

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное

учреждение высшего образования

«Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Кафедра «Физика элементарных частиц» №40

ОТЧЁТ О НАУЧНОЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

СТУДЕНТА НА ТЕМУ:

ПОИСК ЧАСТИЦ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ, УСКОРЕННОЙ В

КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ, ПРИ ПОМОЩИ ДЕТЕКТОРА

БОРЕКСИНО

Научный руководитель

к. ф.-м. н., нач. лаб. НИЦ "КИ"

_____ Е. А. Литвинович

Выполнил

_____ Р. Р. Нугманов

Москва, 2020

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	2
1 Детектор Борексино	4
2 Источники фона	8
2.1 Космические мюоны и космогенные радионуклиды	8
2.2 Мюон-индуцированные нейтроны	9
2.3 Собственный фон детектора	10
2.4 Атмосферные нейтрино	10
3 Поиск частиц темной материи	14
3.1 Анализ чувствительности детектора Борексино к ТМКЛ	14
3.2 Анализ экспериментальных данных	16
3.2.1 Метод Гатти разделения событий по форме импульса	16
3.2.2 Условия отбора событий	20
3.3 Рассчёт верхнего предела на поток ТМКЛ	21
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	24
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	25

ВВЕДЕНИЕ

Выявление природы темной материи (ТМ) является одной из важнейших задач современного естествознания. Предложено большое число возможных объяснений ТМ, среди которых аксион и аксионоподобные частицы [1], первичные черные дыры [2], модифицированные теории гравитации [3] и др. Большое число экспериментов направлено на поиск ТМ в виде слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP – Weakly Interactive Massive Particle) [4], которые мы будем обозначать как χ . Если частицы χ существуют, тогда они должны находиться в гало нашей Галактики и иметь скорость $V_\chi \sim 10^{-3}c$ (c – скорость света). Переносимая этими частицами энергия может быть передана ядру в процессе столкновения и, следовательно, их можно обнаружить по ядрам отдачи [5]. Ранее в эксперименте DAMA [6] была предположительно обнаружена сезонная вариация потока частиц χ по их рассеянию на ядрах сцинтилляционных кристаллов NaI в области энергий ядер отдачи $2\div 6$ кэВ. Тем не менее, целый ряд проведенных впоследствии экспериментов не подтвердил эти результаты [7] [8], [9]. В эксперименте XENON1T не обнаружено сигнала частиц χ в области энергий ядер отдачи $4.9\div 40.9$ кэВ. Тем самым на уровне достоверности 90% была исключена значительная область допустимых значений массы и сечения упругого, спин-независимого рассеяния частиц χ на нуклонах в области $m_\chi > 6$ ГэВ [7]. Для меньших m_χ чувствительность современных экспериментов резко падает.

В работе [10] обсуждается возможность рассеяния частиц χ на космических лучах в гало Млечного пути. Мы будем называть частицы ТМ, ускоренные в результате рассеяния на космических лучах, ТМКЛ. В результате такого рассеяния должна возникнуть неизбежная составляющая общего потока частиц темной материи, которая имеет скорость больше, чем V_χ . Таким образом, при той же чувствительности современных детекторов для экспериментальных поисков становится доступна область более низких масс частиц χ .

Нейтринный детектор Борексино, который ведет сбор данных в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия), достиг беспрецедентно высокого уровня радиационной чистоты сцинтиллятора и конструкционных материалов. Его Сцинтиллятор обладает большим удельным содержанием протонов. Следовательно, он идеально подходит для поиска ТМКЛ по рассеянию на протонах в спин-зависимом секторе из-за большого коэффициента в матричном элементе рассеяния частиц χ на протоне [11].

1 Детектор Борексино

Борексино - нейтринный детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора (ЖОС), созданный для спектроскопии низкоэнергетических нейтрино от Солнца. Детектор располагается в зале С подземной Национальной лаборатории Гран-Сассо Национального Института Ядерной Физики Италии (INFN LNGS) в центральной Италии на глубине 3800 м водного эквивалента. Основной особенностью детектора является беспрецедентно высокая степень радиохимической чистоты сцинтиллятора и конструкционных материалов, столь необходимая в низкоэнергетических экспериментах. Благодаря этому энергетический порог Борексино составляет всего ~ 200 кэВ.

Сцинтиллятор Борексино обладает уникальной степенью радиационной чистоты. Это позволило с его помощью удалось впервые обнаружить, а затем точно измерить поток ${}^7\text{Be}$ солнечных нейтрино [12] [13] [14]. Также благодаря этому с его помощью удалось первым сделать прямое наблюдение рер нейтрино [15], первым измерить поток рр-нейтрино [16] и получить самые строгие ограничения на верхний предел потока солнечных нейтрино, полученных в результате CNO-цикла [15]. Уникально низкий уровень фона детектора Борексино позволил установить новое ограничение на магнитный момент нейтрино [13], стабильность электрона [17], вероятность перехода электронных нейтрино в антинейтрино [18] и другие редкие процессы.

Поиск нейтрино в детекторе осуществляется преимущественно по реакции рассеяния нейтрино на электроны:

$$\nu + e \rightarrow \nu' + e' \quad (1.1)$$

Мишенью Борексино служат 278 тонн ЖОС, заключённые в тонкой (125 мкм) нейлоновой сфере радиусом 4.25 м. Внутренняя сфера со сцинтиллятором

расположена внутри другой нейлоновой сферы радиусом 5.5 м, заполненной нецинтиллирующей жидкостью. Две концентрические нейлоновые сферы находятся внутри стальной сферы радиусом 6.85 м, которая также заполнена нецинтиллирующим составом. На стальной сфере установлены 2212 восьмидюймовых ФЭУ, изготовленных из низко радиоактивных материалов. Стальная сфера расположена внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, содержащего 2100 м³ сверхчистой воды, экранирующей чувствительный объем от радиоактивности окружающих пород. Внутри водяного бака установлены 208 ФЭУ (внешний черенковский детектор), обеспечивающих активное вето детектора от мюонов космических лучей. Структура детектора изображена на рисунке 1.1.

Основой сцинтиллятора в Борексине является 1,2,4- триметилбензол (псевдокумол, РС) $C_6H_3(CH_3)_3$ с добавлением в качестве сцинтиллирующей добавки 1.5 г/л 2.5-диметилноксазола $C_{15}H_{11}NO$ (PPO). В качестве нецинтиллирующей жидкости также используется псевдокумол, но с добавлением 5 г/л диметилфталата (DMP) для подавления собственных сцинтилляций РС [19].

Выбор конкретного состава сцинтиллятора был продиктован требованиями к радиационной чистоте и оптическим свойствам сцинтиллятора. Длина поглощения используемого сцинтиллятора составляет около 10 м, а световыход — 10^4 фотонов/МэВ с пиком высвечивания на длине волны 360 нм, что хорошо соответствует диапазону чувствительности фотокатодов используемых ФЭУ. При этом свойства сцинтиллятора позволяют проводить разделение типов событий по форме импульса [20].

