

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

АГАФОНОВА НАТАЛЬЯ ЮРЬЕВНА

ИЗУЧЕНИЕ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И НЕЙТРОНОВ,
ГЕНЕРИРОВАННЫХ ИМИ ПОД ЗЕМЛЕЙ В ДЕТЕКТОРЕ LVD

01.04.16 – «Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель

Чл.-корр. РАН, д. ф.м.н.

Ряжская О.Г.

Москва, 2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

	Оглавление.....	2
	Введение.....	4
Глава 1	Детектор большого объема LVD.....	13
1.1	Описание детектора.....	13
1.2	Сцинтилляционный счетчик LVD.....	17
1.2.1	Система регистрации и сбора данных.....	20
1.2.2	Энергетическое разрешение.....	25
1.2.3	Энергетическая калибровка.....	26
1.2.4	Временное разрешение.....	28
1.2.5	Эффективность регистрации нейтронов.....	29
Глава 2	Мюонные события в эксперименте LVD.....	32
2.1	Отбор мюонных событий.....	32
2.2	Реконструкция мюонного события.....	33
2.2.1	Реконструкция события.....	33
2.2.2	Проверка реконструированного события.....	35
2.2.3	Дополнительные характеристики обработки мюонных событий.....	38
2.3	Анализ мюонных событий.....	39
2.3.1	Множественность мюонных групп.....	39
2.3.2	Кривая раздвижения.....	42
2.3.3	Угловая зависимость.....	44
Глава 3	Определение зарядового состава атмосферных мюонов на LVD.....	45
3.1	Зарядовый состав мюонов космических лучей.....	45
3.2	Метод определения зарядового состава мюонов.....	47
3.3	Отбор мюонных событий.....	52
3.4	Фон измерений.....	54
3.5	Результаты.....	55

Глава 4	Генерация нейтронов мюонами со средней энергией 280 ГэВ в сцинтилляторе и железе.....	62
4.1	Определение $Y_{\text{сц}}$ и Y_{Fe} по полному числу нейтронов, генерируемых мюонами в установке LVD	66
4.2	Прямое определение генерации нейтронов в железе.....	72
4.3	Энергетический спектр нейтронов.....	76
4.3.1	Метод измерения энергетического спектра нейтронов.....	77
4.3.2	Отбор мюонных событий, содержащих нейтроны.....	81
4.3.3	Моделирование прохождения нейтронов через сцинтиллятор..	82
4.3.4	Учет квэнчинга.....	86
4.3.5	Моделирование прохождения мюонов в реальной геометрии LVD с помощью пакета Geant4.....	88
4.3.6	Результаты и обсуждения.....	89
4.4	Множественность нейтронов при поглощении отрицательного мюона ядром Fe.....	95
4.4.1	Метод измерения.....	95
4.4.2	Величины, использованные в вычислениях.....	98
4.4.3	Ошибки определения множественности ν_c	99
	Заключение.....	101
	Список сокращений и обозначений.....	103
	Список литературы.....	105
	Список рисунков.....	112
	Список публикаций автора по теме диссертации.....	115

Введение

Мюоны проходя через атмосферу и грунт [1] теряют свою энергию на ионизацию атомов среды, на излучение тормозных γ -квантов, образование электрон-позитронных пар и глубоко-неупругое взаимодействие. Так как масса мюона много больше массы электрона, то потери энергии мюонов на тормозное излучение и рождение пар значительно меньше, чем потери энергии электронов. Эти факторы обуславливают высокую проникающую способность мюонов. Поэтому, рождаясь в верхних слоях атмосферы (~ 15 км), они проходят глубоко под землю, образуя фон в экспериментах по исследованию редких событий. Первые расчеты фона, создаваемого мюонами космических лучей под землей, были выполнены Г.Т. Зацепиным и О.Г. Ряжской в ФИАНе [2].

Данная работа является продолжением этих исследований, начатых в ФИАНе в 60-х годах под руководством Г.Т. Зацепина и А.Е. Чудакова и развитых в Отделе ЛВЭНА ИЯИ.

Подземные низкофоновые эксперименты в области низких энергий играют сегодня ключевую роль в исследованиях физики за рамками Стандартной модели. Такими экспериментами являются: изучение нейтринных осцилляций, определение характеристик потока нейтрино от Солнца, поиск частиц темной материи и двойного безнейтринного β -распада. Для продолжения и развития этих исследований в последние десятилетие были введены в строй подземные детекторы BOREXINO [3], KamLAND [4], GERDA [5], DAMA [6], LIBRA [7], ICARUS [8] и создаются установки следующего поколения LENA [9], Hyper-Kamiokande [10].

Все эти эксперименты нацелены на поиск крайне редких событий и поэтому требуют низкого фона и большой массы вещества мишени. Так как основным источником трудноустраняемого фона являются мюоны космических лучей, детекторы размещаются в подземных помещениях. Для максимального подавления потока фонообразующих частиц, производимых мюонами, детекторы

обеспечиваются пассивной и активной защитой. Масса детекторов и их защиты сегодня достигает сотен и более тонн, в результате чего они сами становятся источниками фона, образуемого мюонами в их толще.

Среди продуктов взаимодействия мюонов с веществом (электроны, гамма-кванты, пионы, протоны, радиоактивные изотопы, нейтроны), которые могут создавать фоновые события в детекторах, нейтроны занимают особое место. Это связано с их высокой проникающей способностью (за счет нейтральности и широкого энергетического спектра) и большим сечением ядерных реакций.

Посредством упругих столкновений со свободными протонами и ядрами вещества-мишени, неупругих взаимодействий с ядрами (возбуждение, расщепление, образование пионов и долгоживущих радиоактивных элементов) нейтроны способны имитировать искомые события в области как низких энергий – от единиц кэВ до сотен МэВ (при поиске темной материи и нейтринных осцилляций), так и высоких – от двухсот МэВ до ГэВ (распад протона, нейтрон-антинейтронные осцилляции).

Исследования каналов генерации нейтронов мюонами под землей были начаты в работах [11] и продолжены в [2], [12], [13], [14]. К настоящему времени их можно считать хорошо установленными [15], [16], [17], [18]. Предметом изучения остаются количественные характеристики потока нейтронов в зависимости от средней энергии мюонов $\bar{E}_\mu(H)$ и атомного веса вещества A : число нейтронов, генерированных мюонами в 1 г/см^2 вещества ($Y_n(\bar{E}_\mu, A)$), скорость образования нейтронов $R_n(\bar{E}_\mu, A)$, поток нейтронов $\Phi_n(\bar{E}_\mu, A)$, скорость образования нейтронами радионуклидов $R_r(\bar{E}_\mu, A)$, дифференциальный энергетический спектр нейтронов $F(T_n)$.

Актуальность

Основными характеристиками нейтронов, производимых мюонами, является величина генерации нейтронов мюоном в 1 г/см^2 вещества (выход нейтронов Y_n) и спектр рожденных нейтронов. Зная величину выхода можно получить ее производные: скорость образования нейтронов, поток и скорость

образования радионуклидов. Спектр генерации нейтронов определяет спектр изолированных нейтронов и поток нейтронов, падающих из грунта на подземные установки. Несмотря на интенсивные исследования вычислительными методами процессов генерации нейтронов мюонами с помощью постоянно улучшаемых программных кодов FLUKA и Geant, зависимость характеристик нейтронов от энергии мюонов и атомного веса вещества исследуется до сих пор. Основным препятствием является недостаточность экспериментальных данных: за, примерно, 60 лет изучения выхода нейтронов в диапазоне средних энергий мюонов от 10 до ~ 400 ГэВ и веществ с атомным весом от ~ 10 до 207 получено около 30 результатов. В важной области высоких энергий $200 \text{ ГэВ} < \bar{E}_\mu < 400 \text{ ГэВ}$ их насчитывается шесть [19], [20], [21], [22], [23], [24]. Интерпретация данных осложняется большими ошибками значительной части результатов измерений. Такими же проблемами характеризуются исследования спектров нейтронов. Спектры измерялись в четырех экспериментах, причем энергия нейтронов не превышала 90 МэВ (эксперимент «Коллапс»). В области выше 100 МэВ измерения спектров отсутствовали до защищаемой здесь работы [25].

Цель и задачи работы

Данная работа направлена на измерение основных характеристик нейтронов, образуемых мюонами в разных веществах под землей и создающих фон в низкофоновых подземных экспериментах.

Для этого в работе решались следующие задачи:

1. Изучение характеристик потока мюонов со средней энергией $\bar{E}_\mu = 280 \text{ ГэВ}$ на глубине 3300 метров водного эквивалента (м.в.э.): углового распределения, кратности мюонных групп, зарядового состава мюонов.
2. Измерения генерации нейтронов, образуемых мюонами с энергией $\bar{E}_\mu = 280 \text{ ГэВ}$ в сцинтилляторе ($A \cong 10.3$) и железе ($A = 56$).
3. Определение формы спектра нейтронов, генерируемых мюонами в веществе, в диапазоне 30 – 450 МэВ,.
4. Определение множественности нейтронов при захвате отрицательных мюонов ядрами железа ^{56}Fe .

Научная новизна и практическая ценность работы

1. На основе особенностей детектора LVD разработана и применена методика определения углового распределения мюонов, кратности мюонных групп и кривой раздвижения (распределение по расстоянию между траекториями мюонов во множественных событиях).

2. Разработан оригинальный метод определения зарядового состава мюонов околортикального направления по продуктам распада остановившихся в веществе детектора μ^+ и μ^- .

3. Впервые прямым методом измерена величина генерации нейтронов, образуемых в железе мюонами со средней энергией 280 ГэВ.

4. Впервые экспериментально получен спектр генерации нейтронов мюонами в диапазоне энергий нейтронов 30 – 450 МэВ.

Полученные результаты расширяют набор данных для установления закономерностей генерации нейтронов мюонами. Это позволит повысить точность определения фона в низкофоновых экспериментах по поиску редких событий.

Личный вклад автора

1. Разработан метод реконструкции мюонных событий. Создана адекватная методу компьютерная программа восстановления событий. На статистике $2 \cdot 10^6$ мюонных событий получены характеристики потока мюонов на глубине расположения установки LVD: угловое распределение, спектр кратности групп мюонов, кривая раздвижения.

2. Разработан метод определения зарядового состава околортикального потока мюонов (до $\sim 30^\circ$) с первичной энергией более 1.8 ТэВ. На статистике $11 \cdot 10^6$ мюонов, зарегистрированных счетчиками LVD, получена величина положительного избытка мюонов $k = 1.26 \pm 0.04$ (стат) ± 0.11 (сис).

3. Спланирован эксперимент по прямому измерению генерации нейтронов в железе на LVD. На статистическом материале, полученном в течение 1 года, измерена величина генерации нейтронов в железе от мюонов со средней энергией 280 ГэВ.

4. Для определения спектра генерации нейтронов обработано $1.5 \cdot 10^5$ мюонных событий. Получен дифференциальный энергетический спектр нейтронов в диапазоне 30 – 450 МэВ.

При непосредственном участии автора:

- разработана методика определения генерации нейтронов в сцинтилляторе и железе по полному числу нейтронов, образуемых мюонами в веществе LVD;

- получены величины генерации нейтронов для сцинтиллятора и железа при $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ;

- в структуре детектора LVD сконструирована установка для прямого измерения генерации нейтронов в железе;

- разработана методика определения спектра нейтронов, генерируемых мюонами в веществе установки LVD;

- определена множественность нейтронов от захвата остановившихся отрицательных мюонов ядром железа.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Метод реконструкции мюонных событий в установке LVD с определением их направления (точность 0.5°), кратности мюонных групп до $n_\mu = 27$ и кривой раздвижения.

2. Программа восстановления мюонных событий.

3. Метод определения зарядового состава мюонов по распадам отрицательных и положительных мюонов, остановившихся в детекторе LVD. Величина положительного избытка мюонов $k = 1.26$ при систематической ошибке 9%.

4. Величина генерации нейтронов в железе $Y_n = (16 \pm 4) \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{Г/см}^2)$ для потока мюонов со средней энергией $\bar{E}_\mu = (280 \pm 18) \text{ ГэВ}$.

5. Форма спектра $F_n^s(T_n)$ генерации нейтронов в диапазоне 30 – 450 ГэВ: $F_n^s(T_n) \propto T_n^{-1}$ при $30 \leq T_n \leq 90 \text{ МэВ}$; $F_n^s(T_n) \propto T_n^{-2}$ при $100 < T_n \leq 450 \text{ МэВ}$.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены в виде докладов на конференциях и симпозиумах:

1. 33-я Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ), Дубна, 11-15 августа, 2014;

2. 23rd European Cosmic Ray Symposium (и 32-ая Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ)), Moscow, Russia, July, 3 – 7, 2012;

3. 31-ая Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ), МГУ, Москва, 5-9 июля, 2010;

4. 1029 Семинар им. Г.Т. Зацепина ОЛВЭНА ИЯИ РАН, Москва, ФИАН, 2010;

5. 31st International Cosmic Ray Conference (ICRC), organized by the University of Lodz, Poland, July 7-15, 2009;

6. 30-ая Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ), Санкт-Петербург, 2 – 8 июля, 2008;

7. International School of Astroparticle Physics «MULTI-MESSENGER APPROACH IN HIGH ENERGY ASTROPHYSICS» ISAPP 2007, June 4-15, 2007 Seillac, FRANCE;

8. 20th European Cosmic Ray Symposium in Lisbon, (ECRS), Portugal September 5th-8th 2006;

9. 29 Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ), Москва, ФИАН, 3-7 августа 2006;

10. 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC), August 03 - 10, 2005, Pune, India;

11. 28-ая Всероссийская Конференция по Космическим Лучам (ВККЛ), Москва, МИФИ, 2004.

Публикации

Всего по теме диссертации опубликовано 22 работы. Основные научные результаты диссертации опубликованы в журналах, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК России:

1. Н. Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD), «Нейтроны, генерированные мюонами на установке LVD», Известия РАН сер. Физ. 2013, 77 №11, 1587-1590;

2. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD «Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD», Изв. РАН Сер. Физ., т. 75, №3, (2011), 437-439;

3. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD, «Анализ сезонных вариаций потока мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных мюонами, в детекторе LVD» Изв. РАН Сер. Физ., т. 75, №3, (2011), 456-459;

4. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м3 с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, № 1, с. 52–57;

5. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м3 с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, No. 6, pp. 29–33;

6. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Е.А. Добрынина, Р.И. Еникеев, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Г. Рясный и В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) и Н.М. Соболевский. «Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD».Изв. РАН Сер. Физ. т.73, №5, (2009) с. 666-667;

8. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Р.И. Еникеев, В.А. Кузнецов, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г. Рязская, В.Г. Рясный, В.Ф. Якушев «Статус эксперимента LVD» Изв. РАН Сер. физ. том 71, №4, с.586-588, 2007;
9. LVD Collaboration (N. Agafonova et al.), «First CNGS events detected by LVD» European Physical Journal C52 (2007) 849-855;
10. LVD Collaboration, «Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector» Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 143 (2005) 518;
11. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, Е.А. Добрынина, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Рязская, В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) «Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD». Известия АН, Сер. Физ. Т.69№3, 2005, с. 400-402.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, списка цитируемой литературы, списка сокращений и обозначений, списка рисунков и списка публикаций автора по теме диссертации. Пояснительная записка текста диссертации выполнена по ГОСТ Р 7.0.11-2011 Работа изложена на 117 страницах машинописного текста, включая 52 рисунка и 5 таблиц.

В Главе 1 приведено описание детектора с указанием его местоположения и конструктивных особенностей. Описаны его технические и физические характеристики, такие как светосбор, энергетическое разрешение и энергетическая калибровка счетчиков, эффективность регистрации нейтронов.

Глава 2 состоит из описания методики реконструкции мюонных событий в эксперименте LVD и анализа характеристик мюонов. В табличном и графическом виде представлены кратность мюонных групп, угловая зависимость мюонных событиях, кривая раздвижения.

Глава 3 посвящена определению μ^+/μ^- -отношения в потоке мюонов на установке LVD. Описан метод определения положительного избытка мюонов, отбор событий -кандидатов на распады мюонов, анализ выделенных событий.

В Главе 4 представлены экспериментальные результаты по основным характеристикам нейтронов от мюонов. Получен выход нейтронов в сцинтилляторе и железе, генерированных мюонами со средней энергией 280 ГэВ. Определено среднее число нейтронов испускаемых ядром железа при поглощении отрицательного мюона. Основное внимание уделено энергетическому спектру нейтронов: описана методика измерения дифференциального спектра энерговыделений нейтронов.

В заключении представлены основные результаты работы, выносимые на защиту.

Глава 1

Детектор большого объема LVD

1.1 Описание детектора

Сцинтилляционный детектор большого объема LVD (Large Volume Detector) [26], [27] находится в подземном зале А Лаборатории Гран Сассо. Лаборатория Гран Сассо Национального института ядерной физики Италии расположена в 110 км северо-восточнее Рима. Подземные помещения Лаборатории находятся под горным массивом Гран Сассо на высоте 960 м над уровнем моря в непосредственной близости к транспортному туннелю участка автострады А24, связывающего города L'Aquila и Терамо. Экспериментальные залы А, В, С ориентированы на ЦЕРН (рис. 1.1).

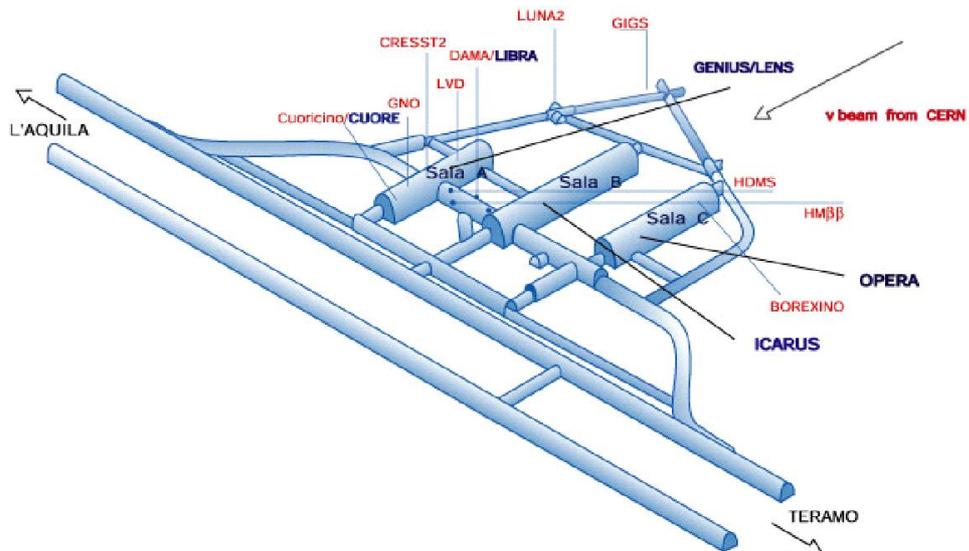


Рисунок 1.1 Расположение залов в подземной Лаборатории Гран-Сассо

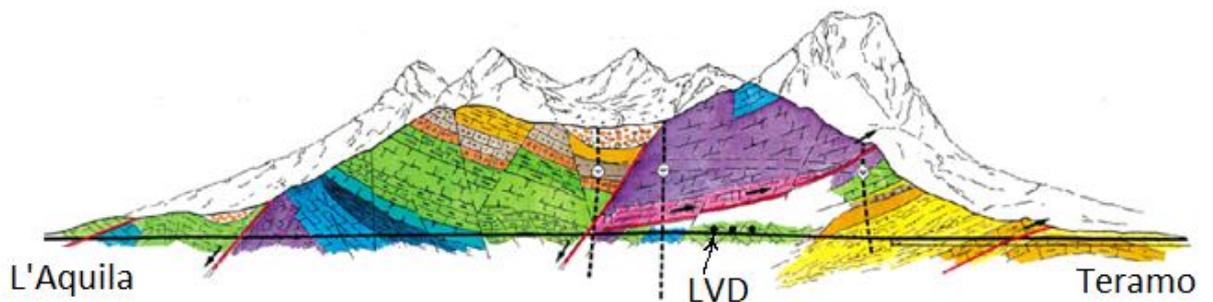


Рисунок 1. 2 Профиль гор над залами подземной Лаборатории Гран-Сассо

Минимальная толща горных пород над установкой около 3000 м.в.э. (рис. 1.2).

Горный массив Гран Сассо состоит из старых осадочных пород, содержащих в основном CaCO_3 со средней плотностью $\rho \sim 2.6 \text{ г/см}^3$. Грунт массива Гран Сассо имеет низкую радиоактивность, что очень важно для современных низкофоновых подземных экспериментов.

Географические координаты Лаборатории $47^\circ 27' 09''$ с.ш., $13^\circ 34' 28''$ в.д. Установка LVD создана в рамках российско-итальянского научного сотрудничества. Средняя энергия одиночных мюонов составляет $270 \pm 18 \text{ ГэВ}$, мюонов в парах – $381 \pm 21 \text{ ГэВ}$ [28]. Средняя энергия потока мюонов – 280 ГэВ . Интенсивность мюонов – $I_0^\mu = (3.31 \pm 0.03) \times 10^{-4} (\text{м}^2\text{с})^{-1}$. Темп счета мюонных событий в трех башнях LVD составляет 3.75 соб./мин.

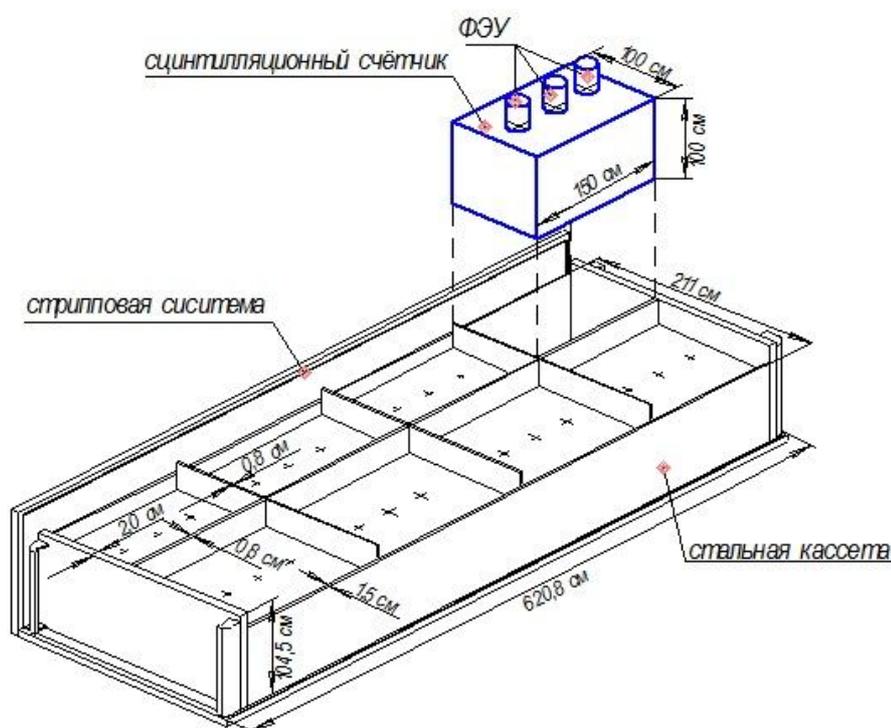


Рисунок 1.3 Сцинтилляционно-трековый модуль установки

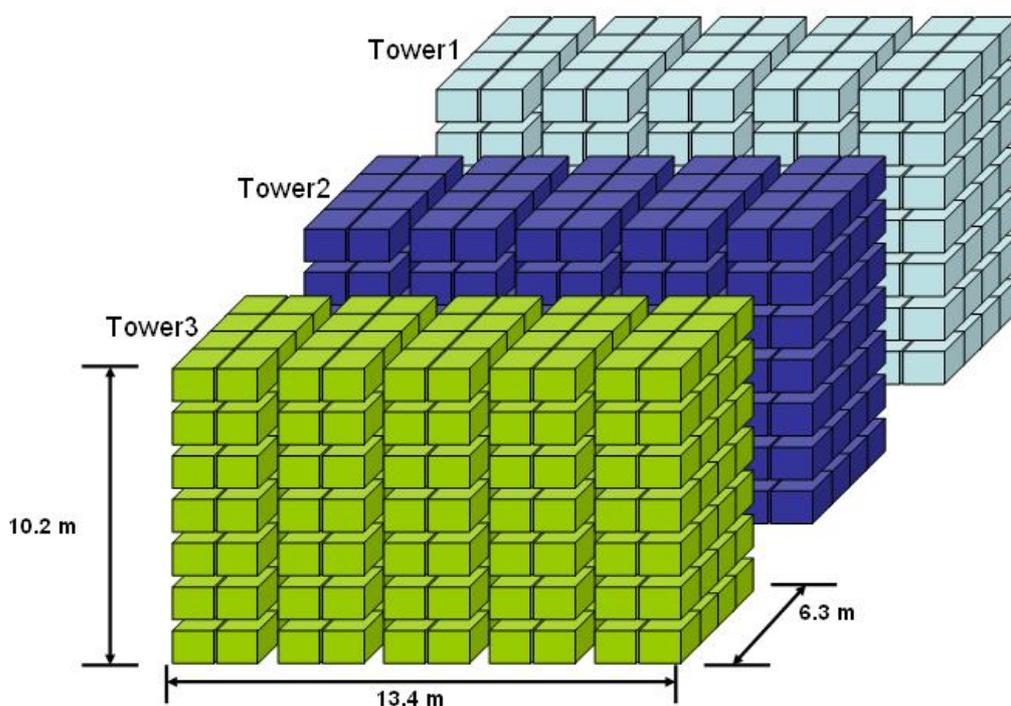


Рисунок 1.4 Схематичный вид установки LVD

LVD состоит из сцинтилляционных счетчиков и газоразрядных трубок, работающих в ограниченном стримерном режиме, которые образуют трековую систему. Счетчики по восемь штук помещены в стальные кассеты (портатанки), ко дну и одной из продольных боковых стенок которых прикреплены плоскости трековой системы (в состав которой входит Fe и Cl), образуя L-образную конфигурацию. Стальная кассета со счетчиками и трековая система являются сцинтилляционно-трековым модулем установки (рис. 1.3). Модули объединены в три башни (рис. 1.4). Каждая башня имеет размеры 13м × 6.6 м × 12 м и включает в себя 35 модулей (280 счетчиков), которые составляют 5 колонн, разделенных коридорами шириной 70 см для доступа к сцинтилляционным счетчикам и трековой системе. Башни отстоят друг от друга на 2 м. Промежутки между башнями трековой системой не перекрываются. Под башнями находится защита из слоя железа 2 см и слоя борированного парафина толщиной 10 см, поглощающего нейтроны. Продольная ось установки ориентирована на ЦЕРН и составляет 38.4° с направлением Юг-Север (рис. 1.5). Размеры модулей, координаты колонн и уровней показаны на Рисунках 1.6 а,б.

