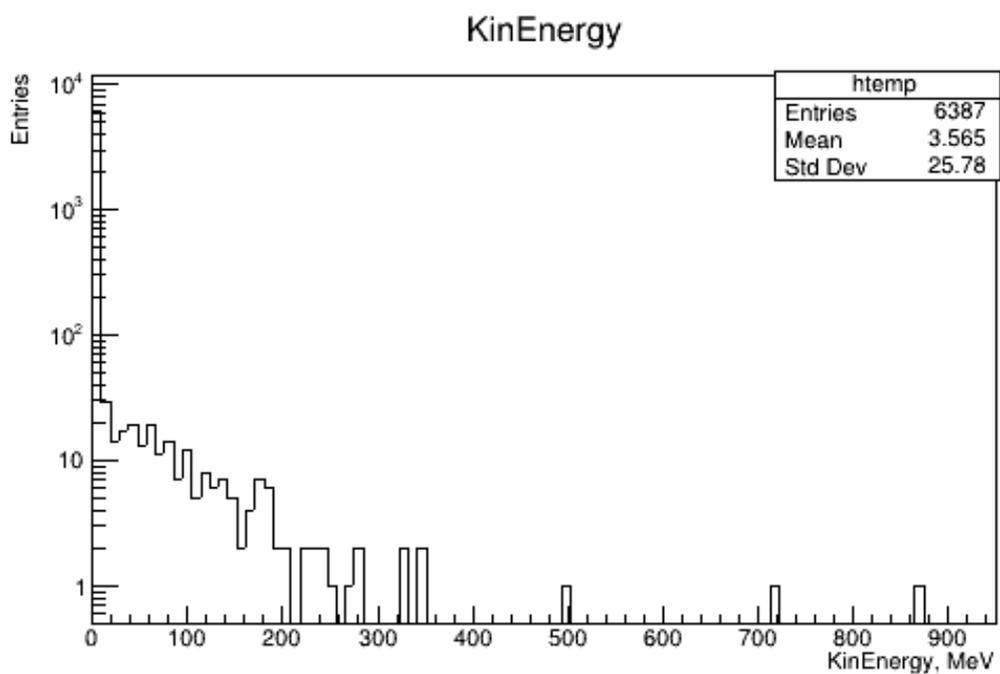


Рисунок 5.7 — Спектр нейтронов на поверхности ТРС

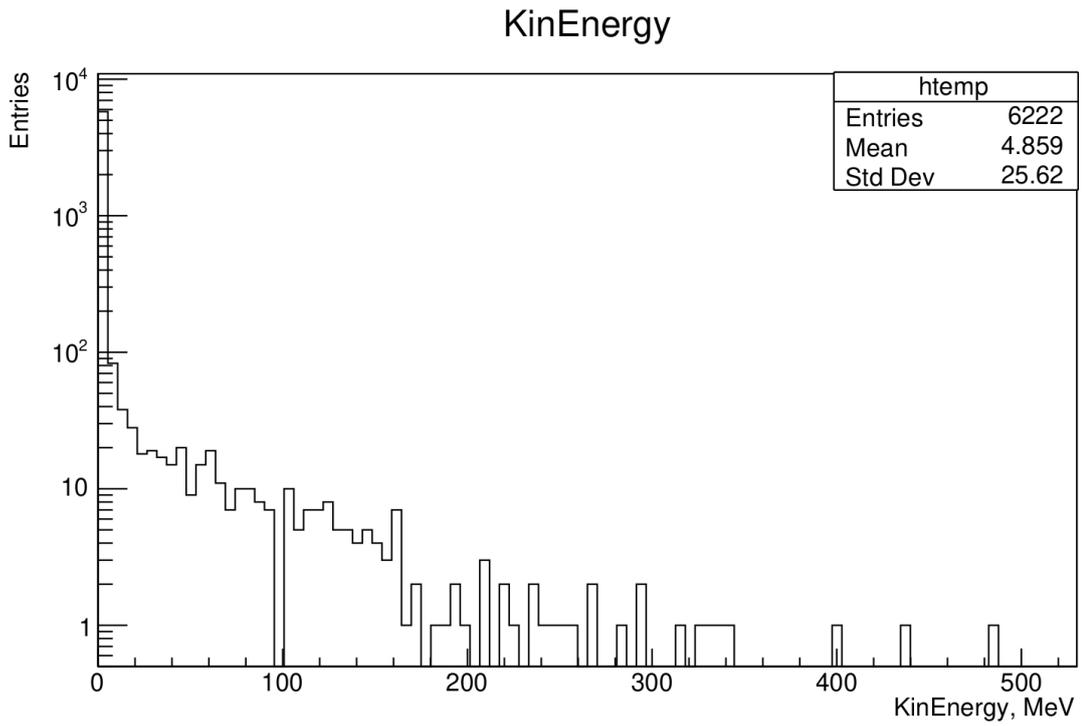


Рисунок 5.8 — Спектр нейтронов на поверхности активного объема ТРС

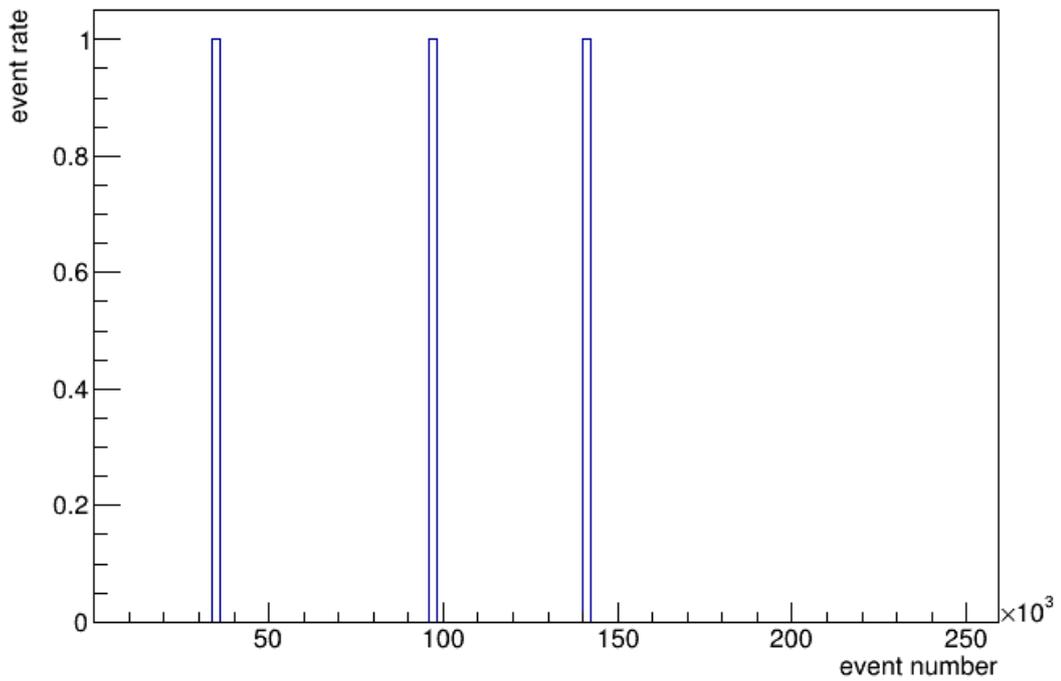


Рисунок 5.9 — Число событий после наложенных критериев отбора

6. 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, было построено распределение нейтронов по кратчайшему расстоянию от точки, где произошел радиационный захват нейтрона, до трека родительского мюона, а также распределение множественности нейтронов. Далее была проведена симуляция года работы детектора с целью получения спектра нейтронов на поверхности ТРС. Затем при помощи полученного спектра был снова просимулирован год работы детектора с целью предсказания количества событий упругого рассеяния нейтронов на ядрах аргона, имитирующего рассеяние вимпа. В результате было обнаружено 3 события, что говорит о, что нужно наложить более строгие критерии.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astronomy and Astrophysics*. — 2016. — Vol. 13. — P. 12.
2. *Рябов В. А., Царев В. А., Цховребов А. М.* Поиски частиц темной материи. — 2008.
3. *Akimov D. Y.* Experimental Methods for Particle Dark Matter Detection // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2001. — Т. 44, № 5. — С. 575—617.
4. *Горбунов Д., Рубаков В.* Введение в теорию ранней Вселенной. — 2008. — С. 552.
5. *Lisanti M.* Lectures on Dark Matter Physics. — 2016.
6. *Rignanesi L.* DarkSide-20k and the Direct Dark Matter Search with Liquid Argon. — 2020.
7. *Collaboration T. G. A. D. M.* DarkSide-20k Technical Design Report. — 2021.
8. DarkSide: Latest results and future perspectives // *Nuovo Cimento della Societa Italiana di Fisica*. — 2019. — Vol. 4.
9. *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.
10. 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.
11. *Крючков Э., Юрова Л.* Теория переноса нейтронов. — 2007. — С. 272.
12. *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