Одной из ключевых особенностей сцинтиллятора Борексине является крайне высокий уровень радиохимической чистоты. В рамках эксперимента Борексине и его прототипа STF были разработаны специализированные методики очистки жидких сцинтилляторов, уровни загрязнения наиболее значимыми радиоактивными примесями представлены в таблице 1 [21]. Наиболее активным радиоактивным изотопом в сцинтилляторе является β -активный ^{14}C , который крайне сложно отделить от стабильных изотопов углерода, однако в силу низкой энергии распа-

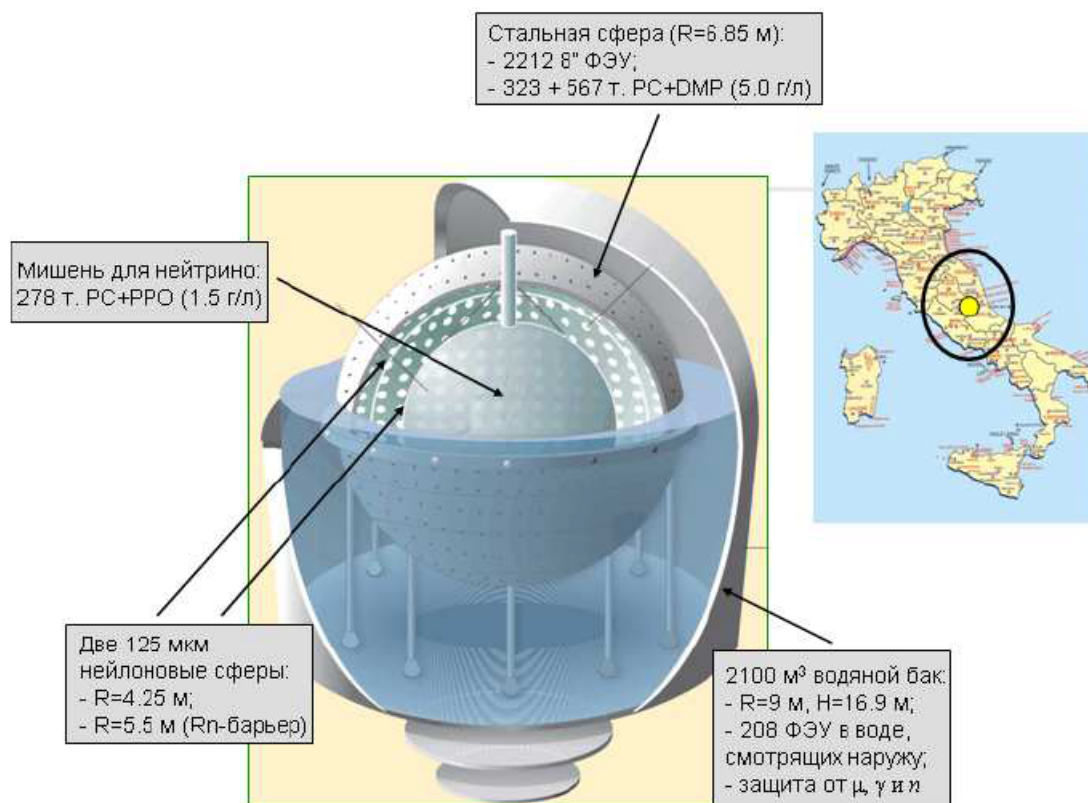


Рис. 1.1: Схема нейтринного детектора Borexino с указанием его местоположения на карте

да (граничная энергия 156 кэВ) он не создаёт существенных помех для решения большинства физических задач.

Таблица 1. Содержание радиоактивных изотопов в сцинтилляторе Борексино

Изотоп	Частота распадов (распад/(день·100 т))
^{14}C	$(3.46 \pm 0.09) \cdot 10^6$
^{85}Kr	30.4 ± 5.5
^{40}K	$< 0.42(95\% \text{У.Д.})$
^{39}Ar	≈ 0.4
^{238}U	0.57 ± 0.05
^{222}Rn	1.72 ± 0.06
^{210}Bi	41.0 ± 2.7
^{210}Po	$\approx 8 \cdot 10^3$
^{232}Th	0.13 ± 0.03

2 Источники фона

Как и в любом другом эксперименте по регистрации нейтрино, главной задачей является сведение фонового сигнала к минимуму, оставив при этом основной сигнал. Задача выделения основного сигнала осложняется тем, что реакции рассеяния нейтрино на электронах не имеют опознавательных знаков. Рассмотрим возможные источники фона и методы уменьшения вклада в фоновый сигнал от них.

2.1 Космические мюоны и космогенные радионуклиды

На поверхность Земли попадает большое количество частиц, рождающихся в верхних слоях атмосферы. Большую часть из них составляют мюоны, которые рождаются в результате распада пионов:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.1)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (2.2)$$

и долетают до подземных лабораторий. В частности, несмотря на то, что Детектор Борексина находится на глубине 3800 м водного эквивалента, он регистрирует их с частотой 4300 мюонов/сутки [22]. Попадание мюона в детектор регистрируется по сигналу от внешнего детектора или по внутреннему детектору с помощью дискриминатора формы импульса [22].

Космические мюоны, попадая в детектор, взаимодействуют с сцинтиллятором. В результате рождаются радиоактивные изотопы (Рис. 2.1). Время жизни большинства этих изотопов не превышает 1 с. Поэтому для понижения фонового сигнала будет использовано временное вето после попадания мюона в детектор,

Рис. 2.1: Возможные радиоактивные изотопы, возникающие из-за попадания космических мюонов в детектор [23].

Isotope	Half-life (s)	Decay mode	Yield (total) ($\times 10^{-7} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$)	Yield ($E > 3.5 \text{ MeV}$) ($\times 10^{-7} \mu^{-1} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$)	Primary process
n			2030		
^{18}N	0.624	β^-	0.02	0.01	$^{18}\text{O}(n,p)$
^{17}N	4.173	β^-n	0.59	0.02	$^{18}\text{O}(n,n+p)$
^{16}N	7.13	$\beta^- \gamma$ (66%), β^- (28%)	18	18	(n,p)
^{16}C	0.747	β^-n	0.02	0.003	$(\pi^-, n+p)$
^{15}C	2.449	$\beta^- \gamma$ (63%), β^- (37%)	0.82	0.28	$(n,2p)$
^{14}B	0.0138	$\beta^- \gamma$	0.02	0.02	$(n,3p)$
^{13}O	0.0086	β^+	0.26	0.24	$(\mu^-, p+2n+\mu^-+\pi^-)$
^{13}B	0.0174	β^-	1.9	1.6	$(\pi^-, 2p+n)$
^{12}N	0.0110	β^+	1.3	1.1	$(\pi^+, 2p+2n)$
^{12}B	0.0202	β^-	12	9.8	$(n,\alpha+p)$
^{12}Be	0.0236	β^-	0.10	0.08	$(\pi^-, \alpha+p+n)$
^{11}Be	13.8	β^- (55%), $\beta^- \gamma$ (31%)	0.81	0.54	$(n,\alpha+2p)$
^{11}Li	0.0085	β^-n	0.01	0.01	$(\pi^+, 5p+\pi^++\pi^0)$
^9C	0.127	β^+	0.89	0.69	$(n,\alpha+4n)$
^9Li	0.178	β^-n (51%), β^- (49%)	1.9	1.5	$(\pi^-, \alpha+2p+n)$
^8B	0.77	β^+	5.8	5.0	$(\pi^+, \alpha+2p+2n)$
^8Li	0.838	β^-	13	11	$(\pi^-, \alpha+^2\text{H}+p+n)$
^8He	0.119	$\beta^- \gamma$ (84%), β^-n (16%)	0.23	0.16	$(\pi^-, ^3\text{H}+4p+n)$
^{15}O			351		(γ,n)
^{15}N			773		(γ,p)
^{14}O			13		$(n,3n)$
^{14}N			295		$(\gamma,n+p)$
^{14}C			64		$(n,n+2p)$
^{13}N			19		$(\gamma, ^3\text{H})$
^{13}C			225		$(n, ^2\text{H}+p+n)$
^{12}C			792		(γ,α)
^{11}C			105		$(n,\alpha+2n)$
^{11}B			174		$(n,\alpha+p+n)$
^{10}C			7.6		$(n,\alpha+3n)$
^{10}B			77		$(n,\alpha+p+2n)$
^{10}Be			24		$(n,\alpha+2p+n)$
^9Be			38		$(n,2\alpha)$
sum			3015	50	

равное 2 с, а попадание мюона в детектор будет определяться по сигналу от внешнего детектора, а также по анализу формы сцинтилляционного импульса.

2.2 Мюон-индуцированные нейтроны

Космические мюоны, проходя сквозь детектор, индуцируют быстрые нейтроны посредством различных процессов. Скорость нейтронов уменьшается путём рассеяния их на ядрах водорода и углерода. Эти процессы являются фоновыми в данной задаче, и нужно их учесть. Для этого методом компьютерного моделирования Монте-Карло были просимулированы мюоны, рождающие быстрые нейтроны [25]. Из всех симулированных мюонов 7.29 млн мюонов прошли внутрь стальной сферы. Далее на полученные данные были наложены критерии отбора, которые применялись ранее для этой задачи, и полученно распределение собы-

тий по расстоянию от стенки внутренней нейлоновой сферы (Рисунок 2.2). Данное распределение позволяет уточнить критерий отбора событий для задачи поиска событий по рассеянию на протоне, как было заявлено ранее.