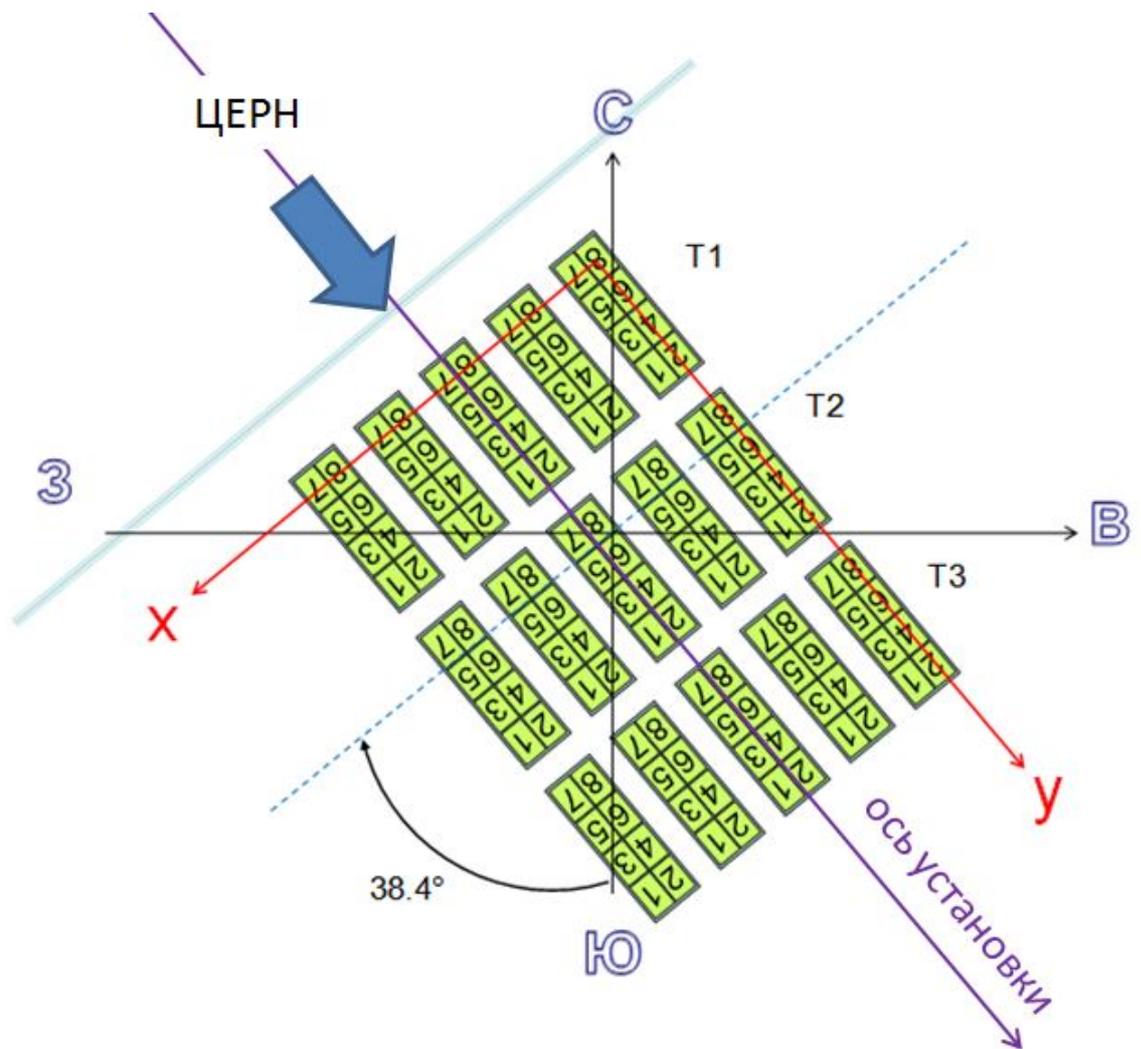


Рисунок 1.5 Ориентация установки по сторонам света.

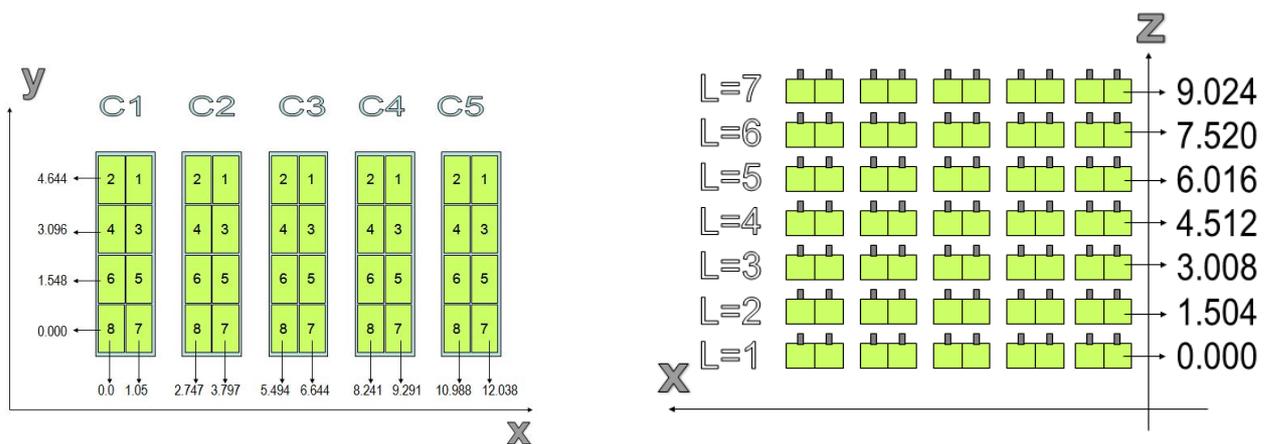


Рисунок 1.6 Схема первой башни установки

а) Вид сверху с координатами в плоскости x-y.

б) Вид в плоскости x-z. Координаты уровней с L=1 по L=7.

Установка LVD вводилась в строй поэтапно. Первая башня начала работать в полном объеме в июне 1992 г. В тот момент она имела восьмой этаж из трех модулей. Вторая башня в такой же конфигурации была запущена в 2000 году. Третья башня начала набор данных в 2002 году. Трековая система башен работала до середины 2002 года. Фронтальный вид эксперимента LVD показан на Рисунке 1.7.



Рисунок 1.7 Установка LVD в зале А Лаборатории Гран-Сассо

1.2 Сцинтилляционный счетчик LVD

Установка LVD содержит 840 счетчиков [27]. Жидкостный сцинтилляционный счетчик объемом 1.5 м^3 (рис. 1.8) был создан в 1979 г. в Институте ядерных исследований АН СССР для долговременных крупномасштабных экспериментов по поиску всплесков нейтринного излучения

от коллапсирующих звездных ядер и регистрации нейтринного излучения космических лучей с обратной стороны Земли.

Из 72 таких счетчиков был сконструирован детектор LSD (Liquid Scintillation Detector), работавший под Монбланом (Северная Италия) с 1984 по 1998 г. [29].

Форма счетчика, его размеры ($100 \times 150 \times 100$) см³ и расположение фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) продиктованы условиями планировавшихся экспериментов. Корпус счетчиков первой и второй башен сварен из листов нержавеющей стали толщиной 4 мм. Полная масса корпуса в сборе 290 кг (без ФЭУ и кожухов). В третьей башне стенки 233 из 280 счетчиков имеют толщину 1.5 мм. Масса корпуса этих счетчиков в сборе (без ФЭУ и кожухов) – 110 кг. Все материалы счетчиков химически инертны по отношению к веществу жидкого сцинтиллятора (ЖС), что препятствует падению его прозрачности. Масса сцинтиллятора каждого счетчика первой и второй башен 1170 ± 20 кг.

Счетчик изнутри покрыт майларом – зеркально отражающей алюминированной пленкой, которая крепится к стенкам контейнера механически. Слой алюминия имеет толщину от 20 до 60 нм. Этим объясняется разброс коэффициента отражения образцов пленки α от 0.81 до 0.91 в воздухе при нормальном падении света, излучаемого ЖС, с длиной волны $\nu = 420$ нм, при этом $\bar{\alpha} = 0.86$. В пустом счетчике свет падает на пленку в основном под углами 15–50°, что увеличивает $\bar{\alpha}$ в пустом счетчике до $\bar{\alpha}_n = 0.87$. В счетчике с ЖС отражение происходит на границе алюминий – ЖС, и $\bar{\alpha}$ возрастает до значений $\bar{\alpha}_{ЖС} \approx 0.89$.

Основой ЖС является уайт-спирит (УС) – углеводородсодержащее вещество, широко использующееся в лакокрасочной промышленности [30]. По массе УС содержит 65% парафинов C_nH_{2n+2} , 15% – нафтенов C_nH_{2n} и 20% – ароматических углеводородов [31]. Общая формула УС – C_nH_{2n} , $\bar{n} = 9.6$. Плотность УС при температуре 20 °С $\rho = 0.778 \pm 0.02$ г/см³, коэффициент

объемного расширения – $(1.23 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$ град⁻¹, показатель преломления равен 1.5 для света с длиной волны 420 нм. Температура вспышки УС в открытом объеме 36 ± 2 °С, его диэлектрическая проницаемость ε (УС) = 2.1, т.е. в 2 раза выше, чем у сухого воздуха.

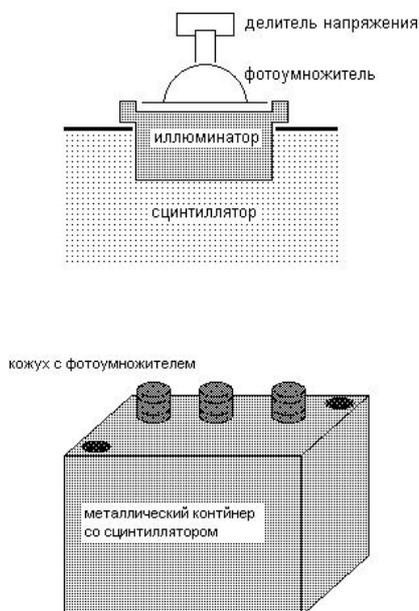


Рисунок 1.8 Сцинтилляционный счетчик установки LVD.

Для получения высокой прозрачности сцинтиллятора основа очищалась прогонкой под давлением через сорбенты Al_2O_3 и цеолит. Прозрачность контролировалась на длине волны спектрофотометра 420 нм методом «выхода из пучка» по интенсивности света, проходящего через столб жидкости 60 см. Затем в основе растворялся шифтер РОРОР (0.03 г/л) и активатор РРО (1 г/л). Удельный световыход ЖС – 1 фотон на 160 эВ или 6.25 фот/кэВ. Спектр излучения ЖС и спектральная чувствительность фотокатода ФЭУ хорошо согласуются. ЖС в счетчике продувается аргоном для вытеснения кислорода воздуха, растворенного в ЖС и подавляющего сцинтилляции. В больших объемах сцинтиллятора практически весь кислород удаляется пропусканием через ЖС объема аргона, в 6

раз превышающего объем ЖС. Световыход при этом увеличивается в ~ 2 раза [30].

Средняя прозрачность УС после очистки около 20 м, на этой длине интенсивность света падает в e раз.

1.2.1 Система регистрации и сбора данных

Объем счетчика просматривается тремя спектрометрическими фотоумножителями ФЭУ-49Б или ФЭУ-125, являющимися модификацией ФЭУ-49Б. Диаметр мультищелочного (SbKNaCs) фотокатода $d_{\text{фк}}$ – 150 мм. Вещество фотокатода нанесено на внутреннюю сторону оптического, не увиолевого, стекла толщиной 10 мм с границей прозрачности для УФ-света 330 нм. Фотокатоды расположены в плоскости внутренней поверхности крышки и сопрягаются со сцинтиллятором посредством иллюминаторов, изготовленных из не сцинтиллирующего оргстекла (плексигласа) диаметром 192 мм и толщиной 80 мм (рис. 1.8). Иллюминатор своей толщиной ограничивает дистанцию близких засветок фотокатода, способных вызвать большой сигнал на ФЭУ, и, таким образом, уменьшает неоднородность светосбора.

Фотоумножители притираются к иллюминаторам с использованием вазелинового масла, что увеличивает сигнал ФЭУ в ~ 2 раза для иллюминаторов с неполированной контактной поверхностью. Коэффициенты преломления ЖС и веществ всех элементов сопряжения «ЖС – фотокатод» (оргстекло-вазелин-стекло) имеют практически одинаковые значения для света, излучаемого ЖС (370-500 нм). Пропускание этих элементов, ввиду их небольших толщин, на уровне 100%, поэтому полная потеря света на границах сред и в них самих не превышает 5%.

Квантовая эффективность фотокатода $\sim 10\%$, а коэффициент усиления ФЭУ – $3-4 \times 10^5$. Среднее количество фотоэлектронов с фотокатода одного ФЭУ, приходящееся на 1 МэВ энерговыделения, составляет примерно 5 – 6. ФЭУ калибруются с помощью гамма -источника (^{60}Co): напряжение на каждом ФЭУ

устанавливается таким образом, чтобы получить заранее определенное значение силы тока, когда калибровочный источник помещается в определенную точку.

В фотоэлектронных умножителях, работающих в режиме больших усилений, за основным сигналом следуют послеимпульсы. Послеимпульсы при больших засветках фотокатода группируются, образуя максимумы плотности распределения, которые появляются через различные времена от начала основного сигнала в зависимости от типа ФЭУ. Для фотоумножителей, используемых на установке LVD – ФЭУ 49 Б и, частично, ФЭУ 125, первый максимум возникает на ~ 700 нс, второй – на 10 мкс и последний – на 15 – 20 мкс [32]. Число послеимпульсов прямопропорционально величине засветки, а их количество увеличивается с ростом коэффициента усиления ФЭУ. Фотоумножители с более высоким уровнем шума имеют большее число послеимпульсов. При детектировании события тремя ФЭУ, включенными на совпадение, число послеимпульсов снижается в десятки раз.

Экспериментальные и компьютерные исследования временного хода светособирания в счетчике объемом 1.5 м^3 с зеркальным отражением и жидким сцинтиллятором с большой прозрачностью [33], показали, что при засветке счетчика короткой вспышкой экспоненциальная фаза светосбора в предположении равенства нулю времени свечения жидкого сцинтиллятора ($\tau_{\text{ЖС}} = 0$) характеризуется временем $\tau_{\text{сб}} = 15.0 \pm 1.7$ нс, которое практически не зависит от рассеяния света в среде. Измеренная величина $\tau_{\mu} = 37 \pm 3$ нс экспоненциального спада реального светового импульса, произведенного мюоном, зависит от времени светосбора $\tau_{\text{сб}} \approx 15$ нс и времени $\tau_{\text{ЖС}} \approx 20$ нс свечения сцинтиллятора в счетчике большого объема.

Информация с каждого счетчика считывается независимо. Блок – схема электроники одного счетчика представлена на Рисунке 1.9. Импульсы с каждого ФЭУ усиливаются и дискриминируются по двум порогам: верхнему, соответствующему энерговыделению в счетчике 5 МэВ (HET – High Energy Threshold), и нижнему ~ 0.5 МэВ (LET – Low Energy Threshold). Такая двойная пороговая система была разработана с целью поиска нейтринного излучения от

коллапсов звезд и детектирования обеих частиц в реакции обратного бета-распада: ($\nu_e + p \rightarrow e^+ + n$, $n + p \rightarrow d + \gamma$) позитрона (НЕТ) и γ -кванта с энергией 2.2 МэВ от последующего захвата нейтрона (LET). Триггером для регистрации суммарной по трем ФЭУ амплитуды импульса является трехкратное совпадение импульсов НЕТ в интервале 250 нс. Триггер открывает в счетчиках временные ворота длительностью 1 мс: в это время регистрируются импульсы трехкратного совпадения LET. Это позволяет детектировать нейтроны по γ -квантам захватов np , nFe , nCl при среднем показателе экспоненты захвата нейтронов $\bar{\tau} = 185$ мкс. Темп счета каждого счетчика выше LET составляет ~ 80 Гц во внутренних счетчиках и ~ 300 Гц – в наружных. Для НЕТ импульсов темп счета наружных и внутренних счетчиков примерно одинаков и составляет ~ 0.02 Гц.

Если какой-либо из счетчиков зарегистрировал сигнал с амплитудой, превышающей НЕТ, то во всех счетчиках «четверти» башни, которой принадлежит этот счетчик (около 700 счетчиков), открываются временные окна длительностью 1 мс для регистрации сигналов с амплитудой выше LET.

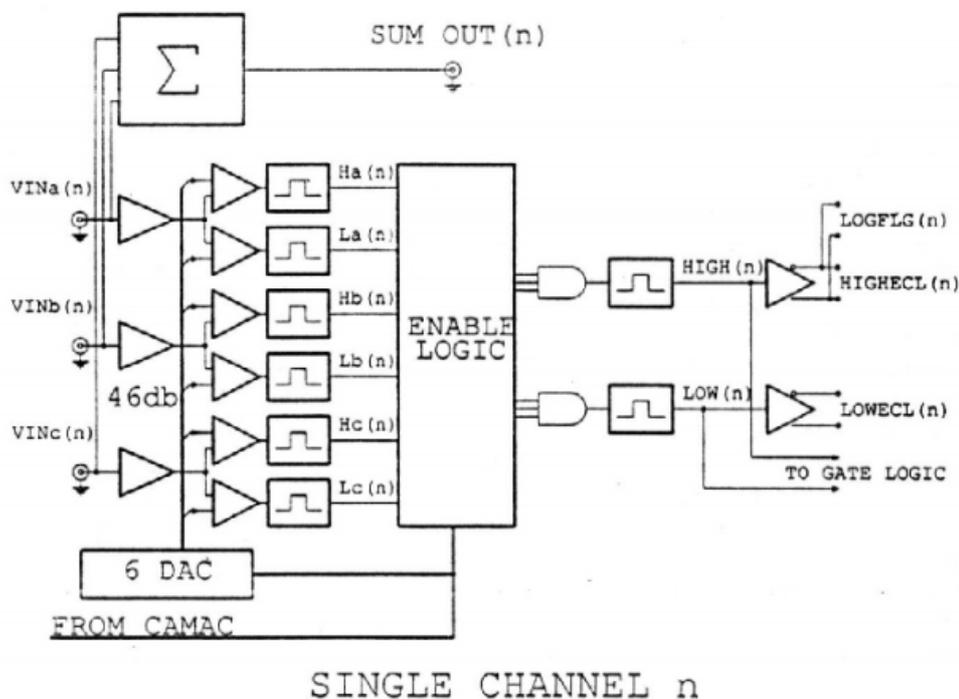


Рисунок 1.9 Блок-схема электроники

Сигналы с 3 ФЭУ каждого счетчика суммируются, усиливаются и посылаются на вход ADC/TDC вместе с информацией о пороге (логический флаг 0 для «низкого» порога либо 1 для «высокого» порога) и флагом GATE. Последний флаг даёт старт работе зарядовой интегрирующей цепочке ADC.

Заряд преобразуется двумя 8-битными параллельными ADC, каждая из которых имеет 4 линейные зоны для преобразования заряд – канал ADC (ch). ADC устроена таким образом, что две последние прямые линии характеристика ADC описывается комбинацией 6 линейных прямых линий. Их наклон даёт коэффициент пересчета от канала к заряду (пКл), как показано на Рисунке 1.10. Зарядовое разрешение (т.е. пКл/канал) в i -ой зоне линейности пропорционально 2^{i-1} . Такое устройство электроники позволяет иметь высокое разрешение при низких энергиях (т.е., при энергиях, характерных для нейтрино от Сверхновых) и одновременно обладать широким динамическим диапазоном. Прямая пропорциональность между зарядом и линейным каналом ADC (ch adc lin) получается с помощью деления номера канала на угловой коэффициент его линии и умножением на угловой коэффициент первой линии.

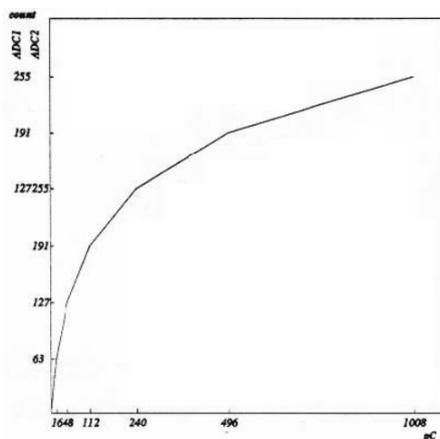


Рисунок 1.10 Зависимость канала ADC от заряда

Мертвое время ADC составляет ~ 1 мкс вследствие ~ 800 нс времени, требуемого для полного преобразования заряда, и ~ 200 нс работы интегрирующей цепочки.

TDC имеет динамический диапазон 29 бит, что означает 6.71с с временным разрешением 12.5 нс. Для абсолютной временной привязки используются атомные часы с точностью 1 мкс.

Временная, зарядовая и пороговая информация о каждом событии записывается как 48-битное слово [34].

Электроника каждой башни подсоединена к компьютеру посредством шины САМАС. Когда электроника начинает запись события с НЕТ, триггерная подсистема башни готова выработать сигнал прерывания для компьютера башни, инициирующий процесс считывания данных. Как только событие полностью записано ($t \sim 1$ мс), оно считывается компьютером башни. Три независимых компьютера системы сбора данных каждой башни подсоединены к контролируемому системному компьютеру, который периодически собирает данные с установки, производит временную корреляцию данных с трех башен (с помощью специальной программы - «билдера») и записывает на диск так называемые «сырые» данные.

1.2.2 Энергетическое разрешение

Основными составляющими разрешения счетчика являются: $\Delta_{\text{геом}}$ – флюктуации энергии, выделяемой частицей в счетчике, в том числе – за счет краевого эффекта; $\Delta_{\text{стат}}$ – статистические флюктуации величины $N_{\text{фэ}}$; $\Delta_{\text{сб}}$ – разброс коэффициента светосбора $k_{\text{сб}}$, связанный с положением энерговыделения в счетчике относительно фотоумножителей.

Величина $\Delta_{\text{сб}}$ зависит только от светособирающих свойств счетчика и числа ФЭУ, участвующих в регистрации сигнала: для одного ФЭУ $\Delta_{\text{сб}}^{1\text{ФЭУ}} \approx 0.27$, для суммарного сигнала трех ФЭУ $\Delta_{\text{сб}}^{3\text{ФЭУ}} \approx 0.14$.

Величина $\Delta_{\text{геом}}$ определяется размером счетчика, длиной пробега и пространственным распределением γ - квантов в объеме счетчика. Величина разрешения устанавливается по пику полного поглощения энергии частицы в счетчике, поэтому в энергетическом диапазоне 1 – 15 МэВ разрешение для электронов лучше, чем для γ -квантов той же энергии за счет разной величины $\Delta_{\text{геом}}$. Кванты с энергиями 1 – 15 МэВ имеют длины поглощения энергии в ЖС 40 – 60 см, что сравнимо с размерами счетчика. Поэтому краевой эффект способен увеличить ширину пика полного поглощения γ - кванта.

Составляющая разрешения $\Delta_{\text{стат}}$ выражается через стандартное относительное отклонение σ флюктуаций числа фотоэлектронов $N_{\text{фэ}}$: $\Delta_{\text{стат}} = 2.35\sigma = 2.35/\sqrt{N_{\text{фэ}}}$. С ростом энергии величина $\Delta_{\text{стат}}$ уменьшается. Для трех ФЭУ $\Delta_{\text{стат}} = 2.35/\sqrt{3N_{\text{фэ}}}$. Также необходимо ввести в расчет величину, связанную с «выравниваем» режимов ФЭУ (0.12). Процедура «выравнивания» заключается в установлении равенства анодных токов ФЭУ при засветке счетчика γ -квантами источника ^{60}Co .

Окончательно, для энергетического разрешения счетчика с тремя ФЭУ имеем: $\Delta_{\Sigma} = 0.26 + \sqrt{\frac{0.31}{E} + 0055}$.

Энергетическое разрешение: в области малых энергий было измерено по γ -линии 2.23 МэВ от захвата нейтрона на водороде, пикам энерговыделений γ -

квантов 2.5 МэВ (распад ^{60}Co) и ~ 9 МэВ от захвата нейтронов от спонтанного деления ядер ^{252}Cf ядрами ^{58}Ni .

На Рисунке 1.11 представлены результаты экспериментального определения разрешения для $E_\gamma = 2.23$ МэВ (nr-захват), $E_\gamma = 2.5$ МэВ (^{60}Co) и $E_\gamma = 9.0$ МэВ (nNi-захват), обозначенные точки.

Нижняя точка 9.0 МэВ получена в положении NiCf – источника на боковой поверхности счётчика, для которого лучше однородность светосбора.

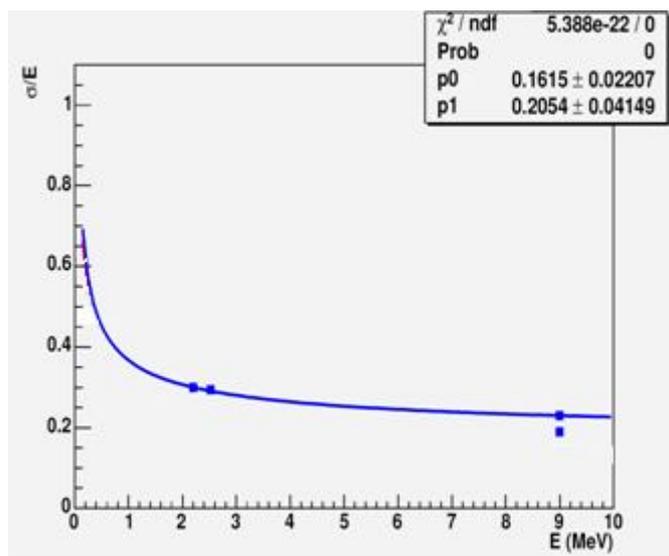


Рисунок 1.11 Энергетическое разрешение счетчика: точки – эксперимент, кривая – расчет.