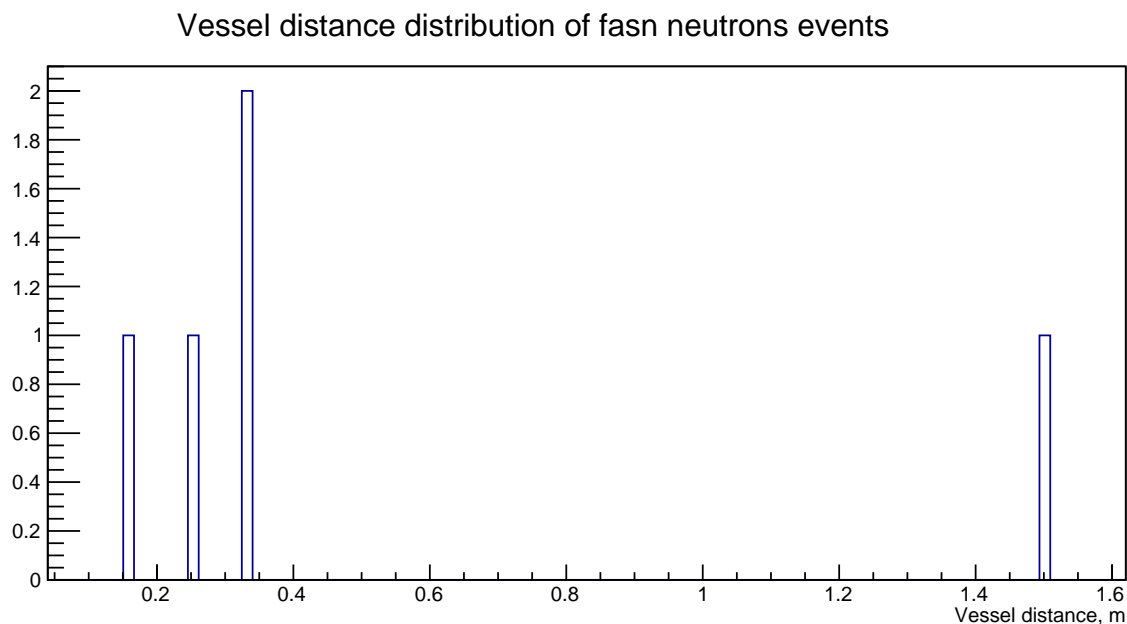


Рис. 2.2: Распределение событий рассеяния протона на ядрах по расстоянию от стенки внутренней нейлоновой сферы

2.3 Собственный фон детектора

Источником собственного фона детектора является присутствие таких элементов, как ^{14}C , ^{238}U , ^{232}Th и др. Эти элементы присутствуют как в самом сцинтилляторе, так и в нейлоновой внутренней сфере. Собственного фона в сцинтилляторе избежать нельзя, поскольку эти элементы присутствуют равномерно во всем объеме детектора. Тем не менее количество фона можно уменьшить путем установления нижней границы на видимую энергию событий.

2.4 Атмосферные нейтрино

Из реакции 2.1, 2.2 также следует, что на поверхность Земли попадают нейтрино, рождаемые в атмосфере, так называемые атмосферные нейтрино. В работе [24] был измерен поток атмосферных нейтрино по результатам эксперимента Super-Kamiokande. Измеренный энергетический спектр атмосферных нейтрино

приведен на рисунке 2.3

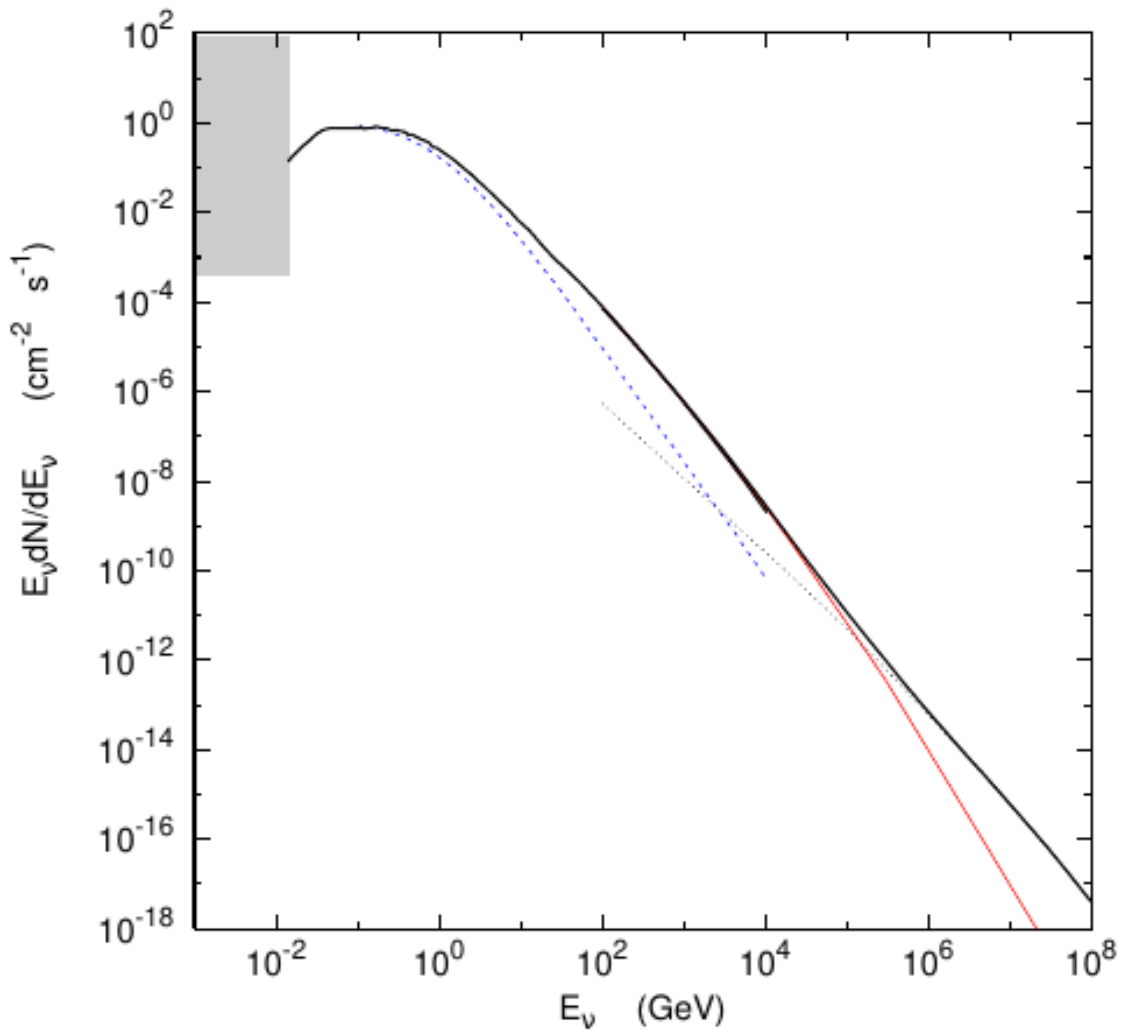


Рис. 2.3: Энергетический спектр атмосферных нейтрино: вертикальный поток $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ обозначен сплошной линией; поток $\nu_e + \bar{\nu}_e$ обозначен пунктирной линией

Эти атмосферные нейтрино могут долететь до детектора Борексино и взаимодействовать с протонами в сцинтилляторе, что создаст неисключаемую компоненту фона. Для её оценки методом компьютерного моделирования Монте-Карло был просимулирован поток атмосферных нейтрино, проходящий через детектор Борексино [25]. На полученные данные были наложены условия отбора, которые будут описаны в главе в главе 4.2. Общее время экспозиции составило 8924.16 лет. В результате были получены распределение по параметру Гатти и видимой энергии событий (Рис. 2.4)

Gatti vs energy distribution for atmospheric neutrino

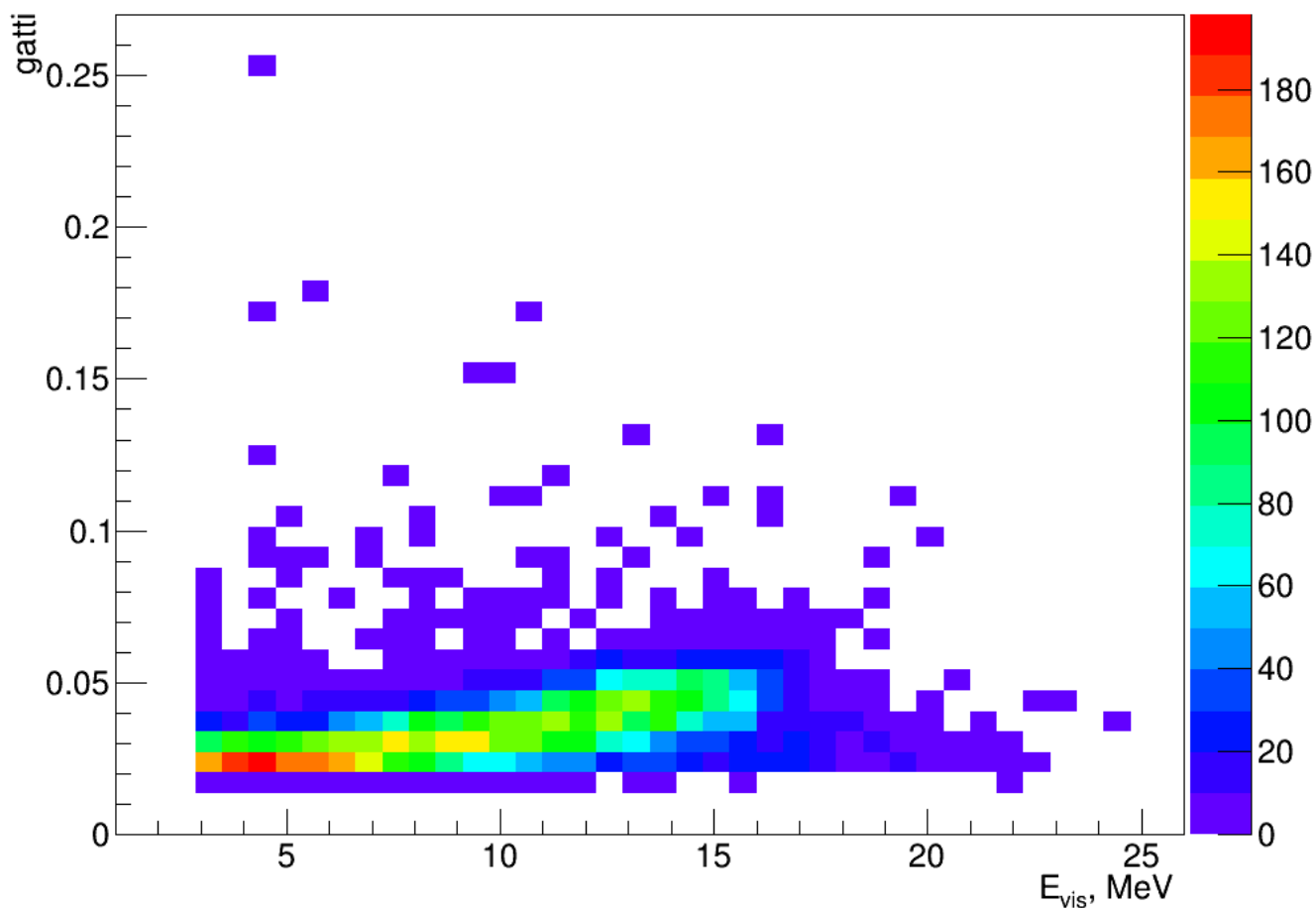


Рис. 2.4: Распределение событий по параметру Гатти и энергии для атмосферных нейтрино

Фон от атмосферных нейтрино является значимым только в задаче поиска частиц темной материи, для которой получена скорость счета $(10 \pm 5) \frac{\text{соб.}}{\text{год}}$ (Рисунок 2.5).

Energy distribution of atmospheric neutrino events

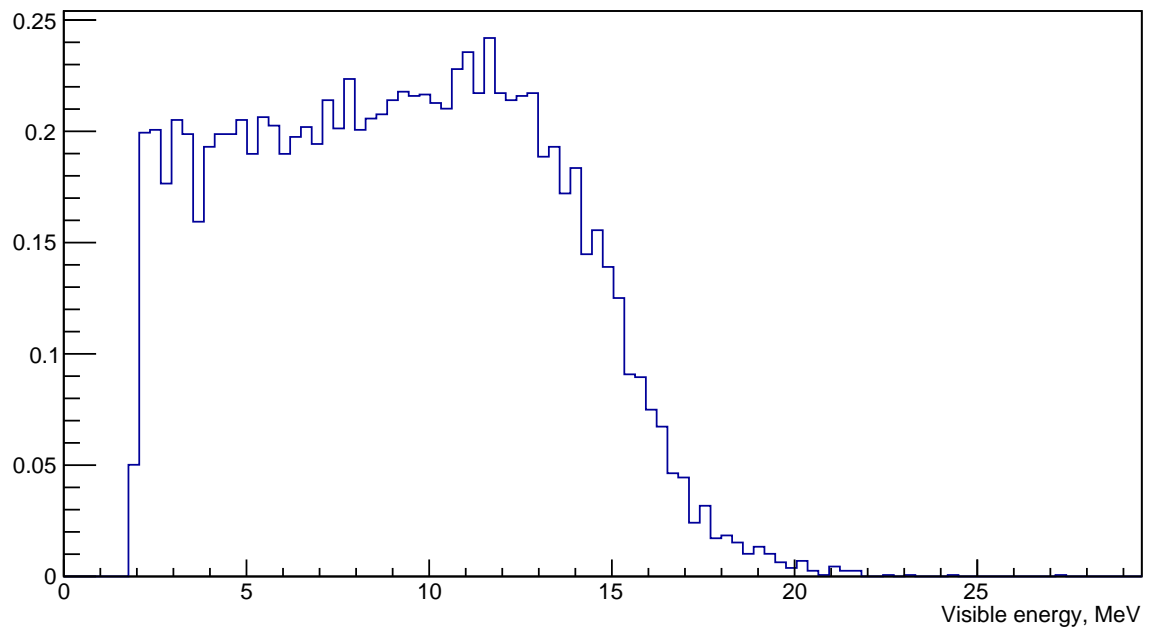


Рис. 2.5: Энергетическое распределение событий атмосферных нейтрино

3 Поиск частиц темной материи

3.1 Анализ чувствительности детектора Борексино к ТМКЛ

Оценка верхней границы чувствительности детектора Борексино к ТМКЛ может быть получена на основании формулы [10]:

$$\sigma_{\chi}^{SDlim} = \Gamma_p^{DM} \left(\frac{m_{\chi} + m_N}{m_{\chi} + m_p} \right)^2 \times \left(\int_{T_1}^{T_2} dT_p \int_{T_{\chi}}^{\infty} \frac{dT_{\chi}}{T_{max}} \frac{d\Phi_{chi}(m_{\chi})}{dT_{\chi}} \right)^{-1} \quad (3.1)$$

где Γ_p^{DM} скорость счёта детектором событий с энергиями выше 1 МэВ на один протон сцинтиллятора, которая для Борексино равна $\Gamma_p^{DM} \approx 2 \times 10^{39} \text{ с}^{-1}$, $\frac{d\Phi_{\chi}(m_{\chi})}{dT_{\chi}}$ – ожидаемый поток ТМКЛ на поверхности Земли, его зависимость от энергии и массы χ были взяты из статьи [10], $m_N = 30 \text{ ГэВ}$ – средняя масса нуклонов среды, которую преодолевают ТМКЛ по пути к детектору. Границы интегрирования $[T_1, T_2]$ определяются минимальной и максимальной энергией протонов отдачи, которые могут быть зарегистрированы детектором. Возьмем $T_1 = 1 \text{ МэВ}$, $T_2 = 30 \text{ МэВ}$.