1.2.3 Энергетическая калибровка

Энергетическая калибровка сцинтилляционных счетчиков установки LVD, наряду с определением энергетического разрешения, преследует следующие задачи: а) градуировка шкалы амплитудно-цифрового преобразователя ADC, б) контроль линейности преобразования в широком диапазоне энергий, в) определение формы LET и HET порогов. От первых двух пунктов зависит точность определения энерговыделений в счетчике, от последнего – эффективность регистрации нейтрона и импульсов, вызываемых нейтрино.

Энергетическая калибровка была проведена в области низких энергий по γ -линиям 2.23, 2.5 и ~ 9 МэВ. На Рисунке 1.12 приведена форма триггерного (HET)

порога системы регистрации [35]. В области высоких энергий калибровка ADC производится по максимуму распределения энергопотерь мюонов в счетчике.

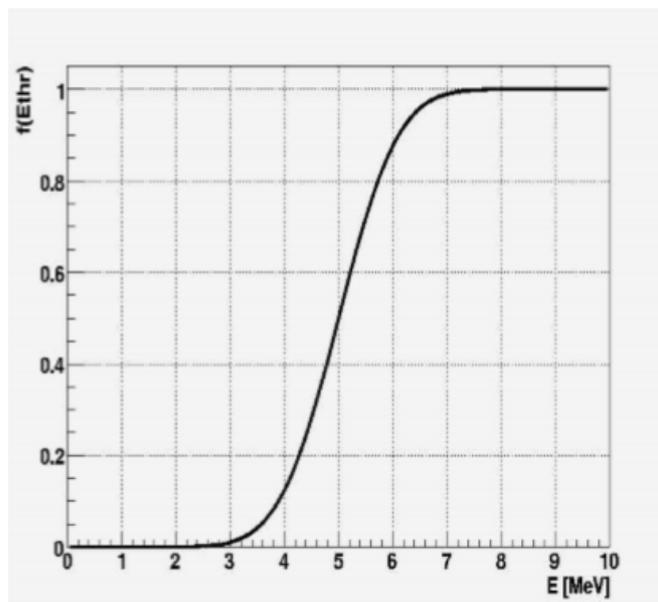


Рисунок 1.12 Функция триггерного порога LVD

Мюонным считается событие, в котором имеются два счетчика зарегистрировавших в течение 250 нс энерговыделения больше 20 МэВ. Моделирование, учитывающее характеристики мюонного потока и геометрический аксептанс установки, дает среднее значение детектируемого мюонного пика 185 ± 5 МэВ [36]. «Мюонная» калибровка проводится автоматически каждый месяц. Процедура заключается в получении усредненного по форме мюонного спектра с использованием линейных каналов ADC всех счетчиков и фитирования для определения номера канала, соответствующего мюонному пику. Калибровочный фит показан на Рисунке 1.13 для одного счетчика.

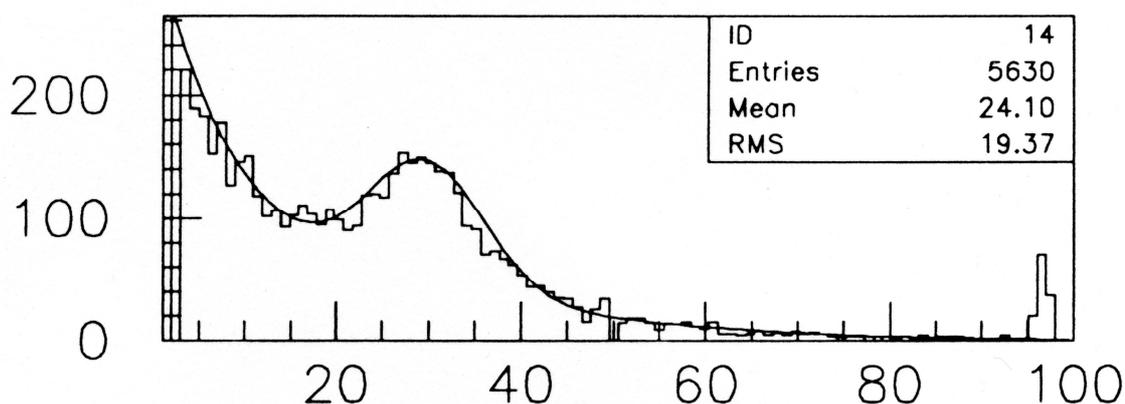


Рисунок 1.13 Амплитудный спектр счетчика LVD. По оси X – каналы ADC, по оси Y – количество отсчетов. 30-му каналу будет присвоено значение 185 МэВ. Пик в районе 100-го канала обусловлен насыщением электроники (~ 400 МэВ).

1.2.4 Временное разрешение

Под временным разрешением детектора понимается минимальное время между двумя соседними импульсами на выходе детектора, при котором они еще разрешаются как отдельные. В эксперименте LVD следует разделять временное разрешение счетчика δ_t и установки в целом Δ_t .

Время срабатывания трехкратной схемы совпадений, которое задает время события в счетчике, определяется последним из трех импульсов, поступивших на вход схемы совпадений. Таким образом, разрешение δ_t зависит от формы импульса одного (последнего) ФЭУ. Ширина на полувысоте импульса от энерговыделения в счетчике спектрометрического ФЭУ-49Б ~ 50 нс [33]. Эта величина характеризует временное разрешение собственно счетчика. На самом деле разрешение счетчика определяется мертвым временем его системы регистрации $t_d = 1$ мкс. Оно и является реальным временным разрешением счетчика – $\delta_t^{\text{real}} = 1$ мкс. Величина $\delta_t^{\text{real}} = 1$ мкс незначительна относительно длительности временных ворот ~ 10^3 мкс, в которых регистрируются нейтроноподобные импульсы. Загрузка отдельного счетчика по числу нейтронов и фоновых событий в воротах невелика – не больше пяти. Поэтому величина δ_t^{real}

не влияет ни на форму временного распределения радиационных гамма-квантов, ни на эффективность регистрации нейтронов.

Временное разрешение Δ_t зависит от разброса задержек фотоумножителей. Средняя задержка электрического сигнала на выходе ФЭУ-49Б относительно светового приблизительно 100 нс. При большом числе мюонов можно получить временное распределение задержек ФЭУ. Ширина распределения на полувысоте 80 нс. Диапазон задержек сигналов счетчиков от мюона, прошедшего через LVD – 250 нс. Эта величина принимается за время разрешения для мюонных событий – $\Delta_t = 250$ нс. При интенсивности мюонных событий $4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (Глава 2) величина $\Delta_t = 250$ нс не влияет на определение временных характеристик потока мюонов.

Точность относительной временной привязки сигнала определяется дискретностью TDC – 12.5 нс. Точность привязки часов LVD к мировому времени – 100 нс., после 2012 года – 2.5 нс.

1.2.5 Эффективность регистрации нейтронов

Высокоэнергичные (быстрые) нейтроны в веществе установки LVD проходят три основные стадии изменения энергии.

1. Замедление в реакциях упругого соударения с ядрами ЖС и железной конструкции установки (n_p , n_C , n_{Fe}). Процесс замедления длится порядка 0,1 мкс, за это время энергия нейтрона падает до $\sim 0,4$ эВ. Потери энергии происходят в основном в n_p -реакциях. При упругом соударении нейтрон передает в среднем половину своей энергии протону отдачи.

2. Термализация, в процессе которой нейтрон достигает энергии 0,025 эВ и становится тепловым. Термализация происходит за счет упругих соударений с ядрами Fe и молекулами сцинтиллятора в целом. Поэтому длительность процесса термализации нейтрона в веществе установки LVD порядка 10 мкс, что гораздо больше времени замедления.

3. Диффузия нейтронов. После того как нейтроны станут тепловыми, дальнейшее уменьшение их энергии прекращается и они перемещаются

(диффундируют) в веществе, сохраняя в среднем тепловую энергию. В процессе диффузии нейтрон захватывается протоном водорода $np \rightarrow D^* \rightarrow D + \gamma$ или ядром Fe, γ -кванты с энергией 2.23 МэВ или ~ 8 МэВ, соответственно, регистрируются счетчиком. Эффективность регистрации γ -квантов 2.23 МэВ счетчиком установки LVD составляет $\eta = 0.6$, γ -квантов с энергией ~ 8 МэВ смежными счетчиками ~ 0.75 .

Величину среднего времени жизни (время диффузии) термализованного нейтрона в среде можно определить по формуле: $\tau_{\text{diff}} = 1/\nu_{\text{th}} \Sigma_a = 2.05 \cdot 10^{-4}$ с.,

где $\nu_{\text{th}} = 2198$ м·с⁻¹ – скорость термализованного ($T = 0.025$ эВ) нейтрона;

$\Sigma_a = 0.0222$ см⁻¹ – макросечение поглощения нейтрона ядрами среды, усредненное по максвелловскому спектру нейтронов, зависящее от химической формулы ЖС ($C_k H_{2k}$) и плотности $\rho = 0.78$ г/см³.

Величина τ , характеризующая временной спектр регистрации нейтронов, меньше τ_{diff} . Они были бы равны в случае генерации и регистрации нейтронов в бесконечной среде. Для реального счетчика величина τ зависит от его размера, длины замедления и длины диффузии нейтронов, длины пробега λ_γ захватного γ -кванта.

Для эффективной регистрации нейтрона по γ -кванту от захвата нейтрона характерный размер счетчика должен быть не меньше величины λ_γ . Кроме этого эффективность регистрации нейтронов в счетчике, характерный размер которого сравним с λ_γ , падает за время диффузии. Если счетчик окружен веществом, (например, железом), с большим сечением захвата нейтрона и достаточной энергией испущенного γ -кванта, то выходящие из счетчика нейтроны могут быть зарегистрированы по γ -кванту от $n\text{Fe}$ -захвата с меньшей величиной τ_{diff} .

Как показали расчеты [37] и измерения с источником нейтронов ^{252}Cf , усредненная по счетчикам LVD эффективность регистрации нейтронов, распределенных равномерно в объеме счетчика, составляет величину 0.48 ± 0.05 . Нейтроны, входящие в счетчики снаружи, регистрируются с эффективностью 0.21 ± 0.01 [37]. В эксперименте минимальная величина $\tau \approx 120$

мкс получена для нейтронов, образованных мюонами в железной структуре установке LVD. Максимальная величина $\tau \approx 190$ мкс найдена для источника нейтронов ^{252}Cf ($\bar{E}_n \approx 2$ МэВ), помещенного в центр полуторакубового счетчика.

Для нейтронов, образуемых мюонами как в ЖС, так и в металлической структуре LVD, используется величина $\tau = 185 \pm 15$ мкс, установленная по совокупности экспериментальных данных.

Таким образом, конструкционные особенности, энергетические и временные характеристики установки LVD соответствуют задачам, решаемым в диссертационной работе.

Глава 2

Мюонные события в эксперименте LVD

2.1 Отбор мюонных событий

Событием LVD является последовательность импульсов от сцинтилляционных счетчиков в течении 1 мс после триггерного импульса. Триггерный импульс вырабатывается счетчиком установки при энерговыделении в нем больше 5 МэВ. Таких импульсов может быть больше одного, например, при пересечении установки мюоном. В этом случае импульсы с энергией больше 5 МэВ образуют кластер длительностью ~ 300 нс после первого (триггерного) импульса. Время 300 нс определяется задержками фотоумножителей. Триггерный импульс запускает электронику для регистрации последующих импульсов при пороге 0.5 МэВ во всех счетчиках четверти башни, в которой находится счетчик с триггерным сигналом. Если импульсы кластера появились в счетчиках всех четырех четвертях башни, то импульсы с энергией больше 0.5 МэВ будут регистрироваться во всех счетчиках башни в течении 1 мс после первого (триггерного) импульса в данной башне. Время всех импульсов в LVD- событии отсчитывается от триггера – первого импульса в кластере импульсов с амплитудой > 5 МэВ.

В LVD- событие входит информация, поступающая от трековой системы. Она присоединяется к информации от сцинтилляционных счетчиков специальной программой BILDER.

Конечной целью процедуры отбора является выделение мюонного события и определение его типа: одиночный мюон, группа мюонов и ее множественность, мюон или группа мюонов в сопровождении ливня.

На первом этапе отбора формируется массив (файл) мюонных событий. Для этого отбираются события, содержащие не менее двух сработавших сцинтилляционных счетчиков с энерговыделением больше 90 канала (~ 50 МэВ) в каждом. Для таких событий в обработку включается вся информация от трековой системы и данные о триггерных импульсах (≥ 5 МэВ), поступающие от

сцинтилляционных счетчиков. Из данных за сутки работы двух башен установки отбирается, в среднем, около 4000 мюонных событий.

Событие считается мюонным, если:

- 1) число сработавших счетчиков не менее 2;
- 2) суммарное энерговыделение во всех счетчиках не менее 55 МэВ; при этом, если одному счетчику соответствует несколько триггерных импульсов, то в событии используется один из них с максимальной амплитудой.

Условия отбора по трековой системе были следующими:

- а) количество сработавших модулей трековых плоскостей ≥ 3 ;
- б) число сработавших стрипов в трековой плоскости $2 \leq n_{\text{стр}} \leq 30$, плоскость стрипов исключается из анализа, если в ней сработало больше 30 стрипов;

При восстановлении мюонного трека кластер сработавших стрипов в плоскости заменяется точкой в центре кластера.

2.2 Реконструкция мюонного события

Под реконструкцией события ниже будет пониматься восстановление направления мюона или группы мюонов и установление множественности группы n_{μ} [38].

2.2.1. Реконструкция события

На первом этапе реконструкции используются данные только трековой системы; определяется направление мюона (θ , φ) и величина n_{μ} . Множества точек пересечения плоскостей стрипов объединяется в мюонные траектории с учетом условия параллельности траекторий в пучке. Предполагается, что мюонные траектории в группе не могут находиться ближе 40 см друг к другу. Это расстояние определяется радиусом кластера частиц, сопровождающих мюон. Угол прихода группы мюонов определяется с точностью 0.5 градуса. Затем, на основании полученной множественности, события разбиваются на классы: а) одиночных мюонов, б) «широких» пар (с расстоянием между треками $r > 1.5$ метра); в) «узкие» пары ($r < 1.5$ м) и г) группы с множественностью $n_{\mu} \geq 3$.

На втором этапе реконструкции мюонного события привлекается информация от сцинтилляционных счетчиков. Сравнивая распределения расчетных и экспериментальных энерговыделений в счетчиках, уточняется множественность мюонов в событиях и направление. Для одиночных мюонов и широких пар по данным сцинтилляционной системы проверяется правильность восстановления. Для узких мюонных пар и групп с большой множественностью требуется более тщательный анализ. Одной из проблем, которая приводит, главным образом, к мнимому увеличению множественности мюонного события, является L-образная геометрия трековой системы.

Для визуального контроля реконструированных событий, в особенности редких, была разработана графическая программа с использованием пакета PAW. Программа позволяет получить любой вид установки LVD с изображением сработавших сцинтилляционных счетчиков, точек пересечения трековой системы и реконструированных мюонных треков. Программа дает полную информацию о мюонном событии: дату события, номер рана, время срабатывания сцинтилляционных счетчиков с точностью ± 12.5 нс, экспериментальное и расчетное энерговыделения в каждом из них в виде гистограмм, углы прихода мюонов (рис. 2.1 а, б).

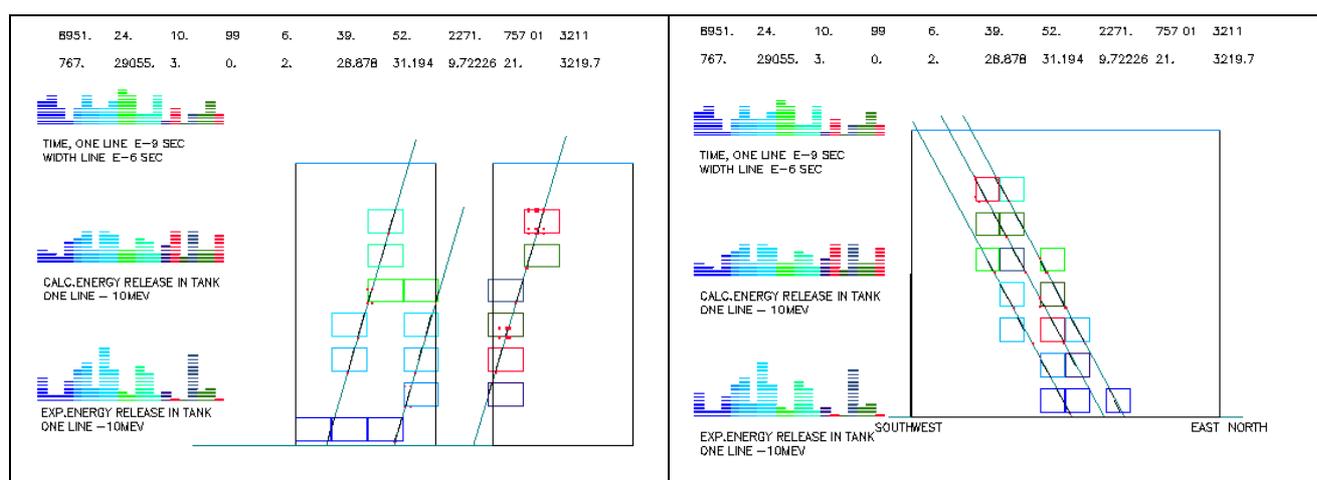


Рисунок 2.1. Боковой и фронтальный вид установки LVD с реконструированной тройкой мюонов

2.2.2 Проверка реконструированного события

События с одиночными мюонами и парами мюонов.

События этого вида должны удовлетворять следующим условиям:

- на траектории должно быть не менее трех точек пересечения мюоном трековой системы;
- сработавших сцинтилляционных счетчиков должно быть не менее 2 по траектории;

При реконструкции события используется соответствие распределений экспериментальных и расчетных энерговыделений в счетчиках, лежащих на реконструированной траектории мюона. Для оценки правильности восстановления события вводится величина ζ , характеризующая отклонение расчетного распределения от экспериментального. Каждое восстановленное событие (одномюонное или «широкая» мюонная пара) характеризуется параметром ζ , который представляет собой усредненное по счетчикам суммарное отклонение расчетных энерговыделений от измеренных:

$$\zeta = \sum_i |E_{\text{exp}}^i - E_{\text{cal}}^i k| / \sum_i E_{\text{cal}}^i, \text{ где } k = \sum_i E_{\text{exp}}^i / \sum_i E_{\text{cal}}^i,$$

E_{exp}^i – экспериментальное энерговыделение в каждом i -том сработавшем счетчике.

Расчетное энерговыделение определялось по формуле:

$$E_{\text{cal}} = [dE_{\mu}/dx] \cdot x \cdot \rho,$$

где $[dE_{\mu}/dx] = 2.4 \text{ МэВ/г/см}^2$ – средние потери мюона;

x (см) – расстояние, пройденное мюоном в сцинтилляционном счетчике; $\rho = 0.78(\text{г/см}^3)$ – средняя плотность сцинтиллятора.

Так как E_{exp} имеет большой разброс из-за флуктуаций и аппаратных погрешностей, а E_{cal} вычисляется как средние потери на определенной длине трека в счетчике, для минимизации величины ζ принимается $E_{\text{exp}}^i = 200 \text{ МэВ}$, если измеренное энерговыделение превышает 200 МэВ. Это вызывает необходимость ввести в выражение для ζ коэффициент k , при определении которого полагается $E_{\text{exp}}^i = 0$, если $E_{\text{cal}}^i = 0$.

Если значение ζ оказывается больше 70, то такое событие считается неверно восстановленным и записывается отдельно для дальнейшего рассмотрения с учетом других параметров.

Величина $\zeta = 70$ была определяется по трем выборкам (по месяцу каждая) в разные периоды набора данных. Сначала строится распределение числа событий по ζ (рис. 2.2) Затем события проверяются визуально. Для $\zeta < 70$ число неверно восстановленных событий составляет $\approx 1\%$ от общего.

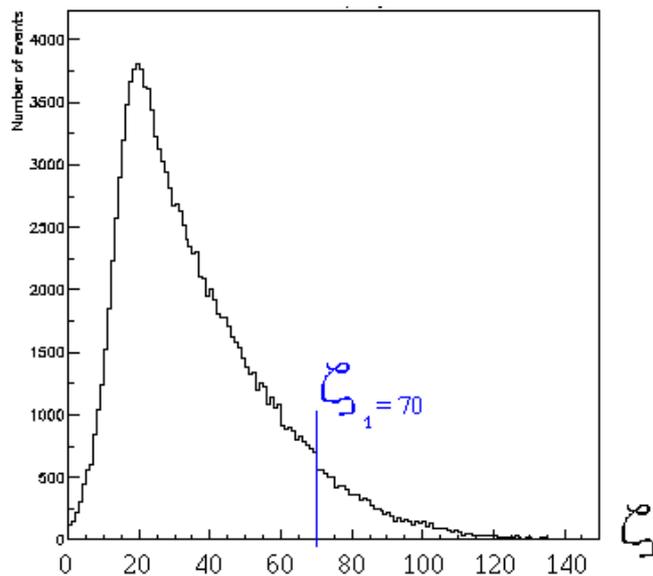


Рисунок 2.2 Распределение числа событий в зависимости от ζ

Реконструкция мюонных событий с множественностью ≥ 3 .

События этого вида должны отвечать следующим условиям:

- каждая траектория имеет не менее двух пересечений мюоном трековой системы;
- каждая траектория содержит ≥ 2 сработавших сцинтилляционных счетчика.

Отобранная по данным трековой системы группа с $n_\mu \geq 3$ анализируется на предмет числа мюонов, пересекающих каждый из сработавших сцинтилляционных счетчиков и энерговыделений в них. Если каждый из сработавших счетчиков пересекается только одним мюоном, то группа

реконструируется методом, аналогичным восстановлению траекторий одиночных мюонов и широких пар. Если среди сработавших счетчиков имеется хотя бы один, пересекаемый двумя и более мюонами (т.е. группа содержит «узкую подгруппу» мюонов), то реконструкция производится следующим образом. Для первоначально реконструированной группы (по данным только трековой системы) определяется величина δ_0 :

$$\delta_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^i E_i} \cdot \sum_{i=1}^i \left| \sum_{n=1}^n \varepsilon_{n,i} - E_i \right|,$$

где i – номер сработавшего счетчика;

n – номер траектории;

$\varepsilon_{n,i}$ – расчетное энерговыделение, производимое мюоном с n -ой траекторией в i -том счетчике, следовательно,

$\sum_{n=1}^n \varepsilon_{n,i}$ – расчетное полное энерговыделение в i -том счетчике;

E_i – измеренное полное энерговыделение в i -том счетчике от всех пересекающих этот счетчик мюонов.

Таким образом, величина δ_0 выражает относительное отклонение полного расчетного энерговыделения от измеренного для первоначально реконструированной группы в целом. Затем из группы поочередно исключается одна из траекторий и заново определяется δ_1 , а также соответствующая величина $\Delta\delta = \delta_0 - \delta_1$. Следовательно, для группы с множественностью n_μ получаем набор n значений $\Delta\delta$. Реальной траектории соответствует $\Delta\delta \geq 0.045$.

Изложенная процедура основывается на том соображении, что при верно определенной множественности исключение одной из траекторий приводит к существенному изменению $\Delta\delta$, так как для данной группы величины $\sum_{i=1}^i E_i$ и δ_0 – постоянны. Если же траектория является лишней (мнимой), то соответствующая ей величина $\Delta\delta$ будет небольшой < 0.045 . Таким путем из группы удаляются мнимые траектории, имитируемые множественными срабатываниями трековой системы. Граничная величина $\Delta\delta = 0.045$ определяется на базе экспериментальных данных с визуальным контролем событий.

В результате предполагается, что если группа характеризуется величинами $\zeta < 70$ и $\Delta\delta < 0.045$, то ее направление и множественность установлены правильно. Не отвечающие этим условиям события считаются неверно восстановленными и повторно подвергаются реконструкции с другими критериями.

2.2.3. Дополнительные характеристики обработки мюонных событий

В результате реконструкции мюонных событий можно получить некоторые характеристики мюонных пар, которые составляют 4% от полного числа мюонных событий.

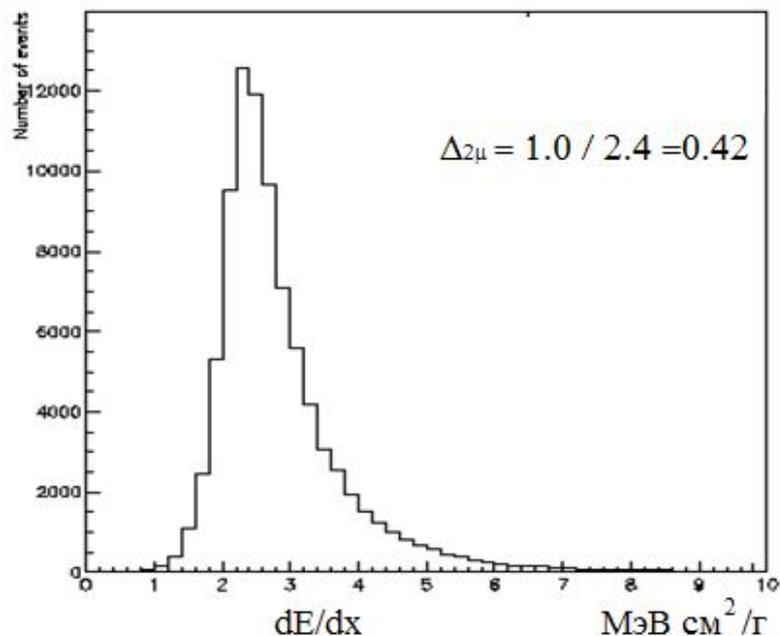


Рисунок 2.3 Распределение мюонных пар по удельным энергетическим потерям в сцинтилляторе.

Ширина $\Delta_{2\mu}$ распределения пар по dE/dx составляет 42%. Для вертикальной пары средняя величина удельных потерь в сцинтилляторе около 2.4 МэВ г⁻¹см² для одного мюона в паре (рис. 2.3). Это соответствует большей средней энергии мюона в паре $\bar{E}_{2\mu} = 381 \pm 21$ ГэВ относительно одиночного мюона, для которого $\bar{E}_{1\mu} = 270 \pm 16$ ГэВ [28].

Одним из показателей правильности отбора событий является вид распределения временных интервалов между соседними событиями, который при правильном отборе должен соответствовать экспоненциальному закону.

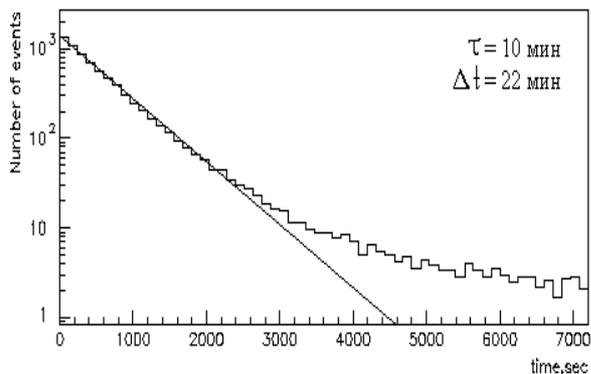


Рисунок 2.4 Распределение временных интервалов для групп мюонов.

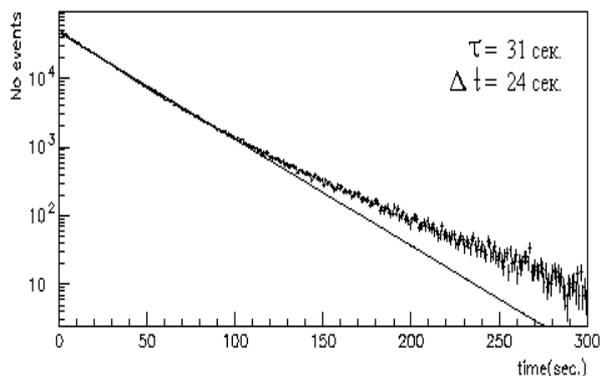


Рисунок 2.5 Распределение временных интервалов для одиночных мюонов.

На Рисунке 2.4 приведено распределение временных интервалов между мюонными группами, зарегистрированными установкой LVD. Среднее время между группами около 22 минут, для одиночных мюонов среднее время составляет ~ 24 сек. (рис. 2.5). Появление больших интервалов $t \geq 3000$ с (рис. 3.5), и $t \geq 100$ с (рис. 2.5) объясняется отключениями установки и периодами в данных, исключаемыми из обработки по причине невозможности реконструкции.

2.3 Анализ мюонных событий

2.3.1 Множественность мюонных групп

Были реконструированы мюонные события, зарегистрированные в период с декабря 1997 г. по август 2000 г. При одновременной работе двух башен установки LVD (560 сцинтилляционных счетчиков) получено 2 155 844 одиночных мюона и 112145 мюонных групп с n_μ от 2 до 26 (табл. 2.1, табл. 2.2).

Таблица 2.1 Распределение мюонных событий по множественности

Множественность n_{μ}	число мюонных событий	Число мюонов
1	2155844	2155844
2	92130	184260
3	13150	39450
4	3791	15164
5	1442	7210
6	657	3942
7	329	2303
8	199	1592
9	101	909
10	74	740
11	60	660
12	50	600
13	30	390
14	20	280
15	19	285
16	19	304
17	11	187
18	5	90
19	10	190
20	5	100
21	4	84
22	4	88
23	1	23
24	1	24
25	1	25
26	2	52
	2267959	2414796

Таблица 2.2 Доли множественных событий

всего мюонных событий		2267959
всего мюонов		2414796
ОДИНОЧНЫХ мюонов		2155844
МНОЖЕСТВЕННЫХ СОБЫТИЙ		112115
МНОЖЕСТВЕННЫХ мюонов		258952
множ. соб./одиночн.	112115/2155844	0.0520
Пары /одиночн.	92130/2155844	0.0427
множ. мюонов/одиночн.	258952/2155844	0.1201

На Рисунке 2.6 представлено распределение мюонных групп по множественности $N_{\text{соб}}(n_\mu)$ с $n_\mu > 2$. На гистограмме нанесены только статистические ошибки (максимальная множественность события – 27 мюонов.)

Функция, аппроксимирующая распределение, имеет вид: $dN/dn = A \cdot n^{-k}$, где $A = 0.148 \cdot 10^7$, $k = 4.32$. Полученное распределение согласуется по форме с результатами экспериментов (MACRO [39], MINOS [40], SOUDAN [41], BUST [42], 43]) (рис. 2.7).

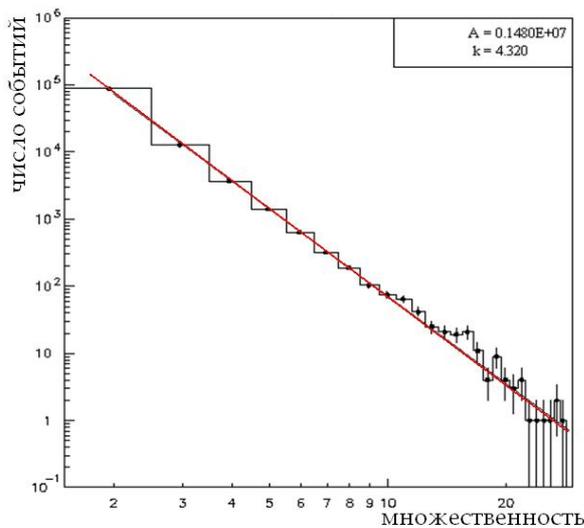


Рисунок 2.6 Распределение мюонных групп по множественности $N_{\text{соб}}(n_\mu)$ на LVD.

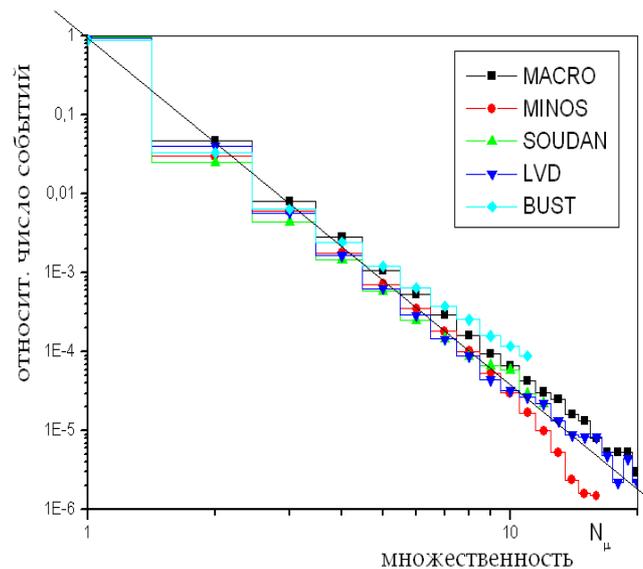


Рисунок 2.7 Экспериментальные распределения, полученные на установках MACRO, MINOS, SOUDAN, BUST и LVD. Данные нормированы на полное число мюонов.

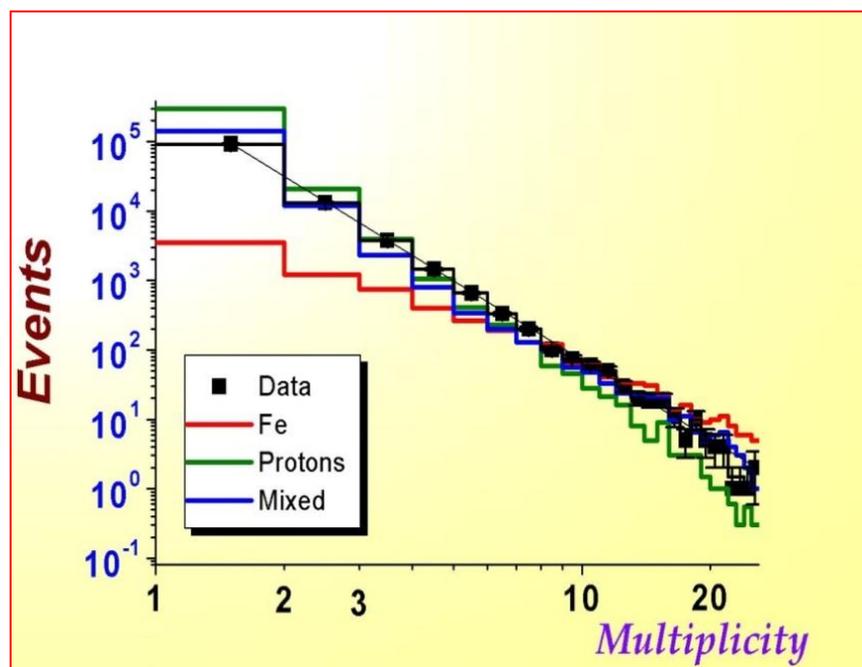


Рисунок 2.8 Результаты моделирования спектра кратностей $N_{\text{соб}}(n_{\mu})$ в зависимости от химсостава ПКИ.

2.3.2 Кривая раздвижения

На основе анализа реконструированных мюонных событий была получена кривая раздвижения (декогерентная кривая) – распределение возможных комбинаций пар мюонов во множественных событиях по расстоянию в паре [44]. При построении гистограммы число парных комбинаций P_n для группы с n_{μ} нормировалось с помощью коэффициента

$$k_n = \frac{2}{n_{\mu}(n_{\mu}-1)}$$

таким образом, чтобы $P_n k_n = 1$. На Рисунке 2.9 показаны распределения мюонных пар по расстоянию между мюонами – пересчитанные экспериментальные данные с учетом краевого эффекта (вероятности регистрации пары), кривая – аппроксимация вида $f(r) = (A \cdot r/r_0^2) \cdot \exp(-r/r_0)$, где $A = 4.728 \cdot 10^4$, $r_0 = 2.61$.

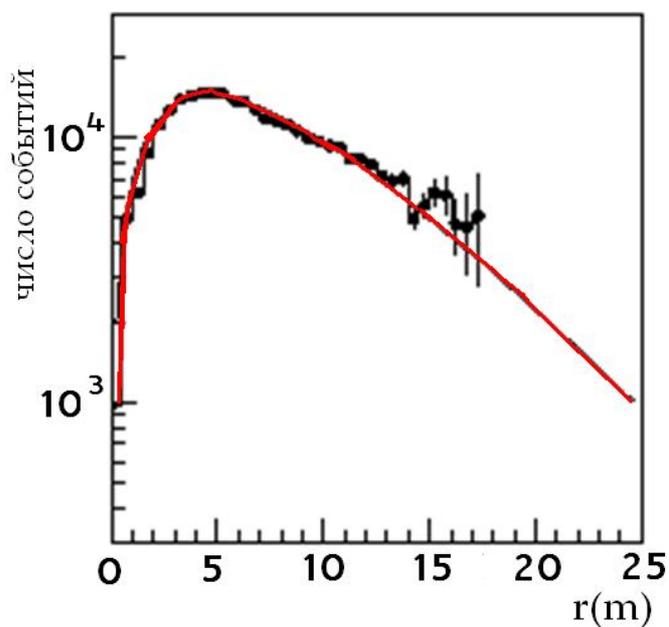


Рисунок 2.9 Распределение мюонных пар по расстоянию между мюонами.

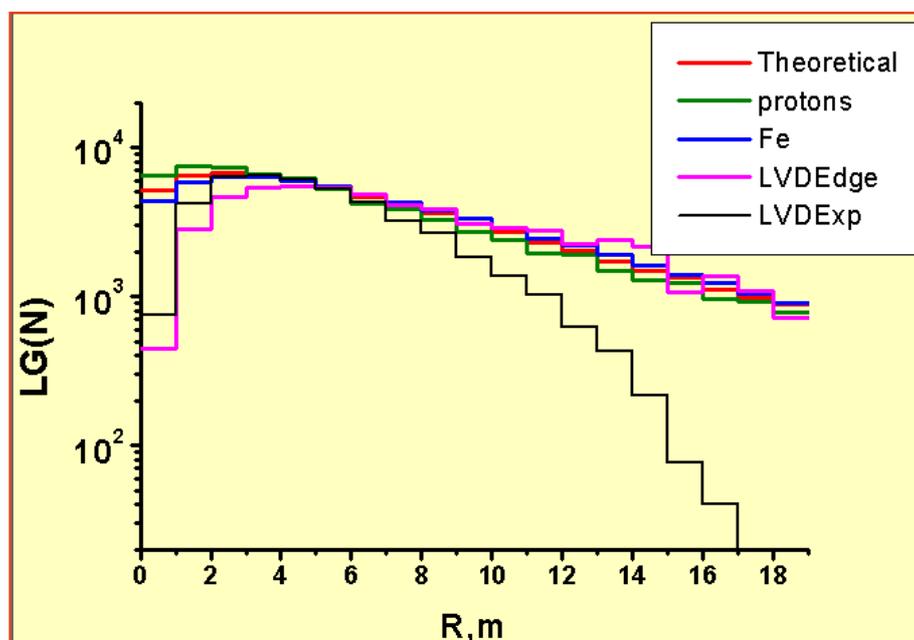


Рисунок 2.10 Результаты моделирования кривой раздвижения в зависимости от хим. состава ПКИ

Спектр кратностей $N_{\text{соб}}(n_{\mu})$ и кривая раздвижения (рис. 2.9) и (рис. 2.10) были использованы для исследования химического состава первичного космического излучения (ПКИ) в области энергий $> 3 \cdot 10^{15}$ эВ [45], [46]. Сравнение экспериментальных распределений с результатами моделирования (рис. 2.8, 2.10) указывает на утяжеление ПКИ. Распределение мюонных событий по кратности необходимо при определении удельного выхода нейтронов,

генерируемых мюонами в веществе детектора LVD, а также при определении множественности нейтронов от $\mu\text{-Fe}$ -захватов. Такие измерения входили в круг задач данной работы и будут представлены ниже (Глава 4).

2.3.3 Угловая зависимость

Зависимости множественных мюонных событий от углов θ и φ представлены на Рисунках 2.11 а, б; угол φ отсчитывается от фронтальной стороны первой башни к боковой по часовой стрелки.

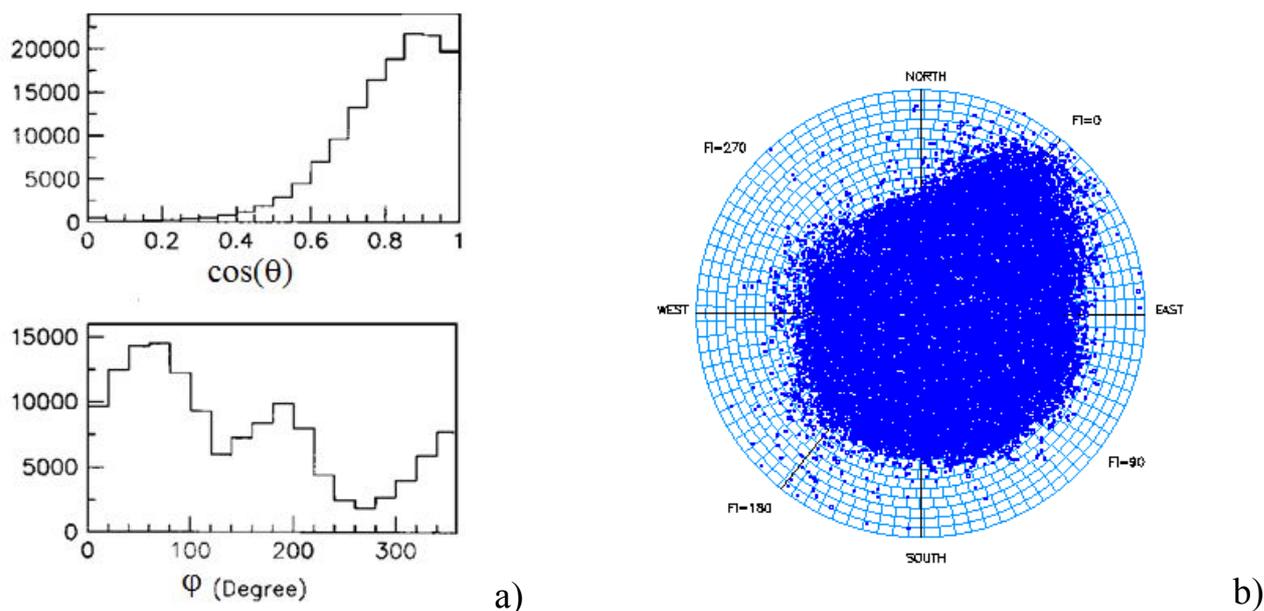


Рисунок 2. 11 Угловая зависимость групп мюонов: а) распределения по $\cos\theta$ и φ ; б) распределение относительно сторон света и полярного угла

Распределение по $\cos(\theta)$ (рис. 2. 11а) имеет максимум при $\cos(\theta) = 0.85 - 0.9$, что соответствует углу $\theta = 25 - 31^\circ$ – максимальной интенсивности прихода мюонов. Вид распределения по φ отражает форму поверхности горного массива над установкой.

Угловое распределение мюонов $I_\mu(\theta, \varphi)$ позволяет получить зависимость интенсивности мюонов от глубины [47]. Кроме этого, зависимость $I_\mu(\theta, \varphi)$ и величина угла для максимальной интенсивности мюонов $\theta^{\max} \approx 28^\circ$ используются при определении величины выхода Y_n нейтронов, генерируемых мюонами в железе.

Глава 3

Определение зарядового состава атмосферных мюонов на LVD

3.1 Зарядовый состав мюонов космических лучей

Зарядовый состав мюонов космических лучей начал изучаться практически с момента открытия мюонов. Целенаправленное экспериментальное исследование обнаруженного избытка положительно заряженных мюонов (ниже – положительного избытка мюонов) началось в 50-е годы. Зарядовое отношение мюонов $k = \mu^+/\mu^-$ зависит от состава первичного космического излучения (п.к.и.) и механизма генерации мюонов [1], [48]. В настоящее время появился новый аспект этих исследований – определение состава атмосферных нейтрино $\bar{\nu}$, ν , генетически связанного с k и необходимого при изучении параметров осцилляций нейтрино атмосферного происхождения.

Имеющиеся на сегодня экспериментальные данные [49], полученные примерно в 20 экспериментах до $E_\mu \sim 100$ ГэВ, хорошо согласуются с традиционными представлениями о спектре п.к.и. до ~ 600 ГэВ. Здесь k можно считать постоянной величиной со средним значением $k = 1.26$ при ошибке $\sim 2\%$.

В области энергии вблизи $E_\mu \sim 100$ ГэВ число измерений меньше, а их ошибки намного превышают 10%, что приводит к значительному разбросу величин k от 0.95 до 1.9. Результаты экспериментов UTAH [50], L3+C [51], MINOS [52], [53], OPERA [54], CMS [55], которые имеют хорошую точность (лучше 3% вплоть до $E_\mu \sim 250$ ГэВ), также характеризуются большим разбросом.

Новые механизмы генерации вторичных частиц в pA , AA -взаимодействиях, изменяющие μ^+/μ^- -отношение, могут проявиться в области энергий $E_\mu > 100$ ГэВ. В последних теоретических работах [56], [57], посвященных положительному избытку мюонов, было показано, что учет недавно открытой кварк-глюонной плазмы (КГП) при генерации вторичных частиц в pA , AA -столкновениях мог бы приводить к постепенному изменению k от ~ 1.3 для 100 ГэВ до 1.22 и 1.44 для 1 и 10 ТэВ, соответственно. КГП – это состояние вещества с высокой плотностью

кварков и глюонов, то есть с экстремальной плотностью энергии. При этом взаимодействия между кварками и глюонами сильно подавлены и они пребывают в состоянии, близком к свободному. КГП была получена в ускорительном эксперименте BRAHMS [58], а затем STAR, PHENIX и PHOBOS при центральных столкновениях ядер золота с энергией в системе центра масс $100A$ ГэВ + $100A$ ГэВ. Такая энергия настолько велика, что в результате трансформации начальной кинетической энергии в вещество в ограниченном объеме возникает несколько тысяч частиц – продуктов реакции с равновесным зарядовым составом.

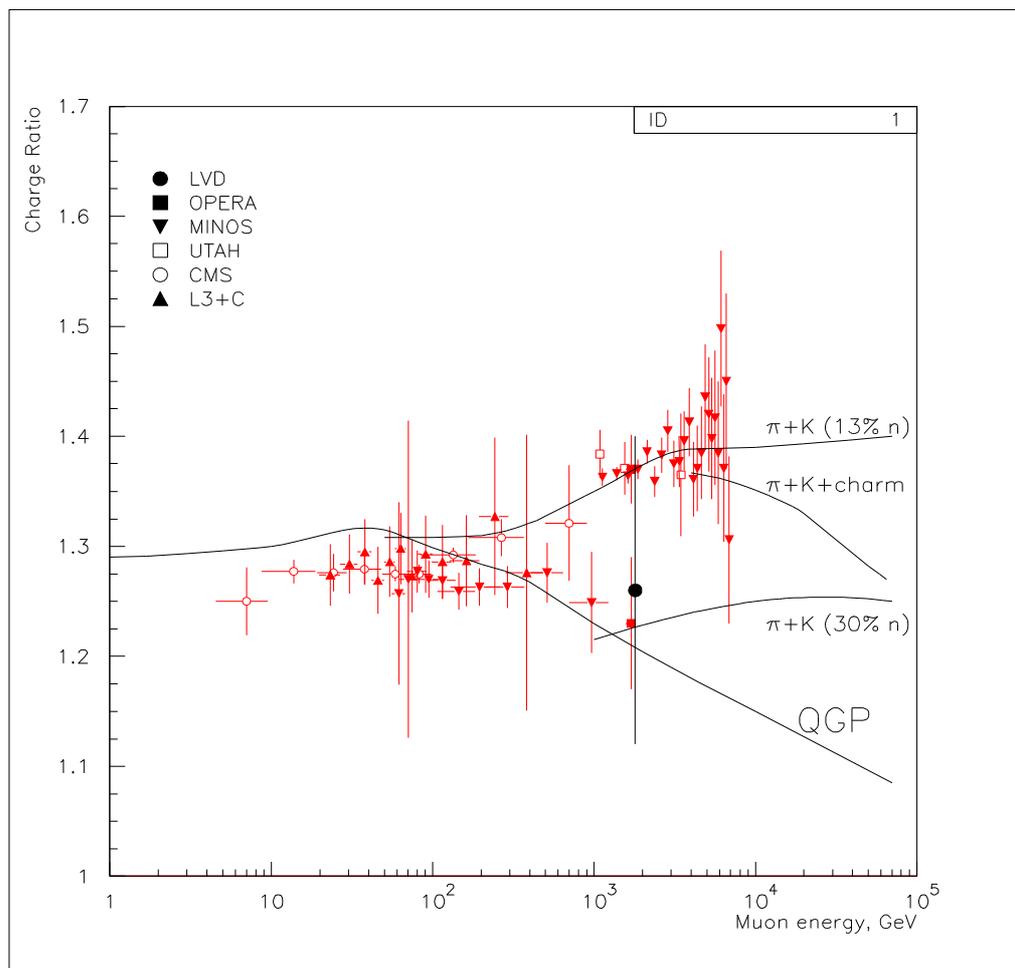


Рисунок 3.1 Результаты измерений зарядового отношения мюонов к.л.

Последние экспериментальные данные MINOS [53], OPERA [59], полученные в области E_μ 2 – 7 ТэВ, указывают на отсутствие эффектов КГП или их незначительное влияние на величину k . Как видно на Рисунке 3.1, имеющиеся результаты измерений в диапазоне $2 \cdot 10^1 - 6 \cdot 10^3$ ГэВ образуют две группы со

значениями $k \sim 1.28$ ($2 \cdot 10^1 - 10^3$ ГэВ) и $k \sim 1.38$ ($10^3 - 6 \cdot 10^3$ ГэВ). Для понимания динамики изменения величины k (скачкообразное, прогрессивное нарастание) интерес представляет интервал энергий $7 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^3$ ГэВ, где экспериментальные данные относятся к эксперименту MINOS [53]. Эксперимент LVD дает возможность получить величину k именно в этом энергетическом интервале.

На сегодня единственным методом установления положительного избытка в потоке мюонов, приходящих вблизи вертикали и обладающих такими энергиями, является определение зарядового состава останавливающихся мюонов. Детектор LVD находится на средней глубине 3650 м в.э., для достижения которой мюон должен иметь первичную энергию, более чем $E_{\text{thr}} = 1.3$ ТэВ. Мюоны, останавливающиеся в установке на поверхности грунта должны иметь энергию 1.8 ТэВ. Следовательно, измеряемая на LVD величина k соответствует области 10 – 12 ТэВ энергетического спектра п.к.и. Возможность получения зарядового отношения атмосферных мюонов на LVD была впервые рассмотрена в [60].

3.2 Метод определения зарядового состава мюонов на LVD

Для определения зарядового состава мюонов при известном полном количестве остановок мюонов достаточно измерить долю распадающихся положительных или отрицательных мюонов (рис. 3.2).

Ячеистая железо-сцинтилляторная структура установки позволяет детектировать ядерные взаимодействия в железе, регистрируя продукты реакций сцинтилляционными счетчиками. Количество остановок пропорционально массе вещества, поэтому для определения числа остановок в сцинтилляторе (N_{st}^{sc}) и в железе (N_{st}^{Fe}) необходимо знать массу сцинтиллятора M_{sc} и железа M_{Fe} . В расчете на один счетчик во внутренней части установки они составляют: $M_{sc} = (1150 \pm 17)$ кг, $M_{Fe} = (950 \pm 20)$ кг. Таким образом, $M = N_{st}^{sc} / N_{st}^{Fe} = M_{sc} / M_{Fe} = 1.21 \pm 0.03$.