В детекторах на основе жидких сцинтилляторов количество зарегистрированной энергии зависит от типа частицы (квенчинг-эффект). Отклик детектора как функция энергии частицы может быть описан в рамках предложенной Бирксом модели [20]. Согласно этой модели количество испущенных фотонов dL на длине пробега частицы dx имеет следующую зависимость:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \left(\frac{dE}{dx} \right)} \quad (3.2)$$

где k_B – коэффициент Биркса. Для Борексино функция $\frac{dE}{dx}$ была получена на основе Монте-Карло моделирования в GEANT4. Коэффициент Биркса для каждого конкретного сцинтиллятора определяется экспериментально. В Борек-

сино значение кВ для протонов было найдено в процессе калибровок источником быстрых нейтронов Am-Be и составило 0.01055 см/МэВ. Таким образом, пределы интегрирования T_1 и T_2 в формуле 3.1 соответствуют видимой, а не действительной энергии протонов (рисунок 3.1).

На основании формулы 3.1 можно получить область параметров в пространстве $\sigma_{SD} - m_\chi$, в которой Борексино обладает чувствительностью к ТМКЛ. Для спин-зависимого взаимодействия частиц χ найденная чувствительность является рекордной в области масс $m_\chi = [0.01; 0.1]$ ГэВ (рисунок 3.2). Полученная оценка основывается на реальных данных и характеристиках детектора Борексино, что даёт основание продолжать исследование в этом направлении.

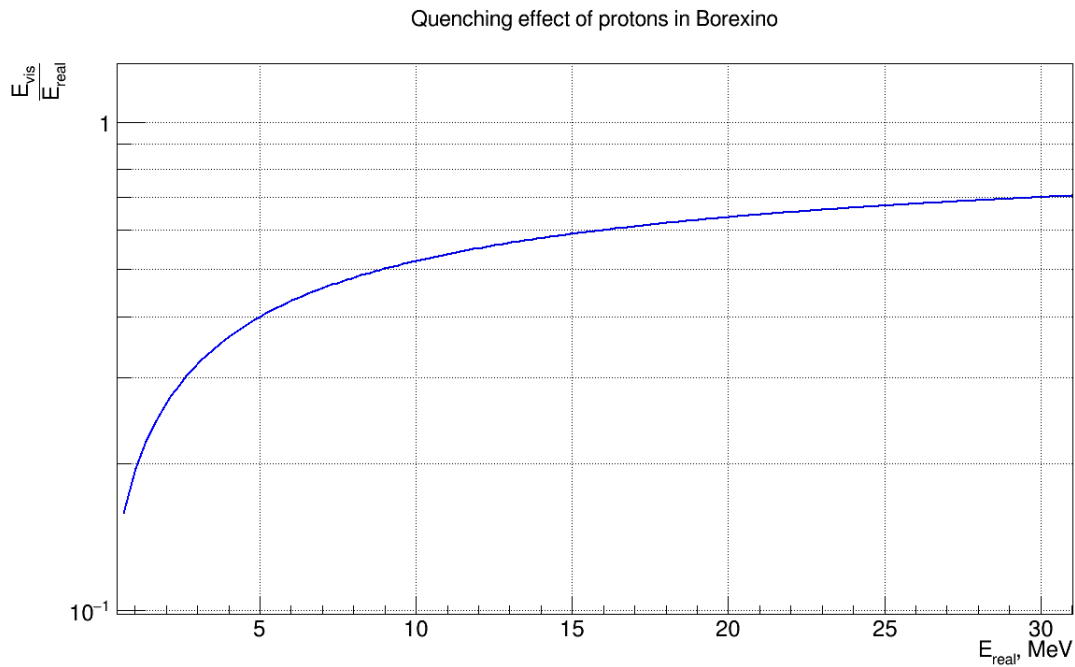


Рис. 3.1: Зависимость отношения видимой энергии к реальной энергии регистрируемой частицы в детекторе Борексино от реальной энергии частицы.

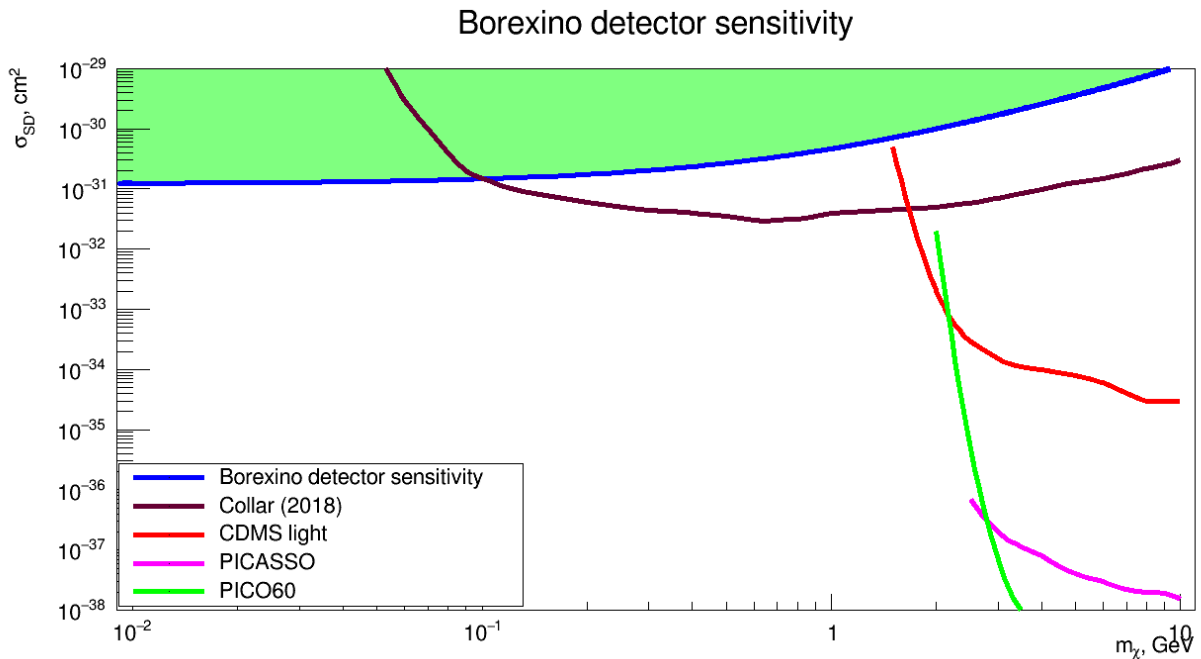


Рис. 3.2: Чувствительность детектора Борексино к ТМКЛ в зависимости от её сечения взаимодействия с протоном и её массой. Для сравнения указаны пределы из экспериментов прямого детектирования CDMS light [8], PICO 60 [27] и PICASSO [28], а также из поиска запаздывающих совпадений в приповерхностных детекторах Collar [29].

3.2 Анализ экспериментальных данных

3.2.1 Метод Гатти разделения событий по форме импульса

Для поиска событий рассеяния ТМКЛ на протонах сцинтиллятора детектора Борексино необходимо уметь отличать протоны отдачи от электронов и гамма-квантов по форме сцинтилляционного импульса.