Остановки мюонов

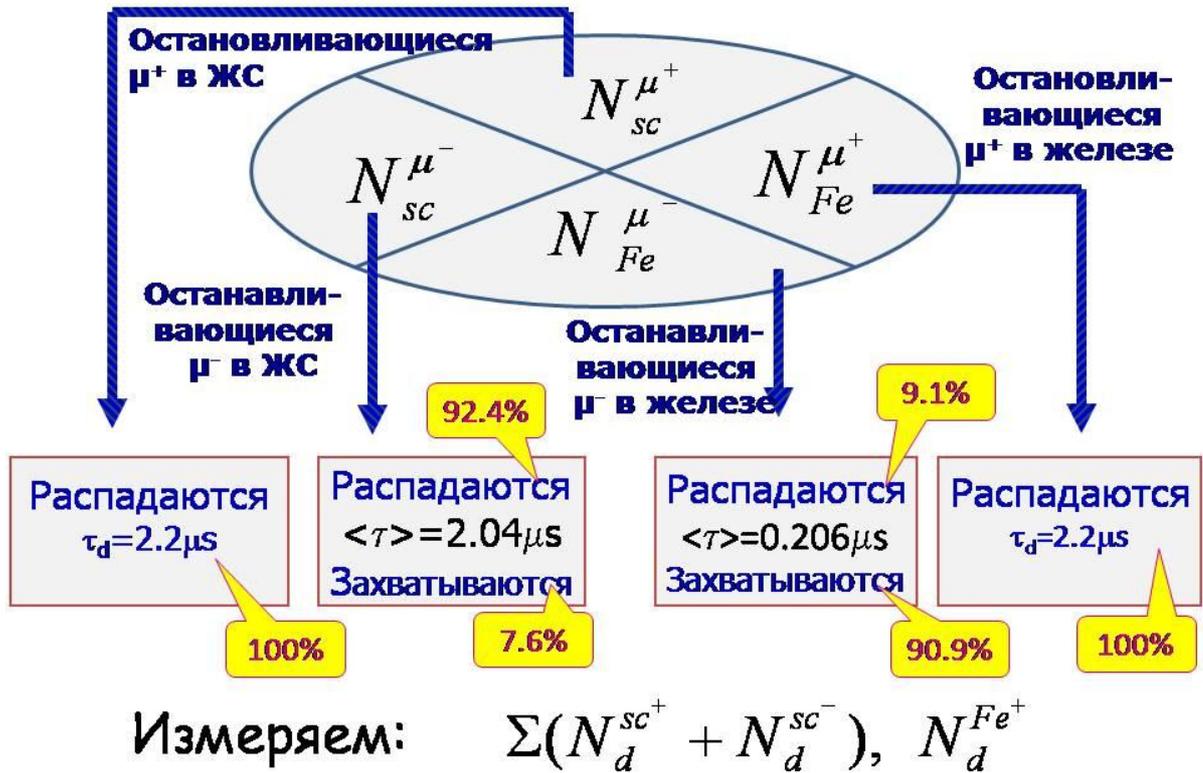


Рисунок 3.2 Схема процессов для мюонов, останавливающихся в веществе LVD

Положительный избыток атмосферных мюонов $k = R^+/R^-$ в нашем случае можно определить, измеряя долю положительных (или отрицательных) мюонов в полном числе остановок мюонов:

$$k = \frac{R^+}{R^-} = \frac{R_{sc}^+}{R_{sc}^+ - R_{sc}^-} = \left(\frac{R_{sc}^+}{R_{sc}^+} - 1 \right)^{-1}. \quad (3.1)$$

Здесь R_{sc}^\pm и R_{sc}^+ - количество остановок N_{sc}^\pm и N_{sc}^+ в счетчике, нормализованное на полное число мюонов N_μ , проходящих через счетчик:

$$R_{sc}^\pm = \frac{N_{sc}^\pm}{N_\mu}, \quad R_{sc}^+ = \frac{N_{sc}^+}{N_\mu}.$$

Характеристики системы регистрации (мертвое время электроники $t_d = 1$ мкс, наличие послеимпульсов фотоумножителей) и конструкционные особенности установки LVD (железо в контакте со сцинтиллятором) позволяют установить только количество распадов мюонов, но не захватов:

- а) число μ^\pm - распадов в сцинтилляторе dN_{sc}^\pm ,

б) число μ^+ - распадов в железе ${}_dN_{Fe}^+$.

Величину N_{sc}^\pm получаем, используя число распадов ${}_dN_{sc}^\pm$, и учитывая эффективности регистрации распадов положительных и отрицательных мюонов. Величину N_{sc}^+ определяем по числу ${}_dN_{Fe}^+$, учитывая эффективность регистрации μ^+ - распадов в железе и пропорциональную зависимость числа остановок от массы вещества:

$${}_dN_{sc}^+ \propto \frac{M_{sc}}{M_{Fe}} \cdot ({}_dN_{Fe}^+). \quad (3.2)$$

Распады ${}_dN_{sc}^\pm$ выделяются из данных счетчиков, пересекаемых мюоном, то есть расположенных на мюонной траектории.

Напротив, величину ${}_dN_{Fe}^+$ можно найти только по данным счетчиков вне мюонного трека, расположенных рядом со счетчиками, в которых был импульс от мюона.

Все останавливающиеся положительные мюоны распадаются: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, время распада $\tau_d = 2.2$ мкс. Энергетический спектр e^+ имеет максимум при 37 МэВ и обрывается при 52.8 МэВ. Позитроны вместе с γ - квантами от электромагнитных каскадов (если распад мюона произошел в железе) и γ - кванты от e^+e^- - аннигиляции детектируются сцинтилляционными счетчиками.

Останавливающиеся отрицательные мюоны или распадаются или захватываются ядрами вещества, поэтому их время жизни в веществе меньше времени распада $\tau_d = 2.2$ мкс.

Вероятность μ^- А - захвата Λ_c растет пропорционально Z^4 . В железе ($Z = 26$) 90.9% остановившихся μ^- захватывается. Время жизни τ_1^{Fe} отрицательного мюона в железе при вероятности захвата $\Lambda_c = 44.0 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и распада $\Lambda_d = 4.52 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ составляет $\tau_1^{Fe} = 1/(\Lambda_c + \Lambda_d) = 0.206$ мкс. Захват μ^- Fe сопровождается излучением нейтронов (1.13 н/захват) и γ -квантов (0.32 γ /захват) с энергией 3 – 10 МэВ. Выделение этих событий осложняется низкой полной энергией γ – квантов, их невысоким выходом, а также множественным рождением. Некоторые из γ – квантов попадают в счетчик, заблокированный мертвым временем $t_d = 1$ мкс после

мюонного импульса. Помимо этого, ввиду времени жизни $\tau_1^{\text{Fe}} = 0.206$ мкс, в интервале до 1.00 мкс присутствует значительное число импульсов, вызываемых μ^+ -распадами в железе.

В сцинтилляторе захватывается 7.6% останавливающихся μ^- . Вероятность захвата μ^- протонами сцинтиллятора примерно в 200 раз меньше, поэтому этот процесс не влияет на интересующие нас величины. Захваты на углероде не учитываются, т.к. их доля составляет $\sim 4\%$ от числа μ^- -остановок или $\sim 2\%$ от полного числа μ^\pm -остановок.

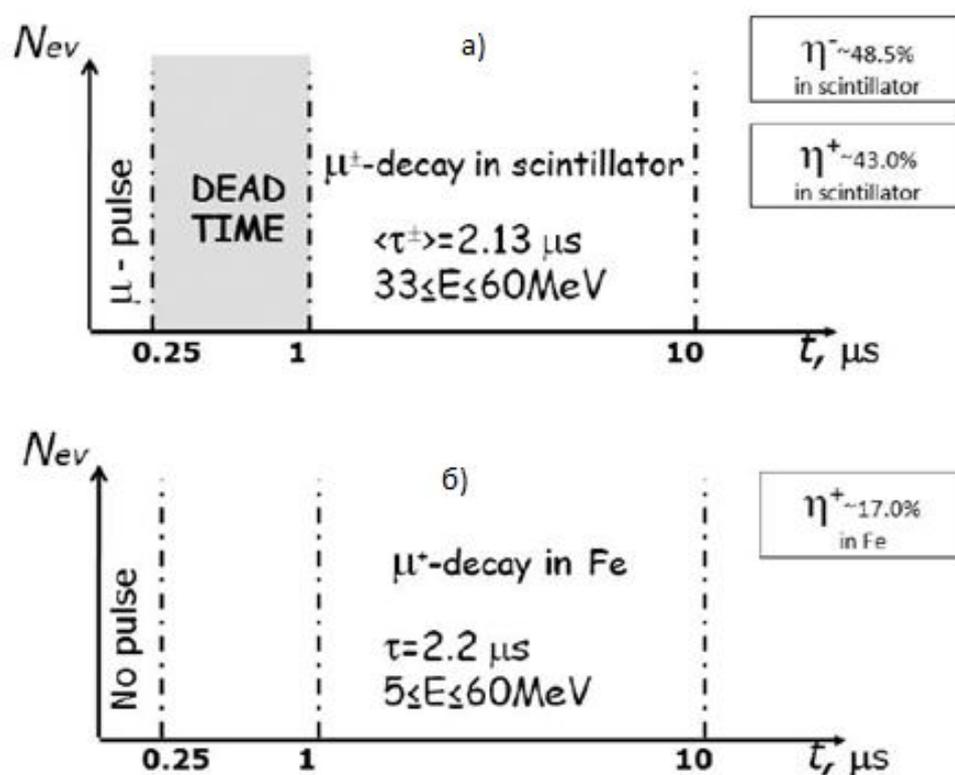


Рисунок 3.3 Временные диапазоны для отбора событий-кандидатов

Временная диаграмма регистрации dN_{Sc}^\pm и dN_{Fe}^+ - событий приведена на Рисунке 3.3. Диаграмма 3.3а относится к счетчикам с мюонным импульсом с амплитудой 5 – 300 МэВ, который находится в интервале 0 – 0.25 мкс и сопровождается мертвым временем 1 мкс (время отсчитывается от первого мюонного импульса в мюонном событии). Верхняя граница диапазона энергий импульсов – кандидатов 60 МэВ определяется максимальной энергией электронов распада 52.8 МэВ и энергетическим разрешением счетчика 20%. Нижняя граница

33 МэВ выбрана из соображений максимального подавления фона при сохранении достаточной статистики. Кроме того, введение порога 33 МэВ, который соответствует приблизительно средней величине регистрируемых энерговыделений распадных e^\pm , понижает вклад μ^+ -распадов в железе до $\sim 2\%$. Импульсы-кандидаты на μ^\pm -распады в сцинтилляторе ищутся в интервале 1 – 10 мкс. Диаграмма 3б показывает временной интервал поиска кандидатов 1 – 10 мкс на μ^+ -распады в железе при условии отсутствия импульса с амплитудой выше 5 МэВ как в интервале 0 – 0.25 мкс, так и в интервале 0.25 – 1.0 мкс. Отсутствие импульсов в интервале 0 – 1 мкс и, как следствие – послеимпульсов ФЭУ, позволяет уменьшить нижнюю границу энергетического диапазона поиска μ^+ -распадов до триггерного порога 5 МэВ. Как можно видеть на Рисунке 3.4, спектры энерговыделений от μ^\pm -распадов в сцинтилляторе и μ^+ -распадов в железе радикально отличаются друг от друга.

Электроны и позитроны от μ^\pm -распадов в ЖС одного счетчика при толщине железной переборки ~ 3 см имеют малую вероятность попасть в соседние счетчики (0.06 для e^+ и 0.04 для e^-).

Позитроны e^+ от распада μ^+ в железе регистрируется с довольно высокой вероятностью 0.17.

Все останавливающиеся в железе μ^- исчезают за счет захватов и распадов в течение 1 мкс от мюонного импульса первого из сработавших счетчиков.

Число распадов устанавливается статистически – по известному временному распределению выделяемых событий кандидатов.

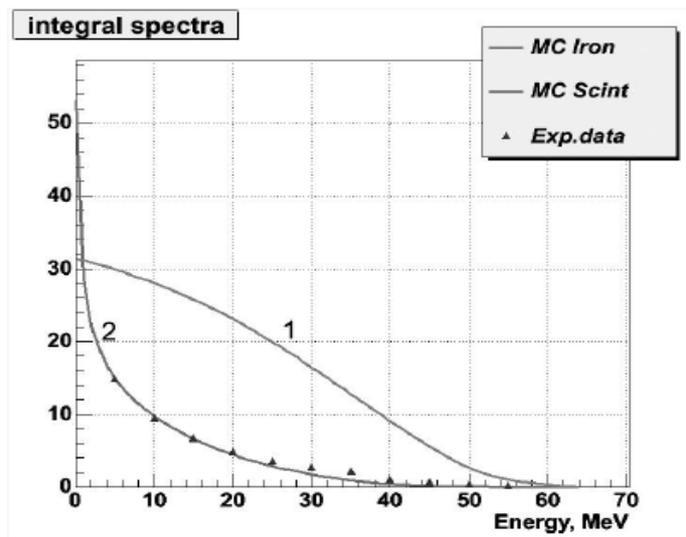


Рисунок 3.4 Энергетические спектры μ^{\pm} - распадов в сцинтилляторе (1) и μ^{\pm} - распадов в железе (2), рассчитанные методом Монте-Карло, точки – экспериментальные данные.

3.3 Отбор мюонных событий

Зарядовый состав потока мюонов был определен с использованием событий, регистрируемых первой башней LVD, содержащий 280 счетчиков. Событием LVD является совокупность импульсов >0.6 МэВ в счетчиках, сработавших в течение 1 мс после появления триггерного импульса >5 МэВ хотя бы в одном счетчике «четверти» («четверть» – это одна четвертая часть счетчиков башни; если триггерный импульс появился в счетчиках двух четвертей, событие будет содержать информацию о счетчиках, сработавших в обеих четвертях).

Поиск μ^{\pm} -распадов проводился с использованием 120 внутренних счетчиков первой башни, входящих в состав 2, 3, 4, 5, 6 уровней (всего в башне 7 уровней, Рисунок 3.5).

Для отбора мюонных событий из множества событий LVD привлекались данные как внутренних, так и наружных счетчиков (рис. 3.5).

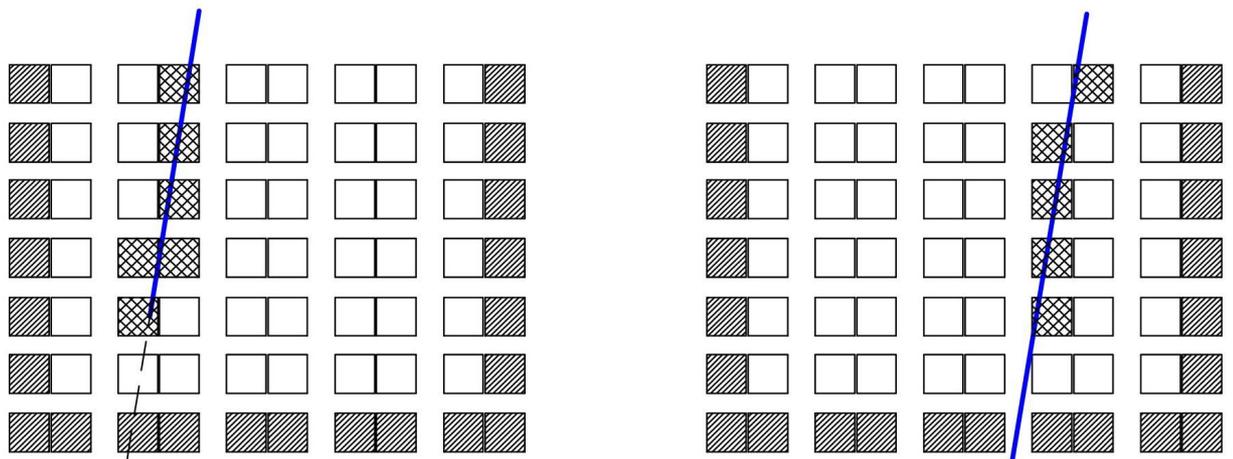


Рисунок 3.5 Схематичный вид событий LVD (фронтальный вид). Левое событие – остановившийся мюон, право – сквозной мюон, трек мюона вышел в коридор.

Пересекая башню, мюон проходит, в среднем, через 5 счетчиков и производит пачку импульсов длительностью 250 нс, состоящую из 5 импульсов с амплитудой от пороговой величины 5 МэВ до 300 МэВ (насыщенное ADC). Максимальное время пересечения башни релятивистским мюоном не превышает 50 нс, однако, длительность мюонной пачки 250 нс. Это объясняется разбросом задержек фотоумножителей. Мюонным считалось событие, содержащее в интервале 250 нс не менее двух импульсов в любых двух счетчиках башни с амплитудой от 50 до 300 МэВ.

Распределение всех мюонных событий (однократные мюоны, группы мюонов, мюоны с ливневым сопровождением) по числу импульсов в мюонной пачке (m_μ) имеет двугорбый вид с максимумами на 6 и 20 и провалом на 11. Область $m_\mu \leq 11$ соответствует прохождению через башню одиночных атмосферных мюонов. События, составляющие эту область, и были использованы для определения μ^+/μ^- -отношения. Мюоны локального происхождения, возникающие вблизи установки в адронных ливнях, инициируемых атмосферными мюонами, исключаются условием срабатывания двух счетчиков. Для пересечения двух счетчиков мюон должен иметь энергию выше ~ 200 МэВ, в

то время как локальные мюоны обладают более низкими энергиями. Таким образом, для анализ отбирались события, отвечающие критерию $2 < m_\mu < 11$.

В течение набора статистики счетчики работали разное время, некоторые из них отключались для замены ФЭУ, коррекции режимов работы, ремонта электроники. При отборе искомым событиям анализировались данные 120 внутренних счетчиков, имеющих энергетический триггерный порог 5 МэВ. Со стабильными временными и амплитудными характеристиками было отобрано 110 внутренних счетчика.

Для каждого счетчика определялось количество μ^\pm и μ^+ - распадов, нормированное на число прошедших через него мюонов. Окончательные значения R_{Sc}^\pm и R_{Fe}^+ определялись как средние по 110 счетчиков.

3.4 Фон измерений

При регистрации распадов мюонов фон создается как собственно мюонами (коррелированная составляющая фона), так и случайными фоновыми импульсами.

Коррелированный фон включает в себя послеимпульсы фотоумножителей, следующие за мюонным сигналом, и импульсы γ -квантов от nFe , nCl –захватов. Хлор входит в состав стенок (ПВХ) резистивных камер трековой системы, $\sigma(nCl) = 30b$. Нейтроны образуются мюонами в веществе детектора. Как было указано в Гл. 1, временное распределение послеимпульсов одного ФЭУ имеет три максимума при временах 0.5, 2 и 10 – 12 мкс после засветки фотокатода. Количество послеимпульсов и их амплитуда пропорциональны интенсивности засветки. Плотность послеимпульсов, вызываемых вспышкой от мюона, в максимумах такова, что трехкратная схема совпадений с разрешением 300 нсек не исключает всех послеимпульсов. Амплитудный спектр суммарного (по трем ФЭУ счетчика) сигнала послеимпульсов тянется до величин, соответствующих энерговыделению ~ 20 МэВ, поэтому фон послеимпульсов играет роль при пороге регистрации μ^\pm -распадов в сцинтилляторе 5 МэВ. Частота случайных совпадений

послеимпульсов является индивидуальной характеристикой счетчика, так как зависит от рабочих напряжений фотоумножителей.

Гамма –кванты от $n\text{Fe}$, $n\text{Cl}$ –захватов обладают энергиями от 4 до 10 МэВ (75% захватов) и при эффективном времени термализации нейтронов в ЖС около 7 мкс способны имитировать сигнал μ^\pm -распада во временном окне 1 – 10 мкс.

Источником некоррелированной составляющей фона являются, главным образом, $n\text{Fe}$, $n\text{Cl}$ –захваты нейтронов, которые возникают при делении ядер U, Th, входящих в состав скалы и материалов установки.

Величина фона в целом сопоставима с эффектом – количеством остановок мюонов в расчете на один счетчик. Для определения полного фона (за исключением событий, вызываемых нейтронами от $\mu^- \text{Fe}$ -захватов) из общего числа мюонов были выделены сквозные, то есть те мюоны, которые произвели мюонный импульс (5 – 300 МэВ, 0 – 0.25 мкс) в счетчиках первого (нижнего) уровня. Остальные мюоны были отнесены к «квазизастрявшим». Среди них находятся реально остановившиеся, но подавляющую часть этой группы составляют мюоны, вышедшие из установки через промежутки между счетчиками первого уровня или через счетчики выше первого уровня.

С использованием сквозных мюонов для каждого счетчика было определено число фоновых кандидатов на μ -распады. Такая же величина была найдена для квазизастрявших мюонов. Искомое количество μ -распадов выражается их разностью, нормированной на число мюонов в сквозных и квазизастрявших группах.

3.5 Результаты

Необходимые для установления к величины R_{Sc}^\pm и R_{Fe}^+ были определены на статистике 10986384 мюонных импульсов, полученных за ~ 6 лет (октябрь, 1999 – февраль, 2006) работы 110 внутренних счетчиков первой башни. Из них было отобрано 2299 μ^\pm -распадов в сцинтилляторе с энерговыделением более 33 МэВ. Как было сказано выше, этот порог необходим для удаления из анализа продуктов

распада μ^+ в железе при условии регистрации этих событий тем же счетчиком, через который прошел мюон. Число отобранных μ^+ - распадов в железе составило 1335.

Величины R_{Sc}^{\pm} и R_{Fe}^{\pm} были найдены по интегральным временным распределениям распадов $R(t)$ на интервале 1 – 10 мкс (рис. 3.6), (рис. 3.7). Распределение ${}^{\text{exp}}R_{Sc}^{\pm}(t)$ аппроксимировалось функцией $F_{Sc}(t) = A_{Sc} (\exp(-t/2.14) - \exp(-10/2.14))$. Искомая величина ${}^{\text{exp}}R_{Sc}^{\pm}$ является значением функции $F_{Sc}(t)$ при $t = 0$. Второй член относится к событиям, расположенным за интервалом регистрации (после 10 мкс). Предполагалось, что при отборе событий с энерговыделением выше 33 МэВ фон отсутствует, поэтому функция не содержит «фонового» члена. Распределение ${}^{\text{exp}}R_{Fe}^{\pm}(t)$ аппроксимировалось функцией $F_{Fe}(t) = A_{Fe} (\exp(-t/2.2) - \exp(-10/2.2)) + B(10 - t)$. Последний член функции учитывает фоновые события, вклад которых при пороге регистрации 5 МэВ заметен.

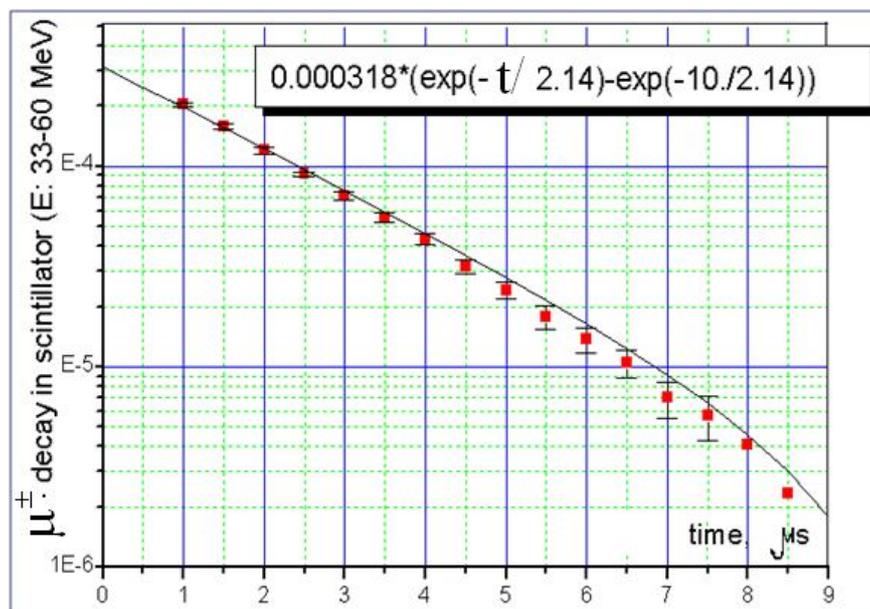


Рисунок 3.6 Интегральное временное распределение μ^+ - распадов в сцинтилляторе. Точки – экспериментальные данные, кривая – фит.

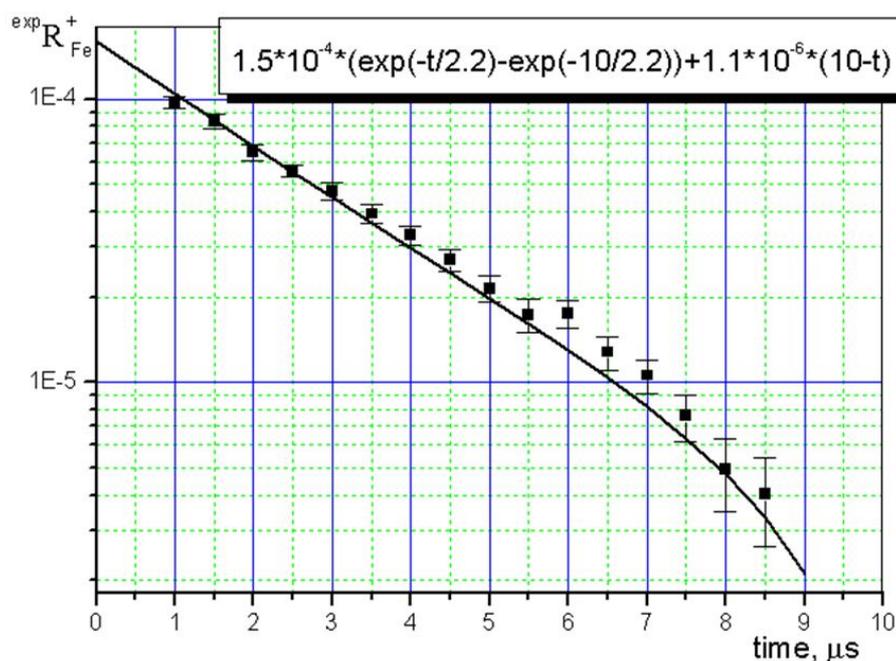


Рисунок 3.7 Интегральное временное распределение μ^+ - распадов в железе. Точки – экспериментальные данные, кривая – фит.

Используя полученную из аппроксимации экспериментальных данных величину ${}^{\text{exp}}R_{sc}^{\pm}(0) = 3.18 \times 10^{-4}$ и соответствующую эффективность регистрации η_{sc}^{\pm} , находим полное нормированное количество μ^{\pm} - распадов в сцинтилляторе $R_{sc}^{\pm} = {}^{\text{exp}}R_{sc}^{\pm}(0)/\eta_{sc}^{\pm}$. Каждая точка на графике (рис. 3.6) представляет собой среднюю величину по 110 счетчикам, включенным в анализ:

$${}^{\text{exp}}R_{sc}^{\pm}(t_{\text{fix}}) = \sum {}^{\text{exp}}R_{sc}^{\pm}(t_{\text{fix}}) / 110,$$

где t_{fix} – время в интервале 1 – 10 мкс.