Существует несколько алгоритмов для определения типа попавшей частицы в детекторе Борексино. Один из них работает на принципе, впервые предложенном Гатти [26]. Метод Гатти требует знания как средней формы импульсов сигналов, генерируемых частицами двух видов, подлежащих идентификации, так и отдельных случайных форм волн, генерируемых в единичных возбуждениях. В частности, обозначая с помощью $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ среднюю временную функцию

импульсов тока α и β на выходе фотоумножителя, а с помощью α_i и β_i число фотоэлектронов, излучаемых для отдельных случайных сигналов в произвольных коротких временных интервалах Δt_i , на которые может быть разделена длительность сигналов, в формулировке Гатти параметр идентификации частиц G получается через следующие взвешенные суммы для α и β соответственно:

$$G_\alpha = \sum_i P_i \alpha_i \quad (3.3)$$

$$G_\beta = \sum_i P_i \beta_i \quad (3.4)$$

Где вес P_i задается выражением:

$$P_i = \frac{(\bar{\alpha}_i - \bar{\beta}_i)}{(\bar{\alpha}_i + \bar{\beta}_i)} \quad (3.5)$$

После (3.4) веса положительны для интервала времени, в котором нормированная кривая $\alpha(t)$ имеет значения выше, чем $\beta(t)$, и отрицательны в других местах.

После вычисления коэффициентов P_i , учитывая Неизвестный сигнал $S(t)$ (соответствующий числу фотоэлектронов S_i , испускаемых в интервалах времени Δt_i), его вероятность быть произведенным возбуждением α или β может быть описана с помощью параметра дискриминации, вычисленного следующим образом:

$$G = \sum_i P_i S_i \quad (3.6)$$

Как показано в оригинальной статье Гатти, параметры G распределены вокруг средних значений, которые положительны для альфа-частиц и протонов и отрицательны для β/γ -событий при условии, что сигналы нормализованы в той же области и что время обработки продлевается до тех пор, пока хвост сцинтилляционного света полностью не достигнет нуля. Если время обработки будет сокращено, что может произойти по практическим соображениям, то средние

значения G_α и G_β , хотя все еще противоположного знака, не будут полностью сбалансированы. В то время, когда метод был впервые предложен, было очень трудно выбрать сигнал $S(t)$ с достаточной точностью для вычисления параметра G . Это ограничение, которое на протяжении многих лет препятствовало практическому внедрению методологии Гатти, было, наконец, преодолено с внедрением современной технологии Flash ADC. Этот метод, действительно, вполне подходит для обеспечения получения с помощью цифровой выборки всех интересующих форм волны.

В работе [30] описано распределение параметра Гатти для событий от источника быстрых нейтронов Am-Be в детекторе Борексино. Для демонстрации возможности выделения сигнала от протонов отдачи по форме импульса, на рисунке 3.3 представлено распределение параметра Гатти для двойных событий от источника Am-Be при отборе первых событий, которые соответствуют протонам отдачи, образованным в результате замедления быстрых нейтронов с энергией в диапазоне 1-3 МэВ.

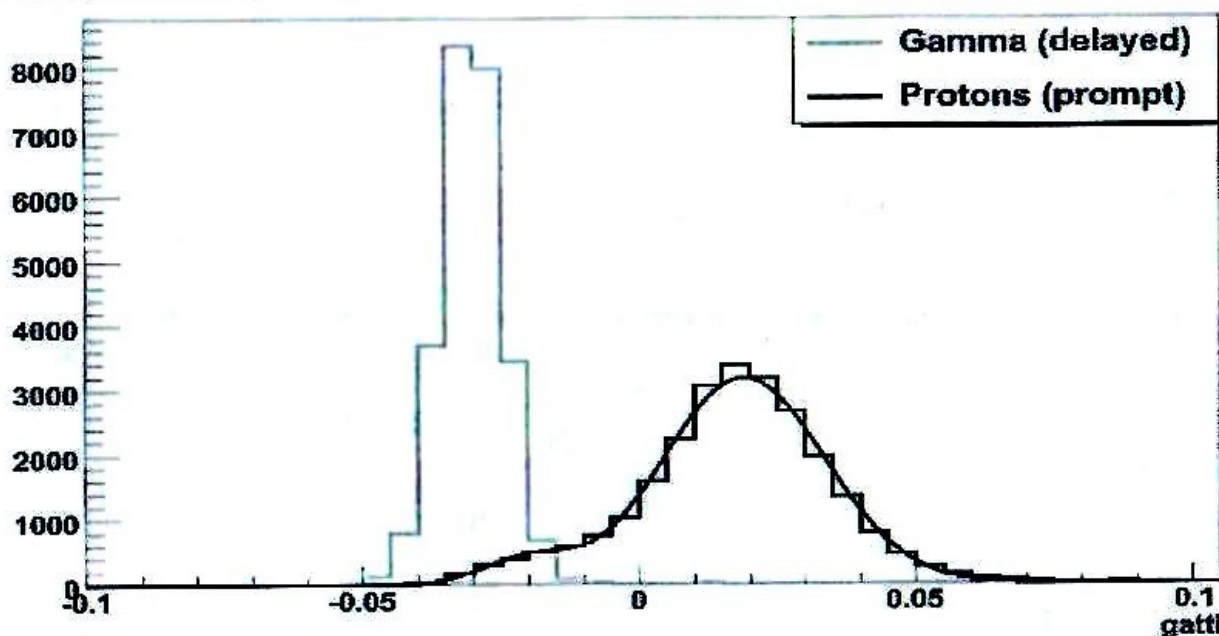


Рис. 3.3: Распределение параметра Гатти для двойных событий в диапазоне энергии 1-3 МэВ. Черным – мгновенные события, серым – задержанные (гамма-квант 2,2 МэВ).

В идеальных условиях для протонов параметр Гатти должен быть положительным, тогда как на рисунке 3.3 в спектре мгновенных событий видно наложение второго гауссиана в отрицательной зоне параметров. Это объясняется тем, что в спектре протонов отдачи присутствуют события с гамма-квантами, которые, как и ожидалось, дают отрицательные значения для параметра Гатти.

На рисунке 3.4 [30] представлено фитирование суммой двух гауссианов полученного спектра, на котором показаны «исходные» распределения для «паразитных» гамма-квантов и «чистых» протонов отдачи

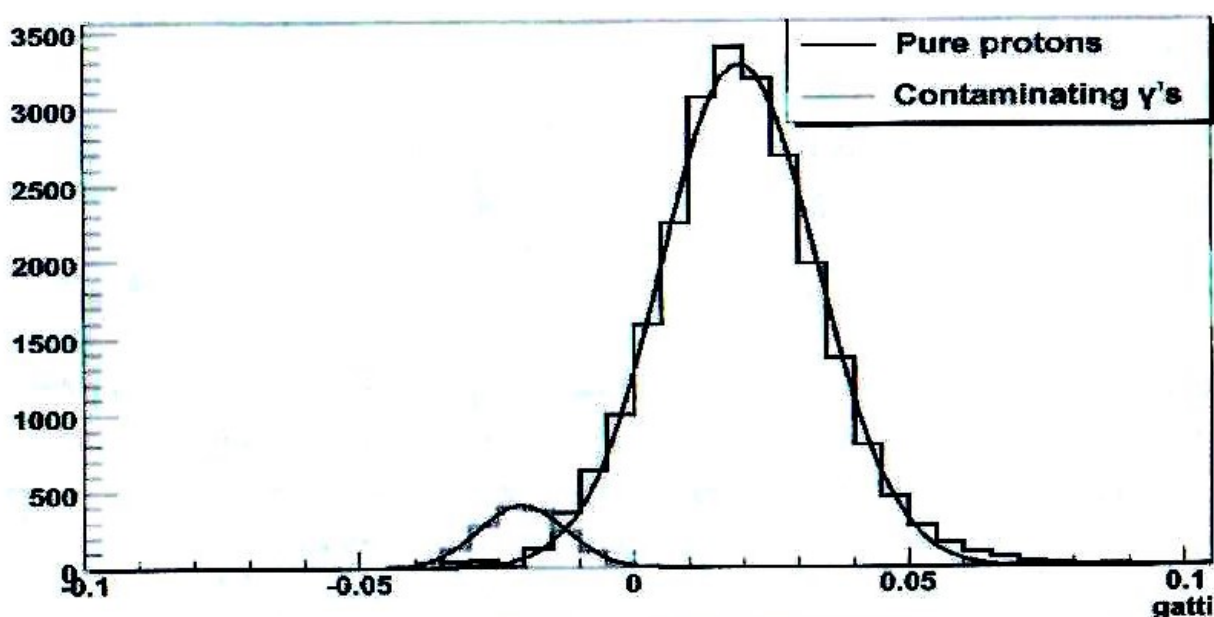


Рис. 3.4: Распределение параметра Гатти для мгновенных событий. Слева для «паразитных» гамма-квантов, справа для «чистых» протонов отдачи.

Приведенные в [30] процентные соотношения событий, имеющих параметр Гатти $> x$, составляют

$$P(0)|_{\text{gamma}} = 0.19\%, P(0)|_{\text{protons}} = 88.81\%$$

Таким образом, для полного исключения из анализа β, γ событий в условия отбора будет добавлено требование $G > 0.02$.

3.2.2 Условия отбора событий

Чтобы найти события рассеяния частиц тёмной материи на протоне были поставлены следующие условия отбора:

- Рассматриваются только такие события, которые зарегистрированы обеими системами сбора данных Борексино (LABEN и FADC)
- $t_{internal} > 2$ с, где $t_{internal}$ – время, прошедшее после попадания мюона в чувствительную часть детектора;
- $t_{external} > 2$ мс, где $t_{external}$ – время, прошедшее после попадания мюона в буферную часть детектора;
- $E_{event} > 2.0$ МэВ, где E_{event} – это видимая энергия события;
- $G > 0.02$, где G – значение параметра Гатти, рассчитанного для данного события;
- Событие имеет один кластер;
- Событие произошло в чувствительном объеме детектора (который теперь увеличен для этой задачи).
- Оно не является шумом электроники;
- Тип триггера данного события равен 1;
- Условие одиночности события, т.е. до и после события в течение 2 мс не должно быть ни одного другого события;

Выборка проводилась на данных эксперимента Борексино в период с январь 2010 года по сентябрь 2019 года (2070 дней живого времени сбора данных). В результате было отобрано 13 событий (Рисунок 3.5)

В результате имеем скорость счета таких событий равной $2.3 \frac{\text{Соб.}}{\text{ГОД}}$

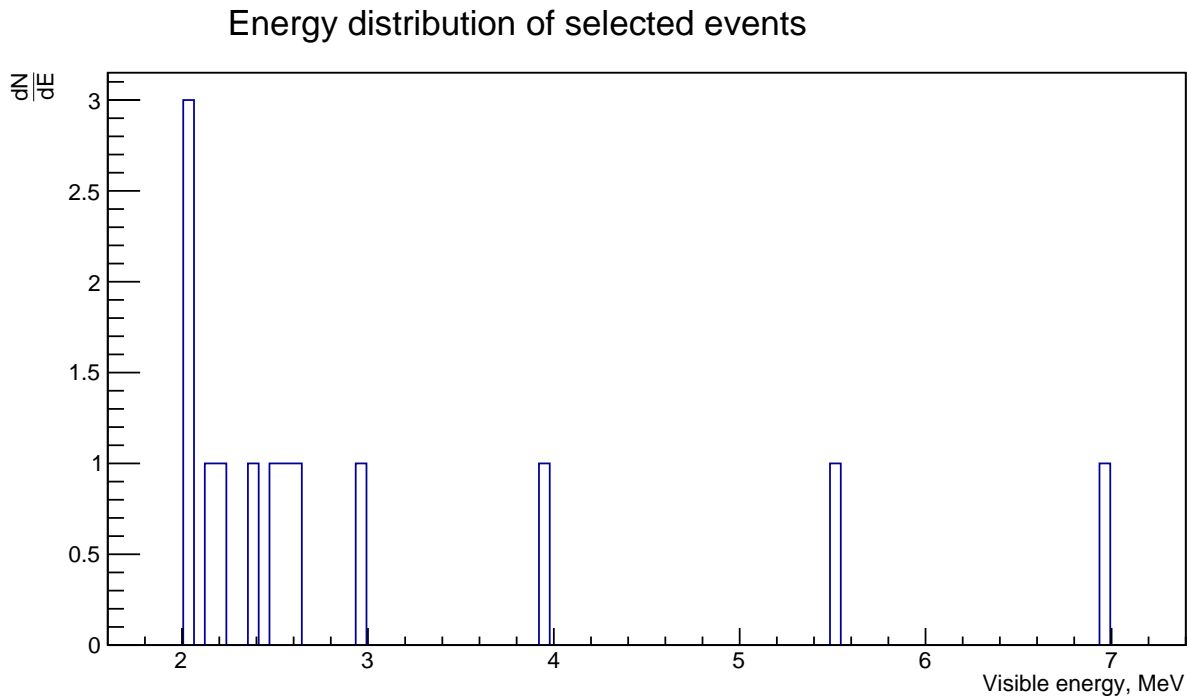


Рис. 3.5: Энергетическое распределение отобранных событий

3.3 Рассчёт верхнего предела на поток ТМКЛ

Расчёт верхнего предела на поток ТМКЛ рассчитывается по следующей формуле:

$$\Phi(T_p) = \frac{N_{90}(\Delta E_p, n_{obs}, n_{bkg})}{\epsilon N_p \sigma(m_\chi) \Delta T} \quad (3.7)$$

где:

- $N_{90}(T_p, n_{obs}, n_{bkg})$ - максимально допустимое число событий в энергетическом диапазоне (E_{th}, T_p) на 90% У.Д. Верхний предел $N_{90}(T_p, n_{obs}, n_{bkg})$ рассчитывается для общего количества наблюдаемых событий n_{obs} в течение всего времени сбора данных и для фона n_{bkg} - количество атмосферных нейтрино с энергией T_p согласно методу [31];
- ϵ - эффективность регистрации электрона отдачи. В данной работе она принята равной 1;
- $N_p = 1.6 \times 10^{32}$ - количество протонов в чувствительном объёме детектора;

- $\sigma(m_\chi)$ - полное сечение рассеяния ТМКЛ на протоне в зависимости от m_χ (взято из анализа чувствительности)
- ΔT - живое время сбора данных (2070 дней)

Также необходимо пересчитать видимую энергию отобранных событий в кинетическую энергию протонов отдачи с учетом эффекта квенчинга. Далее по пересчитанной кинетической энергии протона было найдено минимальная кинетическая энергия ТМКЛ:

$$T_\chi^{min} = \left(\frac{T_p}{2} - m_\chi \right) \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{2T_p (m_\chi + m_p)^2}{m_p (2m_\chi - T_p)^2}} \right] \quad (3.8)$$

По формуле 3.8 и 3.7 был построен верхний предел на поток ТМКЛ в Борексине (Рис. 3.6) для для разных масс частиц χ в зависимости от кинетической энергии, а также получено интегральное ограничение на поток ТМКЛ в Борексине (Табл. 3.3). Полученные результаты являются первыми экспериментальными ограничениями на поток ТМКЛ.