Эффективность η_{sc}^{\pm} зависит от эффективности регистрации μ^{\pm} - распадов при пороге 33 МэВ, зарядового состава потока мюонов $c^+ = k/(k+1)$, $c^- = 1/(k+1)$ и доли p_d^- распадов μ^- в сцинтилляторе: $\eta_{sc}^{\pm} = c^+ \eta_{sc}^+ + c^- \eta_{sc}^- p_d^-$,
 $p_d^- = 1 - p_d^-(^{12}\text{C}) = 1 - \Lambda_c(^{12}\text{C}) / (\Lambda_c(^{12}\text{C}) + \Lambda_d(\mu^-)) = 0.924$.

Λ_c , Λ_d – темп захватов и распадов μ^- в сцинтилляторе ($4.52 \cdot 10^5$ и $0.37 \cdot 10^5$, соответственно). Ошибки определения величин Λ_c и Λ_d составляют 2.7% и 1.4 %, соответственно [48].

Эффективности регистрации были рассчитаны методом Монте-Карло: $\eta_{sc}^+ = 0.430$, $\eta_{sc}^- = 0.485$. Неравенство $\eta_{sc}^+ < \eta_{sc}^-$ объясняется более низкой эффективностью регистрации гамма-квантов от e^+e^- - аннигиляции. Ошибка величин η_{sc}^+ и η_{sc}^- составляет 1.5 %, она зависит, главным образом, от точности определения масс M_{sc} и M_{Fe} . Таким образом, для η_{sc}^\pm получаем:

$$\eta_{sc}^\pm = 0.43 \frac{k}{k+1} + 0.924 \cdot 0.485 \frac{1}{k+1}. \quad (3.3)$$

При определении величины ${}^{\text{exp}}R_{sc}^\pm(t = 0)$ распределение на Рисунке 3.6 описывалось экспоненциальным законом с $\tau^\pm = 2.135$ мкс. Очевидно, что величина τ^\pm зависит как от времени жизни μ^+ и μ^- в сцинтилляторе ($\tau_{sc}^+ = 2.2$ мкс, $\tau_{sc}^- = 2.045$ мкс), так и от зарядового состава мюонов. Но эта зависимость слабая: при изменении k от 1.0 до 1.5 экспонента τ^\pm увеличивается от 2.13 мкс до 2.14 мкс. В свою очередь, величина ${}^{\text{exp}}R_{sc}^\pm$ практически не меняется при переходе от $\tau^\pm = 2.13$ мкс к $\tau^\pm = 2.14$ мкс.

Величина R_{Fe}^+ (которая равна R_{sc}^+) была получена с использованием значения ${}^{\text{exp}}R_{Fe}^+(t = 0) = 1.5 \cdot 10^{-4}$ (рис. 3.7):

$$R_{Fe}^+ = R_{sc}^+ = \frac{M}{a\eta_{Fe}^+} ({}^{\text{exp}}R_{Fe}^+ - B) = \frac{M}{a\eta_{Fe}^+} ({}^{\text{exp}}R_{Fe}^+ - \frac{\eta_b^\pm}{\eta_{sc}^\pm} {}^{\text{exp}}R_{sc}^+). \quad (3.4)$$

Эффективность $\eta_{Fe}^+ = 0.17$ была рассчитана методом Монте-Карло для энергетического порога регистрации 5 МэВ. Ошибка расчета $\sigma \approx 4\%$, она связана с точностью определение массы M_{Fe} . Константа a учитывает железо счетчика, соседнего к счетчику, зарегистрировавшему импульс μ^+ -распада в железе. Каждая грань отдельного счетчика соприкасается с одной гранью соседнего счетчика, поэтому $a = 2$.

Величина η_b^\pm является долей, вносимой μ^\pm -распадами в сцинтилляторе соседнего счетчика в число искомых μ^\pm - распадов в железе:

$$\eta_b^\pm = c^+ \eta_b^+ + c^- \eta_b^- p_d^-. \quad (3.5)$$

Величины $\eta_b^+ = 0.06$ и $\eta_b^- = 0.04$ были рассчитаны с помощью GEANT4.

Таким образом, отношение R_{sc}^\pm / R_{sc}^+ принимает вид:

$$\frac{R_{sc}^{\pm}}{R_{sc}^+} = \left[\frac{M\eta_{sc}^{\pm}}{2\eta_{Fe}^+} \left(\frac{\exp R_{Fe}^+}{\exp R_{sc}^{\pm}} - \frac{\eta_b^{\pm}}{\eta_{sc}^{\pm}} \right) \right]^{-1}. \quad (3.6)$$

Подставляя (3.6) в (3.1) получаем выражение для положительного избытка мюонов:

$$k = \left\{ \left[\frac{M\eta_{sc}^{\pm}}{2\eta_{Fe}^+} \left(\frac{\exp R_{Fe}^+}{\exp R_{sc}^{\pm}} - \frac{\eta_b^{\pm}}{\eta_{sc}^{\pm}} \right) \right]^{-1} - 1 \right\}^{-1}. \quad (3.7)$$

Правая часть уравнения зависит от k , поэтому уравнение решалось численно. Решение графически показано на Рисунке 3.8:

$$k = 1.26 \pm 0.11 \text{ (сист.)} \pm 0.04 \text{ (стат.)}$$

Систематическая ошибка величины k зависит, главным образом, от экспериментальных значений $\exp R_{sc}^{\pm}$, $\exp R_{Fe}^+$, M и вычисляемых эффективностей η_{Fe} , η_{sc} , η_b . Ошибки $\sigma(\exp R_{sc}^{\pm}) = 0.05$ и $\sigma(\exp R_{Fe}^+) = 0.08$ зависят от метода определения по интегральным распределениям на Рисунке 3.6. Ошибка массового коэффициента $\sigma(M) = 0.025$.

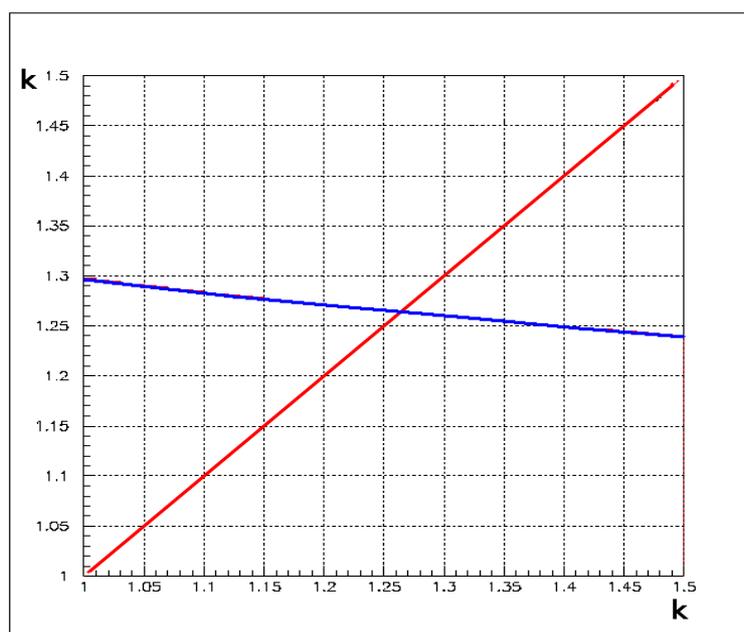


Рисунок 3.8 Решение уравнения (3.7).

Правильность процедуры получения положительного избытка k можно проверить, сравнивая экспериментальное и расчетное значения R_{sc}^{\pm} между собой.

По экспериментальным данным находим величину

$$*R_{SC}^{\pm} = \frac{exp R_{SC}^{\pm}}{\eta_{SC}^{\pm} \eta_{acc} \eta_{sel}} = \frac{3.18 \cdot 10^{-4}}{0.44 \cdot 0.91 \cdot 0.88} = 9.0 \cdot 10^{-4}.$$

Коэффициент $\eta_{SC}^{\pm} = 0.44$ – эффективность регистрации μ^{\pm} -распадов, рассчитанная по МК при $k = 1.26$. Величина $\eta_{acc} = 0.91$ учитывает электромагнитное сопровождение мюонов (γ , e^{\pm} , δ), имитирующее мюоны и увеличивающее их число. Коэффициент $\eta_{sel} = 0.88$ вводится для учета влияния критерия отбора одиночных мюонов. Электромагнитное сопровождение при энергосвыделении более 50 МэВ может дать мюоноподобный импульс в счетчике. Это приводит к увеличению числа N_{μ} в счетчике и соответствующему уменьшению $exp R_{SC}^{\pm}$. Критерий отбора мюонных событий – наличие по крайней мере в двух счетчиках мюонных импульсов с энергосвыделением 50 – 300 МэВ – уменьшает $exp R_{SC}^{\pm}$ в счетчике внутренней части башни на 12%. Обе величины, η_{acc} и η_{sel} , были определены по экспериментальным данным.

Относительное количество остановок R_{SC}^{\pm} можно получить также расчетом по формуле из [61]:

$$^{calc}R_{SC}^{\pm} = \frac{\beta \bar{x} \gamma_{\mu}}{\bar{E}_{\mu} (\gamma_{\mu} - 1)} = 7.9 \cdot 10^{-4},$$

$\beta = 2.1$ МэВ/г·см⁻² – ионизационные потери мюона в ЖС;

$\bar{x} = 65$ г·см⁻² – средний пробег мюона в сцинтилляторе счетчика;

$\bar{E}_{\mu} = 270$ ГэВ – средняя энергия одиночных мюонов на глубине LVD;

$\gamma_{\mu} = 2.75$ – показатель энергетического спектра мюонов.

Величины $*R_{SC}^{\pm}$ и $^{calc}R_{SC}^{\pm}$ согласуются друг с другом в пределах ошибки $\sigma(*R_{SC}^{\pm}) = 0.13$. Как было указано выше, $\sigma(^{exp}R_{SC}^{\pm}) = 0.05$, а при $\sigma(k) = 0.11$ погрешность определения эффективности η_{SC}^{\pm} составляет 12%, что и задает величину $\sigma(*R_{SC}^{\pm}) = 0.13$.

В нашем эксперименте отношение μ^{+}/μ^{-} было определено для потока мюонов околоразвертикального направления ($\theta < 40^{\circ}$) на уровне моря в диапазоне 1 – 3 ТэВ со средней энергией ~ 1.8 ТэВ. При значительной систематической ошибке величины k работа имеет, главным образом, методическую ценность. Она

показала, что детектор, состоящий из легкого вещества (жидкий сцинтиллятор) и тяжелого (Fe), дает возможность определить отношение μ^+/μ^- по зарядовому составу останавливающихся мюонов. Ценность физического результата может быть повышена при уменьшении систематической ошибки и увеличении статистики. Полученная величина k используется при определении множественности нейтронов от захвата μ^- ядром железа (Глава 4).

Глава 4

Генерация нейтронов мюонами со средней энергией 280 ГэВ в сцинтилляторе и железе

Нейтроны являются продуктами ядерных реакций, поэтому использовались и используются для изучения ядерных эффектов, производимых мюонами в веществе. Фотоядерное взаимодействие мюонов с помощью нейтронов начали исследовать в потоке мюонов под землей в 1950-е годы. При этом измерялось среднее значение произведения сечения σ μA -взаимодействия и кратности ν нейтронов, рассчитанное на нуклон, $\langle \sigma \nu \rangle / A$ см²/нукл. (работы [11], [12], [62], [63]), или на ядро $\langle \sigma \nu \rangle$ [19], [64].

В середине 1960-х после появления работы [2] исследования генерации нейтронов мюонами под землей приобрели новое содержание – изучение источников фона в низкофоновых подземных экспериментах. В качестве количественной характеристики в работе [2] была введена единица «число нейтронов, образованных одним мюоном в 1 г/см² вещества», позднее получившая название «удельный нейтронный выход»: $Y_n = N_n / (l_\mu \rho)$ (г/см²)⁻¹ [65], N_n – число нейтронов, образованных мюоном с энергией E_μ на длине l_μ в веществе с плотностью ρ .

Так как стандартной процедурой экспериментального определения (генерации) удельного выхода Y_n является измерение числа нейтронов, образуемых потоком мюонов под землей в мишени фиксированных размеров, величины \bar{E}_μ и \bar{l}_μ есть средние значения для потока мюонов на данной глубине и длин треков мюонов в мишени.

В последнее десятилетие наблюдается оживление интереса к проблеме генерации нейтронов. Это обусловлено, с одной стороны, возросшими требованиями к точности определения фона в подземных экспериментах и нарастанием вычислительных возможностей – с другой. Вычислительными средствами с помощью универсальных программ FLUKA, Geant4 и их

модификаций [15], [16], [66] ищутся зависимости удельного выхода от E_μ и атомного номера вещества A .

Нейтроны, связанные с мюонами космических лучей, можно разделить на две группы [17]:

А) нейтроны прямой генерации, образуемые непосредственно мюонами во взаимодействиях с ядрами;

Б) вторичные нейтроны, производимые в адронных и электромагнитных ливнях, рождаемых мюонами.

Вклад каждой группы в полный выход нейтронов зависит от средней энергии мюонов на данной глубине.

Нейтроны прямой генерации (группа А) образуются в основном в двух процессах, в дальнейшем обозначаемых как А1 и А2. Процесс А1 – захват отрицательных мюонов, большей частью – остановившихся, ядрами вещества:



как правило, k не превышает двух; А2 – фотоядерные реакции.

Характеристики канала А1 изучены с высокой точностью. Этот канал доминирует до глубины ~ 80 м в.э. ($\bar{E}_\mu \approx 30$ ГэВ), внося вклад в полный выход нейтронов на указанной глубине $\sim 50\%$. На глубине ~ 1000 м в.э. ($\bar{E}_\mu \approx 160$ ГэВ) вклад канала А1 составляет уже доли процента от полного выхода. Кроме того, нейтроны от $\mu^- A$ – захвата, будучи испарительными, обладают невысокими средними энергиями ~ 8 МэВ и не могут стать изолированными, что позволяет с высокой эффективностью исключить событие захвата и сопровождающий его нейтрон (нейтроны) с помощью системы антисовпадений.

Нейтроны канала А2 генерируются мюонами в неупругом взаимодействии с ядрами. Если переданная энергия менее 0.3 ГэВ, то основным процессом является фоторождение с передачей импульса ядру посредством виртуальных фотонов, спектр которых практически совпадает со спектром тормозного излучения. В области относительно небольших энергий виртуальных фотонов и соответственно малых энергопередач μA – взаимодействие с образованием нейтрона происходит

через возбуждение гигантского резонанса, максимум которого находится в интервале энергий 20 – 30 МэВ.

Фотоны больших энергий взаимодействуют уже не с ядром в целом, а с отдельным нуклоном, что приводит к фотоядерному расщеплению в прямом процессе (реакция скалывания). При еще более высоких энергопередачах ($\epsilon \geq 0.3$ ГэВ) и при энергии мюонов $E_\mu > 1$ ГэВ начинается фоторождение пионов, в глубоконеупругом μA – взаимодействии, приводящее к развитию адронных ливней ($\epsilon \geq 10$ ГэВ) с генерацией нейтронов группы Б.

Средняя множественность нейтронов, образуемых в реакциях А1 и А2, по сравнению с генерацией вторичных нейтронов слабо зависит от энергии мюонов при $\bar{E}_\mu \geq 1$ ГэВ. Таким образом, абсолютный вклад реакций прямой генерации в полный выход нейтронов начиная с глубины ~ 100 м в.э. становится практически постоянным. Однако их относительный вклад падает из-за быстрого нарастания доли нейтронов, образующихся в ливнях.

Вторичные нейтроны (группа Б), появляются в результате развития адронных (h) и электромагнитных (em) ливней.

h-ливень состоит из адронов, в основном – пионов, образуемых мюоном в глубоко неупругом μA -взаимодействии с ядром вещества (взаимодействие виртуального фотона с кварком с рождением адронов). Последующее развитие h-ливня происходит посредством множественного рождения пионов (π^+ , π^- , π^0 практически в равных долях) в πA -столкновениях. Нейтральные пионы создают электромагнитную компоненту h-ливня за счет распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, в которую по мере развития ливня «перекачивается» до 60% его полной энергии.

Адроны в h-ливне подразделяются, в зависимости от их происхождения и способности размножаться, на три типа – ливневые, каскадные, испарительные. Ливневые адроны ($\beta = V/c \approx 1$), главным образом π^\pm , поддерживают развитие ливня, образуя новые поколения частиц до тех пор, пока их энергия не станет меньше пороговой ($\beta \approx 0.7$). Для пионов эффективная пороговая энергия ~ 0.5 ГэВ. Каскадные частицы – это нуклоны, рождающиеся в πA -, NA -столкновениях

за счёт развития внутриядерного каскада, их называют еще нуклонами отдачи. Каскадные нуклоны в столкновениях с ядрами производят каскадные нуклоны меньших энергий и испарительные нуклоны ($\beta < 0.2$, $\bar{E} \sim 8$ МэВ). Энергия каскадных нуклонов около 150 МэВ ($\beta = 0.2 - 0.7$). Средняя множественность каскадных и испарительных нуклонов на столкновение практически постоянна при энергии налетающей частицы ≥ 20 ГэВ, для ядер грунта она заключена в интервале 1 – 2.

Ливневые адроны расходятся незначительно, сохраняя направление мюона; каскадные адроны имеют довольно широкое угловое распределение относительно мюонной траектории; испарительные нуклоны испускаются изотропно.

Каскадные нейтроны способны к размножению в ядерных реакциях, каскадные же протоны быстро теряют энергию на ионизацию. Появление нейтронов возможно практически во всех взаимодействиях адронов с ядрами, в том числе – при захвате ядром подпороговых π^- - мезонов; подпороговые π^\pm распадаются.

Испарительные нейтроны не могут размножаться - термализуясь, они захватываются ядрами грунта с выходом γ - квантов или, гораздо реже, нейтрона.

Несмотря на большую долю энергии, переходящей в электромагнитную компоненту, вклад $e\mu$ -компоненты в полный выход нейтронов в h -ливне невелик: при энергии ливня $E_s = 100$ ГэВ он составляет 9% от полного числа нейтронов, при $E_s = 1000$ ГэВ – 16%.

Электромагнитные ливни инициируются δ - электронами, e^+e^- - парами и γ - квантами тормозного излучения, которые являются продуктами взаимодействия мюона с ядрами и электронами среды и обладают достаточной энергией для запуска ливневого механизма. На глубине ≥ 2000 м.в.э. $e\mu$ -ливни образуются в основном парами и γ - квантами.

Ливень развивается посредством частиц этого же типа (включая δ - электроны), но при начальных энергиях ливня более десятков ГэВ и,

соответственно, высоких энергиях ливневых частиц, появляется примесь адронов в результате фоторождения пионов.

Нейтроны в ем-ливнях большей частью образуются в реакции фоторождения реальными фотонами. Основной вклад, как и в А2, даёт гигантский резонанс, так как область резонанса для ядер грунта находится в интервале невысоких энергий 20 – 30 МэВ, а спектр ливневых фотонов имеет вид dE_γ/E_γ^2 [2], [13], [14].

Генерация нейтронов возможна также в реакциях неупругой перезарядки $\gamma p \rightarrow n \pi^+$, $\gamma A \rightarrow (A-1) n \pi^+$ и фоторождения пионов $\gamma A \rightarrow A \pi^+ \pi^-$ с последующим захватом $\pi^- A \rightarrow (A-2) n p$. Ввиду высокого порога ~ 140 МэВ, эти реакции вносят незначительный вклад в образование нейтронов, но делают энергетический спектр нейтронов в ем-ливнях более жестким, так как их энергии довольно высоки: ~ 60 МэВ (для $\pi^- A$ -захвата).

4.1 Определение Y_{cn} и Y_{Fe} по полному числу нейтронов, генерируемых мюонами в установке LVD

Размеры и структура детектора LVD, состав его вещества определяют высокую эффективность регистрации нейтронов, образуемых мюонами в установке. Генерация нейтронов Y_n (выход) определяется как среднее число генерированных нейтронов в расчете на один мюон на $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$ пробега мюона. Средняя длина мюонной траектории в установке LVD составляет $L_\mu = 536$ см, для внутренней части одной башни установки $L_\mu (\text{in}) = 351$ см.

Регистрация нейтронов производится по γ -квантам, испускаемым после захвата термализованных нейтронов в основном протонами сцинтиллятора ($C_n H_{2n}$, $\langle n \rangle = 9.6$), частично – ядрами железа и хлора, входящего в состав камер трековой системы (поливинилхлорид - ПВХ).

Нейтроны, генерируемые как мюонами, так и продуктами их взаимодействий в электромагнитных и адронных каскадах, обладают энергиями от кэВ до сотен МэВ. Нейтроны сначала замедляются до ~ 0.4 эВ в

столкновениях, главным образом, с протонами сцинтиллятора (полное время замедления ~ 1 мкс), а затем термализуются с деградацией энергии от ~ 0.4 до 0.025 эВ за время ≤ 10 мкс.

Система регистрации запускается в момент пересечения мюоном установки LVD на время ~ 700 мкс, в течение которого фиксируется амплитуда и время всех событий с энерговыделением > 0.5 МэВ (внутренние счетчики установки). Погрешность определения времени события в окне 1000 мкс составляет ± 70 нс, энергии – 30% .

Для определения выхода нейтронов использовались:

- мюоны и мюонные группы, пересекающие четыре четверти башни, при этом открываются временные ворота всех счетчиков башни;
- события во внутренних счетчиках двух башен, порог срабатывания которых 0.5 МэВ;
- данные счетчиков, имеющих длительность временных ворот ≥ 750 мкс (146 счетчиков в двух башнях).

Первый критерий отбора мюонных событий был установлен с целью повышения эффективности регистрации нейтронов, так как он приводит к увеличению объема, в котором детектируются нейтроны (внутренние счетчики всей башни). Следствием этого критерия является некоторое увеличение доли мюонных групп и ливней среди отобранных мюонных событий. При определении удельного выхода нейтронов с использованием общего числа мюонных событий избыточное количество мюонных групп (без ливней) уменьшает величину выхода, а завышенное число ливней – его увеличивает. Совместное действие этих факторов приводит к небольшому, в пределах ошибок измерений $\sim 7\%$, завышению величины выхода нейтронов.

Разделение гамма-квантов от захватов нейтронов и фоновых событий проводится по характерной экспоненте $\exp(-t/\tau)$, где τ - время захвата и плоскому временному распределению фоновых импульсов. Таким образом, регистрируемое временное распределение является суммой:

$$dN_n/dt = B + N_0 \exp(-t/\tau). \quad (4.2)$$

Эффективность регистрации одним счетчиком изотропно распределенных в его объеме нейтронов при захватах в сцинтилляторе составляет $\eta_n = (55 \pm 2) \%$ [37]. Эта величина объясняется вылетом из счетчика гамма-квантов и в меньшей степени нейтронов. При выбранных условиях измерений, когда нейтрон регистрируется несколькими счетчиками, эффективность η_n повышается до $\sim 77 \%$ [37]. Гамма-кванты с энергией от 4 до ~ 10 МэВ (максимальная энергия гамма-кванта от $n\text{Fe}$ -захвата) регистрируются с эффективностью 62% [37]. Высокая эффективность регистрации обусловлена геометрией и большими размерами регистрирующего объема.

В результате анализа было выделено 116710 мюонных событий. Они включают в себя одиночные мюоны и группы мюонов с сопровождающими их электромагнитными и адронными ливнями (табл. 4.1). Для анализа были отобраны данные 146 из 240 внутренних счетчиков двух башен, которые имеют неискаженные t -распределения до 750 мкс. Таким образом, коэффициент K , учитывающий этот отбор равен $K = 240 / 146 = 1.644$. Проанализированы временные распределения импульсов во временном окне 1000 мкс в интервале от 50 до 550 мкс (до 40 мкс присутствуют послеимпульсы ФЭУ) для двух энергетических диапазонов: 0.5 – 4 МэВ ($n\text{p}$ -захваты в сцинтилляторе) и 4 – 12 МэВ ($n\text{Fe}$ -, $n\text{Cl}$ - захваты). Временное распределение импульсов первой группы описано с использованием известного показателя экспоненты $\tau = 185$ мкс; для второй группы – величина τ принимает значения от 120 до 170 мкс, что объясняется влиянием более короткого времени жизни нейтронов в железе и ПВХ. Аппроксимация распределения импульсов с энергиями 4 – 12 МэВ проводилась на временном интервале 50 – 550 мкс. Мюонные события содержали следующее число зарегистрированных нейтронов: одномюонные события – 5134 (0.5 – 4 МэВ) и 843 (4 – 12 МэВ), мюонные группы – 5950 и 908, ливневые события – 18537 и 2685 нейтронов. Полное количество зарегистрированных

нейтронов составило $N_{<4}$ (0.5 – 4 МэВ) = 30081 в первой группе и $N_{>4}$ (0.5 – 4 МэВ) = 4611 – во второй.

Число пр-захватов в сцинтилляторе составляет величину $N_c^{ЖС} = N_{<4} K/\eta_\gamma^{ЖС} = 62277$; $\eta_\gamma^{ЖС} = 0.794$ – эффективность регистрации γ -кванта 2.2 МэВ от захвата нейтронов [37].

Количество γ -квантов в диапазоне 4 – 12 МэВ определено с использованием $\tau = 134$ мкс, наилучшим образом аппроксимирующей t -распределение в интервале 50 – 550 мкс. Учитывая эффективность регистрации гамма-квантов от n Fe- и n Cl-захватов $\eta_\gamma^{Fe} = 0.622$, находим полное число n -захватов в структуре установки $N_c^{Fe,Cl} = N_{>4} \cdot (K/\eta_\gamma^{Fe}) = 4611 \cdot 1.644/0.62 = 12186$ и их долю q в полном количестве захватов:

$$q = N_c^{Fe,Cl} / (N_c^{ЖС} + N_c^{Fe,Cl}) = 12186 / (62277 + 12186) = 0.164.$$

Величина q определяется отношением объемов железа, ПВХ и сцинтиллятора в расчете на один модуль установки, содержащий восемь сцинтилляционных счетчиков: $q = (V_{Fe} + V_{ПВХ}) / (V_{Fe} + V_{ПВХ} + V_{ЖС})$. Хлор-37 (~380 кг) регулярно распределен в L-образной трековой системе каждого модуля в объеме $V_{ПВХ} = 6.3 \times 3.4 \times 0.04 = 0.86$ м³. При массе и плотности железа и сцинтиллятора одного модуля $M_{Fe} = 9.46$ т, $\rho_{Fe} = 7.8$ г/см³, $M_{ЖС} = 9.2$ т, $\rho_{ЖС} = 0.78$ г/см³, получаем

$q_{расч} = (M_{Fe}/\rho_{Fe} + V_{ПВХ}) / (M_{ЖС}/\rho_{ЖС} + M_{Fe}/\rho_{Fe} + V_{ПВХ}) = 0.160$, что согласуется с измеренной величиной.