Flux Upper limit 90% C.L. for CRDM in Borexino

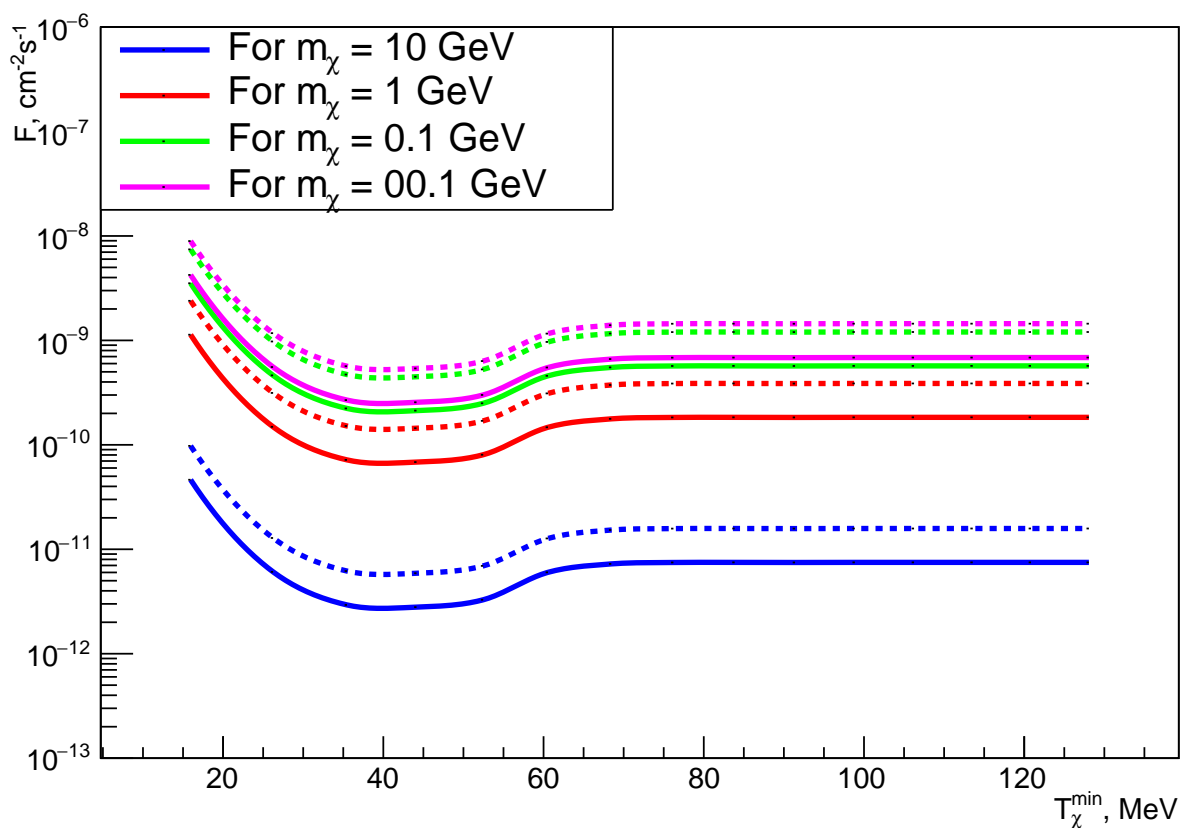


Рис. 3.6: Верхнее ограничение на поток ТМКЛ в зависимости от минимальной кинетической энергии ТМКЛ для разных масс частиц χ . Пунктирной линией обозначены получены ранее пределы.

Таблица 2. Интегральное ограничение на поток ТМКЛ

Верхнее ограничение на поток ТМКЛ, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	Старое значение, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	m_{χ} , ГэВ
$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 7.5 \cdot 10^{-12}$	$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 1.59 \cdot 10^{-11}$	10
$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 1.8 \cdot 10^{-10}$	$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 3.89 \cdot 10^{-10}$	1
$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 5.7 \cdot 10^{-10}$	$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 1.21 \cdot 10^{-9}$	0.1
$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 7.5 \cdot 10^{-10}$	$\Phi_{\text{ТМКЛ}} < 1.45 \cdot 10^{-9}$	0.01

Рис. 3.7:

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Проведен анализ фонового вклада быстрых космогенных нейтронов. Результатом стали уточненные условия отбора событий рассеяния на протоне.
- На основании полученной ранее оценки чувствительности был произведён поиск таких событий в детекторе Борексисно. Статистически значимого превышения над фоновым значением не обнаружено.
- Получен более строгий верхний предел на поток ТМКЛ в детекторе Борексисно

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Abbott L.F., Sikivie P. A cosmological bound on the invisible axion. *Phys. Lett. B* 120, 133–136 (1983).
- [2] Lacki, B. C. & Beacom, J. F. Primordial black holes as dark matter: almost all or almost nothing. *Astrophys. J.* 720, L67–L71 (2010).
- [3] Milgrom, M. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astrophys. J.* 270, 365–370 (1983).
- [4] Jungman G., Kamionkowski M., Griest K. Supersymmetric Dark Matter. *Phys. Rep.* 267 (1996) 195.
- [5] Goodman M. W. and Witten E. Detectability of certain dark-matter candidates *Phys. Rev. D* 31, 3059 (1985), [325(1984)].
- [6] Bernabei R. et al. Particle Dark Matter in DAMA/LIBRA (DAMA/LIBRA collaboration). *AIP Conference Proceedings* 1223, 50 (2010)
- [7] E. Aprile et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T (XENON) *Phys. Rev. Lett.* 121, 111302 (2018)
- [8] Gluscevic V. and Boddy K. K. Constraints on scattering of keV–TeV dark matter with protons in the early Universe. *Phys. Rev. Lett.* 121, 081301 (2018),
- [9] Agnes P. et al. First Results from the DarkSide-50 Dark Matter Experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso (DARKSIDE). *Physics Letters B* 743, 456 (2015)
- [10] Bringmann T. and Pospelov M. Novel direct detection constraints on light dark matter. *Phys. Rev. Lett.* 122, 171801 (2019)

- [11] Ellis J., Flores R. Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited. *Phys. Lett. B*, v. **263** (1991) 259 – 266.
- [12] C. Arpesella et al. (Borexino Collaboration). First real time detection of ${}^7\text{Be}$ solar neutrinos by Borexino. *Physics Letters B*, v. **658**, 101 (2008)
- [13] C. Arpesella et al. (Borexino Collaboration). Direct Measurement of the ${}^7\text{Be}$ Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data *Phys. Rev. Lett.* v. **101**, 091302 (2008)
- [14] G. Bellini et al. (Borexino Collaboration). Precision Measurement of the ${}^7\text{Be}$ Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino *Phys. Rev. Lett.* v. **107**, 141302 (2011)
- [15] G. Bellini et al. (Borexino Collaboration). First Evidence of *pep* Solar Neutrinos by Direct Detection in Borexino *Phys. Rev. Lett.* v. **108**, 051302 (2012)
- [16] G. Bellini et al. (Borexino Collaboration). Neutrinos from the primary proton–proton fusion process in the Sun. *Nature*, v.**512**, 383-386 (2014)
- [17] M. Agostini et al. (Borexino Collaboration). Test of Electric Charge Conservation with Borexino. *Phys. Rev. Lett.* v. **115**, 231802 (2015)
- [18] M. Agostini et al. (Borexino Collaboration). Borexino’s search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gamma-ray bursts. *Astroparticle Physics*, v. **86**, p. 11-17 (2017),
- [19] G. Alimonti et al. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2009. — Vol. 600, no. 3. — P. 568–593.
- [20] Birks J. *The theory and practice of scintillation counting*. — Macmillan, 1964. — (International series of monographs on electronics and instrumentation).

- [21] C. Arpesella et al. Measurements of extremely low radioactivity levels in BOREXINO. *Astroparticle Physics*. — 2002. — Vol. 18, no. 1. - P. 1–25.
- [22] G. Bellini et al. Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino. *Journal of Instrumentation*, v. **6**, P05005 (2011)
- [23] S. W. Li and J. F. Beacom. First calculation of cosmic-ray muon spallation backgrounds for MeV astrophysical neutrino signals in Super-Kamiokande. *Phys. Rev. C* **89**, 045801 (2014)
- [24] T.K. Gaisser and M. Honda. Flux of Atmospheric Neutrinos. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*52:153-199,2002
- [25] В. С. Атрощенко. Научно-квалификационная работа "Исследования низкоэнергетических атмосферных нейтрино и их применение в нейтринных экспериментах"
- [26] E. Gatti and F. De Martini. A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters. *Nucl. Electronics Vol. 2* 265 IAEA, Wien (1962)
- [27] C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 C3F8 Bubble Chamber, *Phys. Rev. Lett.* 118, 251301.
- [28] E. Behnke et al. Final Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment, *Astropart. Phys.* 90, 85 (2017),
- [29] J. I. Collar, Search for a Non-Relativistic Component in the Spectrum of Cosmic Rays at Earth *Phys. Rev. D*98, 023005 (2018).
- [30] Атрощенко В. С., Мачулин И. Н. Выделение сигналов упругого рассеяния нейтрино на протоне в жидких сцинтилляционных детекторах большого объёма. ISBN 978-5-904437-40-4 (2013)

- [31] G. J. Feldman, R. D. Cousins. Unified approach to the classical statistical analysis of small signals. Phys. Rev. D v. **57**, n. **7**