Для определения величины удельного выхода нейтронов используется формула

$$\langle y \rangle = N_n^{gen} / \langle \rho l_\mu \rangle N_\mu, \quad (4.3)$$

где $N_n^{gen} = 84823$;

средняя длина мюонного трека $\langle \rho l_\mu \rangle$ во внутреннем объеме установки определяется длиной 351 см и усредненной плотностью вещества установки 1.44 г/см³, включая сцинтиллятор и материалы структуры, $\langle \rho l_\mu \rangle = 505$ г·см⁻²;

$N_\mu = 203044$ – полное количество мюонов в мюонных событиях: одиночных, групп мюонов и в каскадах.

В результате находим $\langle y \rangle = 8.3 \times 10^{-4} \text{ n}/\mu/(\text{Г}/\text{см}^2)$.

Таблица 4.1. Типы мюонных событий и соответствующие им числа нейтронов.

Вид мюонного события	Число событий N_{ev}	Число мюонов N_{μ}	Число нейтронов N_n^{det}	$N_n^{gen} = N_n^{det} \cdot K/\eta$	N_n^{gen}/N_{μ}	$y = N_n^{gen}/N_{\mu} \times 505 \text{Г}/\text{см}^2$
Одиночные 1_{μ}	72294	72294	5977	14886	0.21	4.08×10^{-4}
Группы k_{μ} ($\bar{k} = 3.54$)	23502	83197	6858	17080	0.20	4.06×10^{-4}
Ливни (sh)	19603	46242	21222	52857	1.14	22.6×10^{-4}
	$1_{\mu} - 9115$	9115		19142	2.10	
	$k_{\mu} - 10488$	37127		33715	0.91	
Неидентифицируемые (unid)	1311	1311	574	1475	1.12	-
Суммарно	116710	203044	34057	84823	0.42	8.27×10^{-4}

Точность определения величины $\langle y \rangle$ зависит в основном от ошибок определения экспоненты np -захвата $\tau_{ЖС} = 185 \pm 15 \text{ мкс}$ и эффективности регистрации η_n , которые приводят к погрешности определения $\delta = 0.07$ для $\langle y \rangle$: $(8.3 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ n}/\mu/(\text{Г}/\text{см}^2)$.

Для одномюонных событий (72294 мюонов и 14886 образованных нейтронов в сцинтилляторе и железе) $\langle y \rangle = 4.1 \times 10^{-4} \text{ n}/\mu/(\text{Г}/\text{см}^2)$. Такую же величину выхода получаем для групп мюонов в расчете на мюон (83197 мюона в 23502 группах, 17080 образованных нейтронов).

В эксперименте MACRO, находившемся поблизости к установке LVD, были определены средние энергии одиночных мюонов $\bar{E}_{1\mu} = 270 \pm 18 \text{ ГэВ}$ и мюонов в группах $\bar{E}_{k\mu} = 381 \pm 21 \text{ ГэВ}$ [28]. При известной зависимости выхода от энергии

$Y \propto E_{\mu}^{0.75}$ [67], [68] величины $Y_{1\mu}$ и $Y_{k\mu}$ должны отличаться в $(381/270)^{0.75} = 1.3$ раза. Точность определения выхода 7% в наших измерениях позволяет зафиксировать такую разницу величин $Y_{1\mu}$ и $Y_{k\mu}$. Но нами получено равенство $Y_{1\mu} = Y_{k\mu}$. Это объясняется тем, что выходы $Y_{1\mu}$ и $Y_{k\mu}$ были нами определены для мюонов без ливневого сопровождения, которое производит основную долю нейтронов. Таким образом, $Y_{1\mu}$ и $Y_{k\mu}$ соответствуют нейтронам прямой генерации y^{dir} , выход которых практически не зависит от E_{μ} при $E_{\mu} > 50$ ГэВ.

В 19603 ливнях возникло 52857 нейтронов, это означает, что большая часть нейтронов ($> 60\%$) образуется в адронных и электромагнитных каскадах, генерируемых мюонами. Ливневым считалось событие без реконструированного трека, содержащее более 16 сработавших счетчиков. Среднее число нейтронов в мюонных событиях разного вида составляет величины: в одномюонных событиях – $\bar{n}_{1\mu} = 0.21$ н/соб., в мюонных группах – $\bar{n}_{\text{лив}} = 2.70$ н/соб. (табл. 4.1).

Суммируя нейтроны в событиях, получаем полное число нейтронов, генерированных мюонами в веществе детектора: $N_n^{\text{gen}} = 84823$. Полное количество мюонов в событиях составляет $N_{\mu}^{\text{tot}} = 203044$. Данные величины позволяют найти выходы нейтронов в сцинтилляторе ($Y_{\text{ЖС}}$) и железе (Y_{Fe}). Для этого необходимо знать долю Q нейтронов, образованных в сцинтилляторе и средние длины треков мюонов во внутренней части башни LVD $\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}}$, $\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}}$ в сцинтилляторе и железе. Они были определены в работе [69]: $Q = 0.218$, $\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}} = 251$ г/см², $\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}} = 228$ г/см². Выход $Y_{\text{ЖС}}$ находим с помощью выражения:

$$Y_{\text{ЖС}} = \frac{N_n^{\text{gen}} Q}{N_{\mu} \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}} = \frac{84823 \text{ н} \cdot 0.218}{203044 \mu \cdot 251 \text{ г/см}^2} = 3.6 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}.$$

Аналогично для Y_{Fe} :

$$Y_{\text{Fe}} = \frac{N_n^{\text{gen}} (1-Q)}{N_{\mu} \rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}} = \frac{84823 \text{ н} \cdot 0.782}{203044 \mu \cdot 228 \text{ г/см}^2} = 14.3 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}.$$

Систематические неопределенности имеют величины N_n^{gen} , Q и ρl :

$$\sigma_{\text{сис}}(N_n^{\text{gen}}) = 7.0 \cdot 10^{-2}, \quad \sigma_{\text{сис}}(Q) = 7.4 \cdot 10^{-2}, \quad \sigma_{\text{сис}}(\rho l) = 2.8 \cdot 10^{-2},$$

$$\text{Следовательно, } \sigma_{\text{сис}}(Y) = \sqrt{\sigma_{\text{сис}}^2(N_n^{\text{gen}}) + \sigma_{\text{сис}}^2(Q) + \sigma_{\text{сис}}^2(\rho l)} = 11 \cdot 10^{-2}.$$

Статистическую ошибку имеет только величина N_n^{gen} :

$$\sigma_{\text{стат}}(N_n^{\text{gen}}) = 1/\sqrt{N_n^{\text{gen}}} = 3.4 \cdot 10^{-3}.$$

Таким образом, генерация нейтронов (выход) $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} для потока мюонов на глубине LVD со средней энергией $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ составляют величины:

$$Y_{\text{ЖС}} = (3.6 \pm 0.01 (\text{стат}) \pm 0.3 (\text{сист})) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(Г/см}^2\text{)},$$

$$Y_{\text{Fe}} = (14.3 \pm 0.05 (\text{стат}) \pm 1.6 (\text{сист})) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(Г/см}^2\text{)}.$$

4.2 Прямое определение генерации нейтронов в железе

Для определения генерации $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} по полному числу нейтронов, образуемых мюонами в веществе детектора LVD, необходимо знать долю нейтронов, образованных в ЖС или железе, и средние длины $\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}}$, $\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}}$. Это приводит к дополнительным допущениям и погрешностям при определении величин выходов. Прямой метод измерения генерации позволяет исключить эти погрешности.

Эксперимент по прямому измерению на LVD числа нейтронов, образуемых мюонами в исследуемом веществе, проводится с помощью вертикальных пар счетчиков (расположенных один над другим), и конструкции для введения между счетчиками дополнительного вещества (например, пластин железа или свинца) (рис. 4.1).

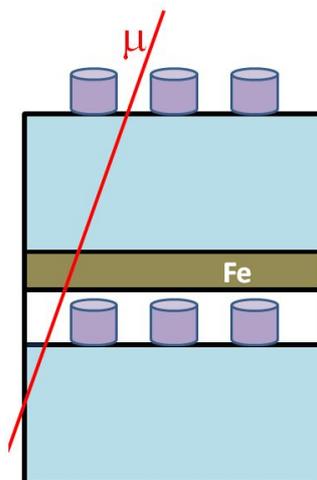


Рисунок 4.1 Схема эксперимента по измерению генерации нейтронов от мюонов в железе

14 мая 2013 года между счетчиками 3446 и 3436 было установлено железо, масса которого 470 кг. Пластины железа с общей толщиной 4 см придвинуты ко дну портатанка верхнего счетчика вплотную.

Мюон, или группа мюонов, пересекая пару счетчиков с введенным железом между ними, образует дополнительное количество нейтронов. Увеличение числа нейтронов в расчете на один мюон относится к нейтронам, рожденным в железе на длине пробега мюона в г/см^2 .

В эксперименте отбирались мюоны, прошедшие через выбранную пару счетчиков с суммарным энерговыделением больше 200 МэВ. В каждом из счетчиков энерговыделение должно быть > 10 МэВ. С целью минимизации фона выбирались внутренние счетчики установки. Были выбраны счетчики третьей башни, потому что они имеют другую конструкцию, при которой масса корпуса счетчика ~ 110 кг. Это позволяет получить больший относительный прирост в числе нейтронов при введении дополнительного железа. Пока в эксперимент включена одна пара счетчиков. Экспериментальные данные образуют две временные группы: а) до установки дополнительного железа в период с 1/1/2009 до 31/12/2012 и б) после установки железа 14/05/2013 – 14/05/2014.

Число нейтронов определяется таким же методом, что и в эксперименте с полным числом нейтронов, генерируемых мюоном в веществе детектора.

До установки железа было отобрано $N_{\mu}^a = 20379$, мюонов прошедших через выбранную пару счетчиков. Этому числу мюонов соответствовало $N_n^a = 598$ нейтронов. На Рисунках 4.2 а, б представлены временные и энергетические распределения импульсов, ассоциируемых с радиационными γ -квантами.

В период б) зарегистрировано $N_{\mu}^b = 4037$ мюонов. В этих событиях было найдено $N_n^b = 170$ нейтронов.

Моделирование эксперимента проводилось методом Монте-Карло (МК) с помощью пакета Geant4 [70]. Целью моделирования было определение эффективности регистрации нейтронов выбранной парой счетчиков до и после установки железа. При моделировании поток мюонов со спектром, соответствующим глубине расположения LVD, и экспериментальным угловым

распределением [44], [71] пересекал выбранные счетчики с дополнительным железом в реальной геометрии. Величина эффективности регистрации нейтронов $\eta = 0.214$ определялась как отношение числа γ -квантов, зарегистрированных счетчиками выбранной пары при пороге регистрации E_{thr} , к полному числу нейтронов, рожденных в дополнительной железной пластине. Ошибка МК-расчетов эффективности регистрации нейтронов около 3%. Она связана, в основном, с погрешностями определения массы и геометрии элементов структуры установки.

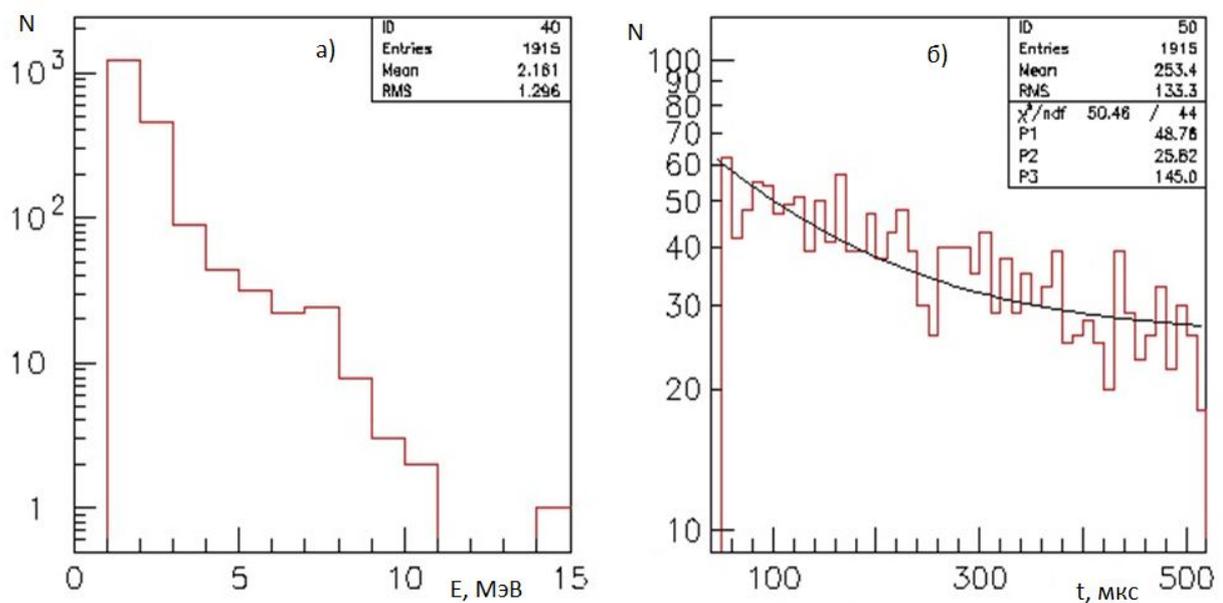


Рисунок 4.2 Энергетическое (а) и временное (б) распределения нейтронных импульсов. Кривая на рисунке б) – аппроксимация с использованием выражения (4.2), где $\tau = 145$ мкс.

В период а) набора данных (до установки железа) получено относительное число нейтронов $N_n/N_\mu = 0.030$ n/μ . В это число входят нейтроны, образованные как в сцинтилляторе, так и в железе счетчиков, окружающих выбранную пару. Рассчитанная эффективность регистрации нейтронов при такой конфигурации составляет $\eta_{Fe} = 0.22$ и $\eta_{ЖС} = 0.69$ для нейтронов, рожденных в железе и сцинтилляторе, соответственно.

После помещения дополнительного слоя железа величина N_n/N_μ составила 0.042 n/μ . В это количество входят также и нейтроны, рожденные в

дополнительном слое железа. Эффективность регистрации нейтронов в такой конфигурации составляет $\eta_{Fe} = 0.21$ и $\eta_{ЖС} = 0.68$, т.е. практически не изменилась. Это говорит о том, что установка железа не изменяет эффективности регистрации нейтронов, образованных мюоном в веществе детектора, окружающем дополнительное железо. Расчет также показал, что спектры энерговывделений γ -квантов до и после установки дополнительного железа практически не отличаются друг от друга.

Для определения генерации нейтронов в железе приращение в относительном числе нейтронов $\Delta N_n/N_\mu$ делим на среднюю длину пробега мюона в слое железа с учетом углового распределения мюонов $\rho l = 35.6 \text{ г/см}^2$ и на эффективность регистрации нейтронов $\eta = 0.21$:

$$Y_{Fe}^{dir} = (\Delta N_n/N_\mu) / \eta \rho l = 16 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}.$$

Абсолютная статистическая ошибка измерения равна $\pm 4 \cdot 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$. Относительная систематическая ошибка составляет 6 %. Ее величина связана с погрешностью метода определения числа нейтронов.

Таким образом, прямым измерением была получена величина генерации нейтронов в железе от мюонов со средней энергией 280 ГэВ. На статистическом материале 4037 мюонных событий, набранных в течении 1 года с дополнительным железом, и 20379 событий прохождения мюонов в течении 4-х лет через счетчики до введения железа была определена величина $Y_{Fe}^{dir} = (16 \pm 4 \text{ (стат.)} \pm 1 \text{ (сист.)}) \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/}\text{(г/см}^2\text{)}$. Как видим, результат прямого измерения Y_{Fe}^{dir} близок величине, найденной по полному числу нейтронов Y_{Fe} . Основная погрешность 25% измерения Y_{Fe}^{dir} связана со статистической в отличие от величины Y_{Fe} , ошибка которой 11% определяется, главным образом, систематической. Набор данных для уточнения величины Y_{Fe}^{dir} продолжается.

В Таблице 4.2 собраны экспериментальные данные по измерению генерации (выхода) нейтронов, полученные в предшествующих измерениях в важной области высоких энергий $200 \text{ ГэВ} \leq \bar{E}_\mu \leq 400 \text{ ГэВ}$.

Таблица 4.2 Экспериментальные данные по выходу нейтронов от мюонов.

\bar{E}_μ , ГэВ	$Y \times 10^{-4}, n / \mu / (\text{г}/\text{см}^2)$			Ссылка, год
	$Y_{\text{ЖС}}$	Y_{Fe}	Y_{Pb}	
260 ± 8	2.8 ± 0.3	—	—	[21], 2010
260 ± 33	—	—	58 ± 2	[23], 2013
280 ± 33	—	—	116 ± 44	[19], 1973
280 ± 33	3.2 ± 0.2	19.0 ± 1.0	—	[22], 2011
283 ± 19	3.10 ± 0.11	—	—	[24], 2013
385 ± 39	$5.3^{+0.95}_{-1.02}$	20.3 ± 2.6	—	[20], 1989

Полученные в этой работе результаты позволяют более точно оценить нейтронный фон в железосодержащих детекторах на глубинах около 3000 м.в.э. Измеренные величины генерации нейтронов увеличивают статистический материал для установления закономерностей генерации нейтронов мюонами в различных веществах.

4.3 Энергетический спектр нейтронов

Энергетический спектр нейтронов от мюонов $F(T)dT$ является комбинацией спектров испарительных и каскадных нейтронов. Как следует из рассмотрения процессов образования нейтронов, прямая генерация и π -ливни производят посредством фоторождения в основном испарительные нейтроны. Следовательно, они имеют максвелловское распределение со средней энергией, в зависимости от ядра, 4 – 10 МэВ, и максимальной ~ 30 МэВ. Нейтроны с большими энергиями, от 30 до 70 МэВ появляются в результате прямой реакции «скалывания» нейтрона виртуальным фотоном мюона. Спектр нейтронов в h -ливнях более жесткий, так как он обогащен каскадными нейтронами, появляющимися в результате развития внутриядерных каскадов. Подавляющее число нейтронов с энергией $T_n > 30$ МэВ образуются в h -ливнях, а при $T_n > 100$ МэВ – только в них.

На глубинах расположения современных установок более 1000 м в.э. доминируют вторичные нейтроны, то есть образующиеся в ливнях. На этих глубинах энергетический спектр генерируемых нейтронов имеет характерную особенность – его форма не меняется при изменении глубины. Это объясняется слабой зависимостью от энергии ливня энергетических характеристик продуктов взаимодействий ливневых частиц с ядрами.

Измерение спектра нейтронов в диапазоне 20 – 50 МэВ и, особенно, более 100 МэВ, представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Энергия нейтрона T_n определяется по энергосодержанию ε_n протонов отдачи, а также вторичных частиц, образуемых во взаимодействии нейтрона с ядрами вещества детектора. При энергиях T_n до ~ 150 МэВ на измерения влияет концентрационное тушение (квенчинг), подавляющее световой выход протонов отдачи. В области энергий выше 150 МэВ основной проблемой становится эффективность регистрации полной энергии нейтрона. Таким образом, переход от спектра регистрируемых энергосодержаний $F(\varepsilon_n)$ к спектру нейтронов $F(T_n)$ требует дополнительного комплексного расчета.

При рассмотрении спектра нейтронов необходимо различать спектр нейтронов в источнике $F^S(T)dT$ и спектр изолированных нейтронов $F^{IS}(T)dT$.

Спектр изолированных нейтронов $F^{IS}(T_n)$ отличается от спектра нейтронов в источнике. Поток изолированных нейтронов, падающих на установку, является результирующим потоком нейтронов, образованных мюонами со спектром $F^S(T_n)$ в некотором слое грунта или защиты некоторой толщины. Процессы рассеяния и поглощения, зависящие от T_n , видоизменяют спектр нейтронов от $F^S(T_n)$ к $F^{IS}(T_n)$ на выходе из грунта.

4.3.1 Метод измерения энергетического спектра нейтронов

Для получения энергетического спектра нейтронов были проанализированы данные первой башни LVD, счетчики которой образуют прямоугольный параллелепипед $6.2 \times 13.8 \times 10.0$ м³ с массой ~ 670 тонн, включающей в себя железо (Fe) и жидкий сцинтиллятор (ЖС) в равных долях.

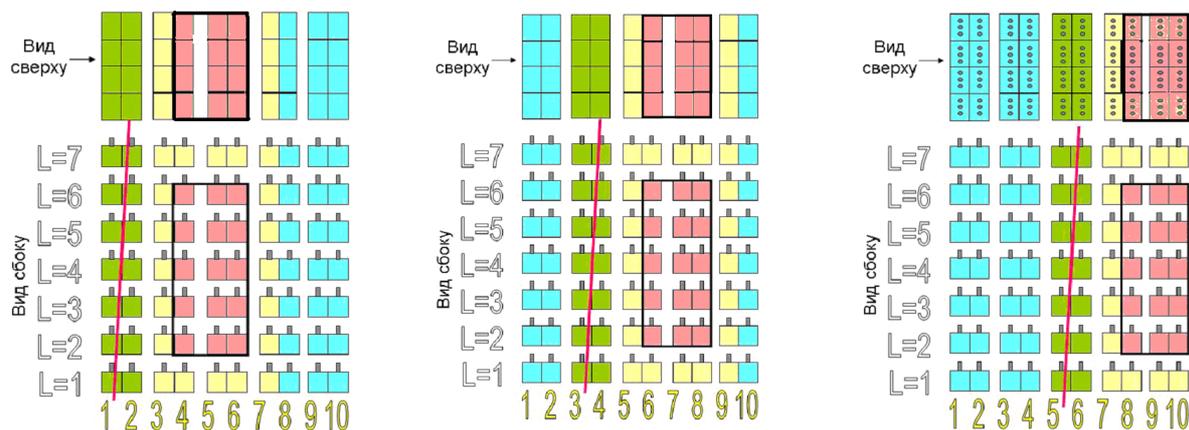


Рисунок 4.3 Варианты конфигураций счетчиков для измерения энергетического спектра. Зеленые – счетчики t-колонны, розовые – d- объем, желтые – veto-система.

При анализе данных счетчики башни разбивались на две группы: мишень (t) и детектор (d). В t- группу входят счетчики одной колонны, d- группу образуют внутренние счетчики трех полуколонн. d - Объем окружен слоями счетчиков veto-системы. Счетчики короткой стороны d-объема также работают как veto-система при прохождении через них мюона (рис. 4.3). Veto-система исключает группы мюонов, пересекающие d-объем. Оба объема разделены s- полуколонной. Ее данные позволяют устранить, помимо групп мюонов, события, состоящие из мюона в t-колонне и его сопровождения, частицы которого проникают в d- объем. s- Полуколонна с толщиной $\sim 140 \text{ г/см}^2$, включающая в себя легкое вещество (ЖС, $\sim 80 \text{ г/см}^2$) и тяжелое (Fe, $\sim 60 \text{ г/см}^2$), эффективно поглощает как электромагнитную компоненту (γ , e), так и часть (p, π^\pm) адронной компоненты из *em*- и *h*- каскадов в t- колонне. В то же время, установленные для s- полуколонны критерии отбора сохраняют искомые μ - события с нейтронами в d- объеме. При этом форма энергетического спектра нейтронов в d- объеме практически не меняется.

Для определения энергетического спектра нейтронов использовался d-объем с размерами $4 \times 3 \times 5$ счетчиков при толщине в три полуколонны (рис. 4. 3). Толщина d-объема в три полуколонны была выбрана на основании анализа распределения нейтронов по полуколоннам (рис. 4.4), показавшего, что в слое

такой толщины поглощаются 95% быстрых нейтронов, падающих нормально на его поверхность со стороны t-колонны. Такая конфигурация позволяет увеличить статистику, принимая поочередно каждую из колонн в качестве мишени. Особым является случай, когда в качестве мишени выбирается центральная (третья) колонна (рис. 4.3). При этой геометрии отсутствует дальняя от t- объема veto-полуконна и d- объем становится открытым со стороны скалы для проникновения частиц сопровождения мюона, проходящего в грунте параллельно мюону в t- колонне. Но поскольку среднее расстояние между мюонами в группе на глубине LVD ~ 2.5 м, а стена грунта удалена от центра t- колонны на ~ 9 м, вклад таких событий в число искомых невелик. Таким образом, при определении спектра нейтронов использовался d- объем с размерами $6 \times 3 \times 5 = 90 \text{ м}^3$, образуемый $4 \times 3 \times 5 = 60$ счетчиками с массой сцинтиллятора 72 тонны.

В счетчиках d-объема регистрируются энергособытия протонов отдачи и продуктов неупругого nC , nFe – взаимодействия, главным образом γ -квантов и протонов.

Как следует из экспериментальных данных (рис. 4.4), среднее число счетчиков, запускаемых одним нейтроном, равно 1.3.

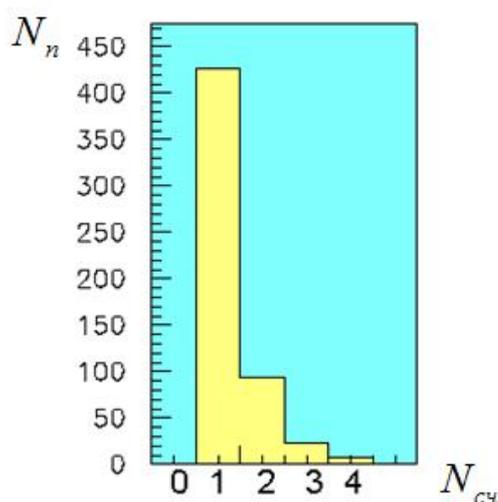


Рисунок 4.4 Распределение нейтронов по числу запускаемых счетчиков в d-объеме.

«Нейтронным» считался каждый импульс в любом из счетчиков d- объема с амплитудой, соответствующей энерговыделению $\varepsilon \geq 10$ МэВ, появляющийся в течение 0.25 мкс после прохождения мюона через мишень.

Полным регистрируемым энерговыделением нейтрона E_d является сумма энерговыделений $E_d = \sum_{i=1}^m \varepsilon_i$, m – количество счетчиков с энерговыделением ε_i .

Величина E_d пересчитывалась в энергию нейтрона при его рождении T_n с коэффициентом k , получаемым расчетом по методу Монте Карло (МК) с учетом всех реакций взаимодействия нейтрона с ядрами сцинтиллятора Н и С: $T_n = k \cdot E_d$.

Корректно следует вводить коэффициент k для каждого ε_i : $T_n = k_1 \varepsilon_1 + k_2 \varepsilon_2 + \dots + k_m \varepsilon_m = \sum_{i=1}^m k_i \varepsilon_i$, но, так как в $\sim 80\%$ случаев срабатывает один счетчик, определение T_0 по формуле $T_n = k \cdot E_d$ вносит незначительную систематическую ошибку в сторону увеличения T_n . Коэффициент k учитывает, в среднем, потери энергии во взаимодействиях в ЖС, недомер энергии нейтрона за счет квэнчинга для протонов отдачи и продуктов nC -реакций, а также энерговыделение γ - квантов, излучаемых как возбужденными ядрами ^{12}C , так и ядрами, образуемыми в реакциях nC , pC , nFe , pFe .

Предполагалось, что одновременное появление в d-объеме двух и более нейтронов маловероятно. Это следует из данных, полученных в работе [44] по измерению полного выхода нейтронов от мюонов в веществе LVD. Среднее количество нейтронов, генерируемых одиночным мюоном, составляет $N_n^u \approx 0.5$, образованных в ливнях – $N_n^s \approx 2$. Используемые в настоящей работе пространственный (в сторону d-объема из t-колонны выходит около половины нейтронов) и энергетический (анализируются нейтроны с энергией $T_n \geq 20$ МэВ) критерии отбора нейтронных импульсов подавляют величину N_n^s до ~ 0.3 , поэтому вероятность регистрации двухнейтронного события незначительна:

$$P(2) = \frac{(0.3)^2}{2} e^{-0.3} = 0.033 .$$

4.3.2 Отбор мюонных событий, содержащих нейтроны

Цель отбора – выделение событий прохождения через t-колонну околорвертикального мюона и вызываемого им *em*- или *h*-каскада, содержащих нейтроны в счетчиках d-объема (импульсы с амплитудой ≥ 10 МэВ в одном или нескольких счетчиках во временном интервале $t_\mu = 0.25$ мкс). Длительность $t_\mu = 0.25$ мкс обусловлена временем пересечения нейтроном с энергией $T_n \geq 20$ МэВ d-объема ($t_d < 0.1$ мкс) и разбросом времени срабатывания ФЭУ в счетчиках.

Критерии отбора делятся на группы c_t и c_d . Критерии c_t относятся к t-объему и обеспечивают отбор t-событий – околорвертикальных мюонов и каскадов, пересекающих t-колонну:

а) наличие сработавших счетчиков на уровнях $L=1$ и $L=7$ с энерговыделением в них ≥ 50 МэВ;

б) полное число счетчиков, зарегистрировавших энерговыделение ≥ 50 МэВ, $N'_{c_t} \geq 5$;

в) срабатывание любых пар счетчиков, находящихся в центральной части t-колонны на 3,4,5 уровнях.

Критерии c_d относятся к счетчикам вето-системы и d-объема. Эти критерии, во-первых, исключают из t-событий наклонные мюоны и мюонные группы, а также широкие каскады, способные симитировать взаимодействие нейтрона в d-объеме. Для этого в счетчиках вето-системы не должно быть импульсов с энергией ≥ 100 МэВ. Во-вторых, критерии c_d отбирают μ -события с нейтроном в d-объеме. Эти события должны отвечать условиям:

а) число счетчиков, зарегистрировавших энерговыделение ≥ 10 МэВ в d-объеме $N^d_{c_d} \leq 4$, это условие исключает околорвертикальные мюоны, входящие в d-объем через коридоры;

б) сумма зарегистрированных энерговыделений не должна превышать 350 МэВ: $\sum_{i=1}^4 \varepsilon_i \leq 350$ МэВ;

в) отсутствие энерговыделений, превышающих в каждом из двух счетчиков, находящихся один под другим, 1) 100 МэВ, 2) 160 и 20 МэВ, условие исключает околорезонансные мюоны, входящие в d-объем через коридоры и пересекающие два счетчика;

В соответствии с c_t - критериями отобрано 151640 μ - событий. Из них с помощью c_d - критериев было отобрано 552 мюонных событий, содержащих 552 нейтрона в d-объеме.

4.3.3 Моделирование прохождения нейтронов через сцинтиллятор

Соответствие между E_d и T_n устанавливалось моделированием прохождения нейтрона через счетчики d-объема методом МК. Расчет выполнялся для фиксированных T_n из диапазона энергий 20 – 450 МэВ. Нейтроны с фиксированной энергией T_n , производят в сцинтилляторе энерговыделения в широком энергетическом интервале от нуля до $E_d^{\max} < T_n$ со средней величиной E_d , которая соответствует энергии нейтрона T_n . Расчет учитывал все реакции, дающие энерговыделение посредством протонов отдачи, гамма-квантов, продуктов расщепления ядра ^{12}C : p , t , d , α . Энергия отдачи ядра ^{12}C вследствие квантинга полагалась не наблюдаемой.

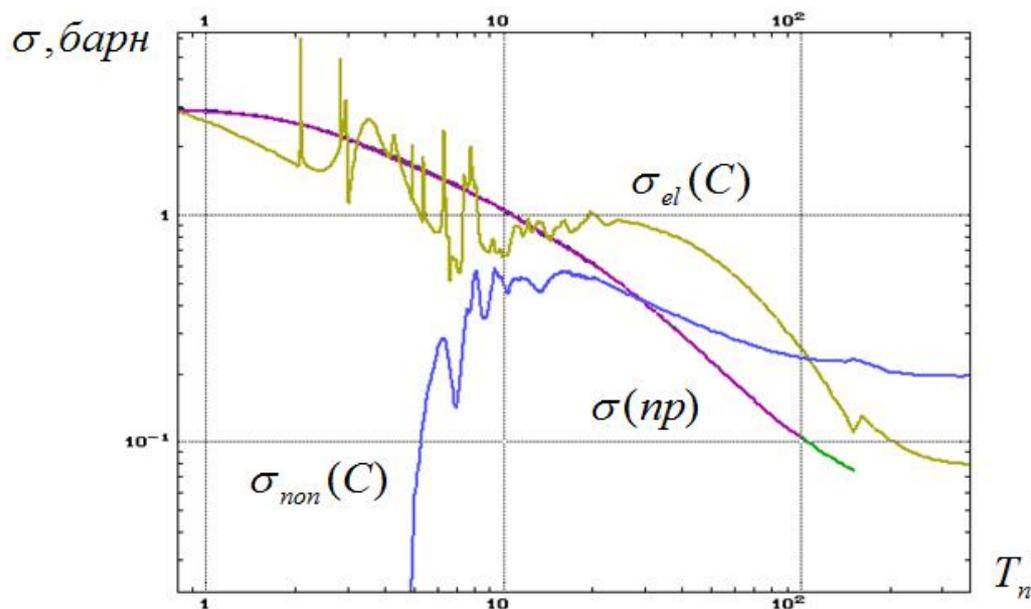


Рисунок 4.5 Зависимость $\sigma(T_n)$ для пр- и n¹²C взаимодействий

Значения сечений реакций np - и nC - взаимодействий были взяты из [72]. Полное сечение σ_{tot} реакции $n^{12}C$ складывается из упругого σ_{el} и неупругого σ_{non} взаимодействия. Сечение неупругого взаимодействия включает в себя сечение поглощения нейтрона σ_a , расщепления ядра ^{12}C и квази-упругого рассеяния $^{12}C(n,n')^{12}C$. Сечения всех реакций неупругого рассеяния на углероде содержатся в [73].

В Таблице 4.3 представлены все реакциями взаимодействия нейтрона с углеродом в диапазоне от 10 до 300 МэВ. До 10 МэВ преобладает сечение упругого взаимодействия - $\sigma_{el}C$ (рис. 4.5). Выше 60 МэВ сечения предполагались монотонно убывающими в зависимости от характера изменения в диапазоне 20 – 70 МэВ. Для некоторых реакций сечения для 90 МэВ были взяты из [74]. Бледно-желтым цветом в таблице выделены реакции, в которых нейтрон не исчезает, а теряет часть энергии (порог реакции), зеленым – реакции, сечения которых пренебрежимо малы. На Рисунке 4.6 приведены сечения реакций из Таблицы 4.3 с размножением и без размножения нейтронов.

Таблица 4.3 Сечения реакций взаимодействия нейтрона с углеродом

№	Реакция	Порог	Сечение											
			10	15	20	30	35	40	45	50	60	90	150	300
1	$\underline{N, 2A}$				0.0086	0.0055	0.0044	0.0032	0.0031	0.0025	0.0018	0.001	0.0005	0.0001
2	$\underline{N, 2N}$	18.7			0.002	0.02	0.03	0.024	0.02	0.021	0.01	0.022	0.02	0.02
3	$\underline{N, 2N+A}; \underline{N, N+A+N}; \underline{N, A+2N}$	11.3					0.0044	0.014	0.021	0.0312	0.038	0.04	0.037	0.037
4	$\underline{N, 2N+D}$	33.7							0.0004	0.0025	0.0046	0.0048	0.00497	0.005
5	$\underline{N, 2N+P}; \underline{N, N+P+N}; \underline{N, P+2N}$	27.0					0.0014	0.0059	0.019	0.026	0.024	0.0021	0.018	0.015
6	$\underline{N, 3N}$	31.9										0.0067		
7	$\underline{N, A}$	5.6	0.2	0.07	0.02	0.0005	0.0005	0.0004	0.0004	0.0003	0.0001	0.00001	1E-6	1E-7
8	$\underline{N, D}$	13.7			0.035	0.03	0.025	0.022	0.02	0.018	0.01	0.003	0.001	0.001
9	$\underline{N, P}$	12.0		0.0008	0.01	0.0065	0.006	0.0051	0.005	0.0051	0.004	0.00493	0.005	0.0051
10	$\underline{N, T}$				0.002	0.0006	0.0006	0.0005	0.00048	0.0004	0.0003	0.0002	0.0001	0.00003
11	$\underline{N, A+D}; \underline{N, D+A}$	22.3				0.0018	0.004	0.0052	0.0056	0.0051	0.004	0.002	0.0007	0.00005
12	$\underline{N, A+N}; \underline{N, N+A}$	7.3			0.302	0.21	0.14	0.1073	0.097	0.056	0.0327	0.0098	0.004	0.004
13	$\underline{N, N+P}; \underline{N, P+N}$	16.8			0.018	0.09	0.088	0.072	0.048	0.034	0.021	0.006	0.001	0.00001
14	$\underline{N, N+T}$	27.4					0.0015	0.0032	0.004	0.0046	0.0049	0.0047	0.0044	0.0041
15	$\underline{N, P+A}$	22.0					0.002	0.0024	0.0023	0.0028	0.0027	0.0026	0.0025	0.0024
16	$\underline{N, P+D}$						0.0006	0.0013	0.0027	0.0024	0.0022	0.00212	0.002	0.0018
17	$\underline{N, P+T}; \underline{N, T+P}$					0.0003	0.0015	0.0042	0.0051	0.0052	0.0045	0.003	0.0008	0.00007
18	$\underline{N, D+N}; \underline{N, N+D}$	25.2					0.009	0.0135	0.0128	0.01	0.0065	0.0017	0.0003	5E-6
19	$\underline{N, N+2A}$	7.2	0.2	0.3	0.3							0.0011	0.007	0.007
20	$\underline{N, A+N+P}; \underline{N, N+A+P}; \underline{N, P+N+A}; \underline{N, N+P+A}$	24.1					0.0154	0.0414	0.0483	0.071	0.0558	0.055	0.05	0.048
21	$\underline{N, A+N+P+T}; \underline{N, P+N+A+T}; \underline{N, N+A+P+T}; \underline{N, N+P+A+T}$	26.6							0.0024	0.0045	0.0075	0.0113	0.0114	0.012
22	$\underline{N, N+P+N+A}$	31.4							0.0002	0.0022	0.0031	0.00317	0.00313	0.0032
23	$\underline{N, N+P+T}; \underline{N, P+N+T}; \underline{N, T+P+N}$	26.7					0.0003	0.0023	0.0064	0.0089	0.012	0.0034	2E-5	2E-7
24	$\underline{N, p+4n}$	54.1												
25	$\underline{N, d+3n}$	52.3												
26	$\underline{N, \alpha+d+n}$	29.6												
27	$\underline{N, INL}$				0.138	0.08	0.062	0.052	0.044	0.035	0.025	0.01	0.005	0.005

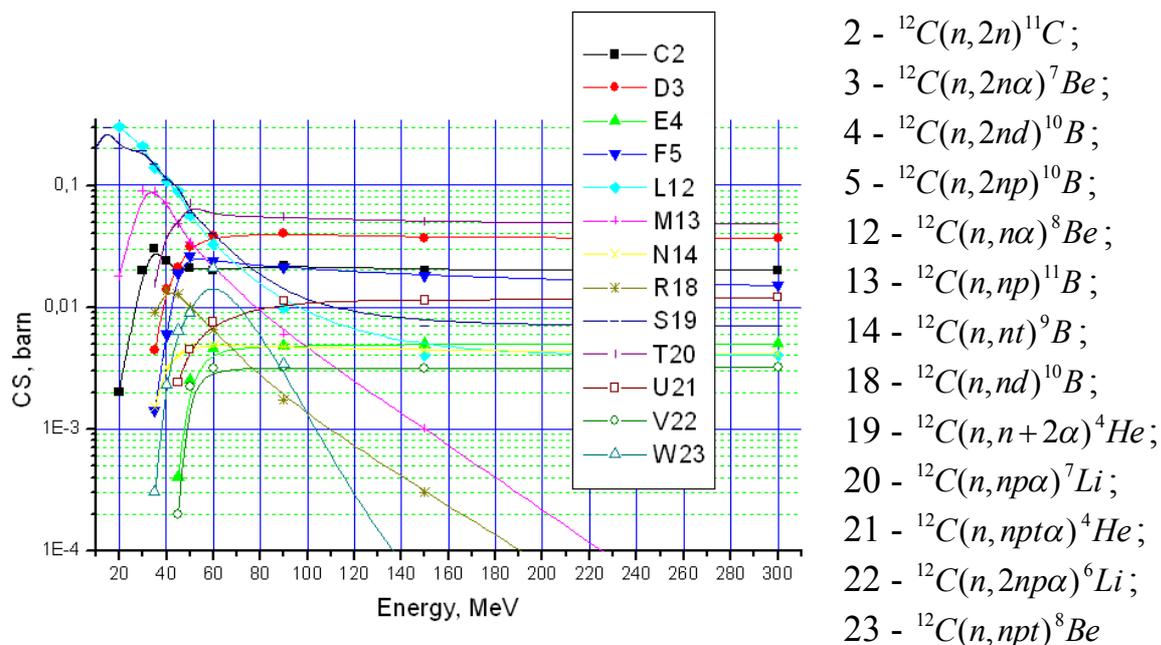


Рисунок 4.6 Сечения реакции взаимодействия нейтрона с углеродом в диапазоне энергий от 20 до 150 МэВ.

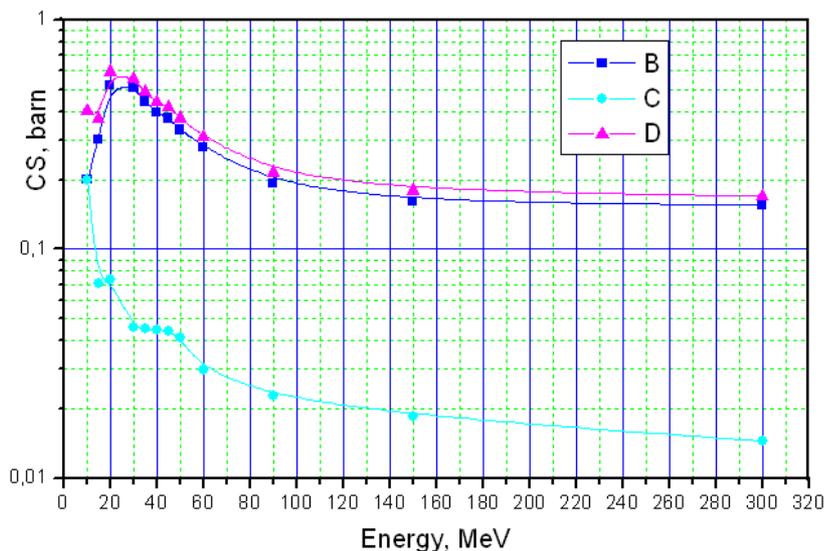


Рисунок 4.7 Сечения неупругого взаимодействия нейтронов. Голубая кривая – сумма сечений с поглощением нейтронов, синяя – сумма сечений реакций, представленных на Рисунке 4.6

При Монте-Карло розыгрыше учитывалось взаимодействие нейтрона с протоном упруго, с углеродом упруго, с углеродом неупруго (рис. 4.6) или неупруго с исчезновением нейтрона. При заданной начальной энергии T_0 определялись вероятности взаимодействия, исходя из известных сечений 16-ти видов взаимодействий.

Для каждого вида взаимодействий останавливалась переданная энергия ядру углерода или протону и оставшаяся энергия нейтрона.

На Рисунке 4.8 приведены суммарные сечения для взаимодействия нейтрона в сцинтилляторе. Черная кривая – сечение пр- реакции, зеленая – сечение упругого взаимодействия нейтрона с углеродом, красная и малиновая – сумма сечений неупругих реакций без исчезновения нейтрона и с исчезновением, соответственно. Видим, что при малых энергиях (до 10 МэВ) доминирует пр- реакция, выше 110 МэВ – реакция неупругого nC- взаимодействия.

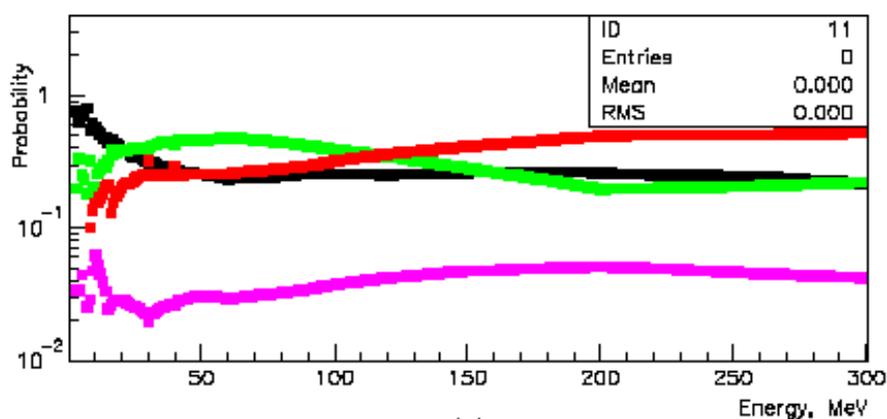


Рисунок 4.8 Вероятность взаимодействия нейтрона с веществом сцинтиллятора

4.3.4 Учет квэнчинга

Линейность световых выходов сцинтиллятора сохраняется для энерговыделений релятивистских частиц с γ -фактором больше 2. Нелинейность возникает при прохождении через сцинтиллятор заряженных частиц с $\gamma < 2$, создающих высокую плотность ионизации. Световой выход при этом уменьшается за счет внутреннего самогашения возбуждения молекул в областях высокой ионизации.

Эффект характеризуется квэнчинг-фактором q – отношением световых выходов частицы с энергией T и электрона с такой же энергией (электрон становится квазирелятивистским уже при энергии $T = 0.5$ МэВ, $\gamma = 2$): $q = Q(p_i)/Q(e) \leq 1$. Следовательно, для любой частицы с массой, большей массы электрона, величина $q < 1$. Равенство $q = 1$ реализуется при релятивистском движении частицы.

Зависимость величины квэнчинга от энергии частицы в нашем сцинтилляторе показана на Рисунке 4.9 [75]:

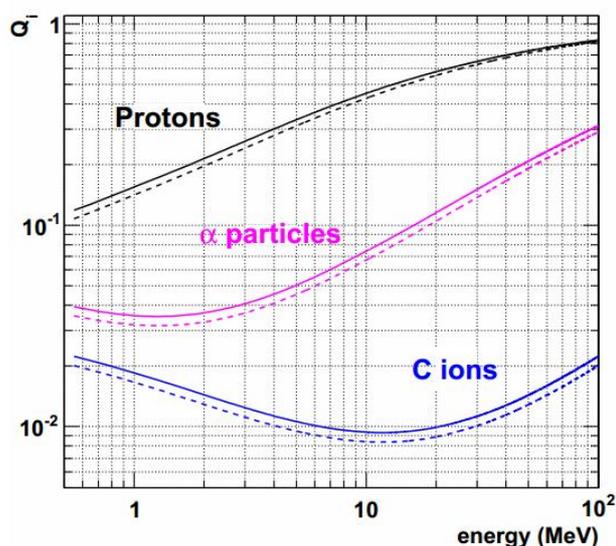


Рисунок 4.9 Квэнчинг для частиц – продуктов реакций упругого взаимодействия нейтронов в сцинтилляторе детектора LVD.

На Рисунке 4.10 показана зависимость $E_d(T_n)$ с учетом квэнчинга для протонов отдачи. Ошибки $\sigma(E_d)$ в точках, принадлежащих средней кривой, определяются формой распределения $P(E_d)$ энергосвыделений нейтронов с фиксированной энергией T_n . В диапазоне T_n от 30 до 450 МэВ величина $\sigma(E_d)$ меняется от 0.18 до 0.10.

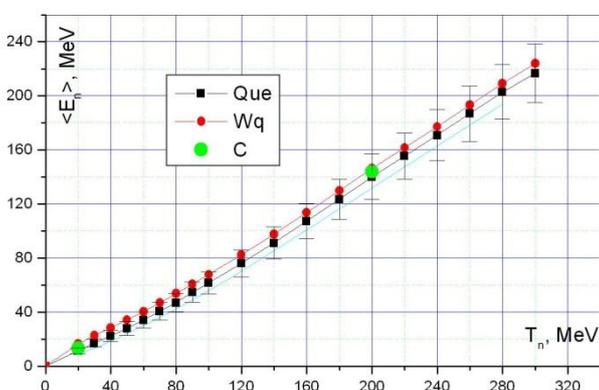


Рисунок 4.10 Зависимость энергосвыделения в сцинтилляторе от энергии нейтрона. Верхняя кривая – расчет без учета квэнчинга (красные точки); средняя (черные точки с ошибками) – расчет с учетом квэнчинга; нижняя кривая – расчет с учетом квэнчинга при эффективности регистрации γ -квантов 60%; две зеленые точки рассчитаны с помощью пакета программ SHIELD [76] (без квэнчинга и излучения γ -квантов).

4.3.5. Моделирование прохождения мюонов в реальной геометрии LVD с помощью пакета Geant4

Моделирование методом Монте-Карло проводилось для реальной геометрии установки LVD. Мюоны проходили через одну колонну LVD. Фиксировались все нейтроны, образованные мюоном в детекторе LVD. Определялось место рождения нейтронов – координаты и вещество. Прослеживались замедление, диффузия и захваты нейтронов, а также учитывалась энергия гамма-квантов от радиационных захватов нейтронов.

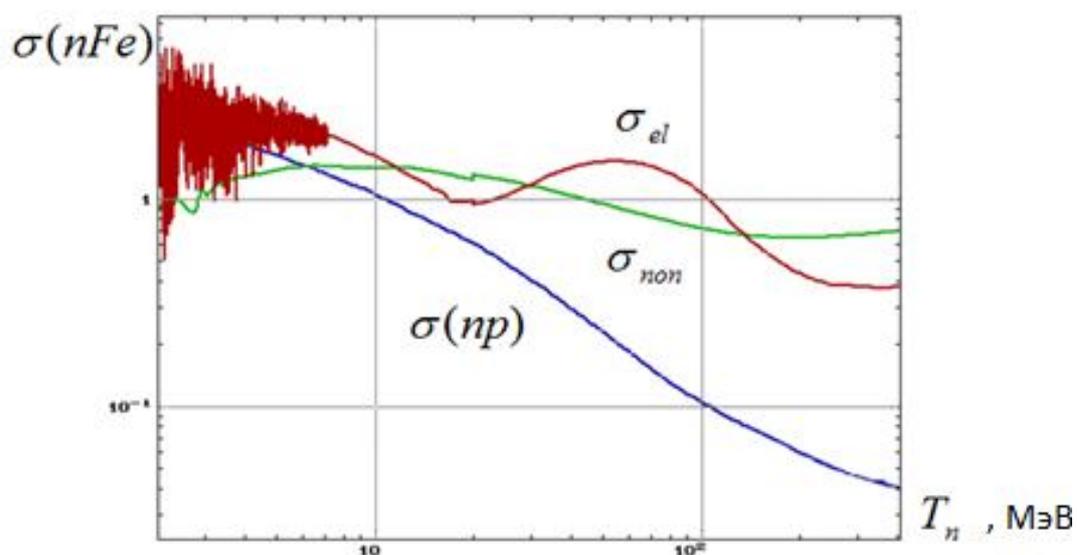


Рисунок 4.11 Сечения взаимодействия нейтрона с железом. Синяя кривая – сечение np - взаимодействия, приведена для сравнения.

Сцинтиллятор счетчиков разделен железными перегородками (стенками счетчиков и портатанков). В d - объеме средняя толщина перегородок 2.6 см. Часть нейтронов теряют в железе некоторую энергию при упругом рассеянии и в неупругих nFe - реакциях или исчезают. Вклад реакций с исчезновением нейтронов в полное сечение nFe - взаимодействий в диапазоне T_n от 30 до 450 МэВ не превышает 5%. Небольшая доля энергии, потерянной нейтронами, компенсируется энергией γ -квантов, испускаемых ядрами – продуктами неупругих реакций. Полная энергия γ -квантов, образуемых при одном взаимодействии, не более 10 МэВ. Кинетическая энергия продуктов реакций

порядка нескольких МэВ, пороги основных реакций заключены в интервале 3 – 12 МэВ. Неупругие реакции доминируют в диапазонах энергий 10 – 30 и 130 – 450 МэВ, упругое рассеяние – от 30 до 130 МэВ (рис. 4. 11). Часть нейтронов вылетают за пределы регистрирующего объема.

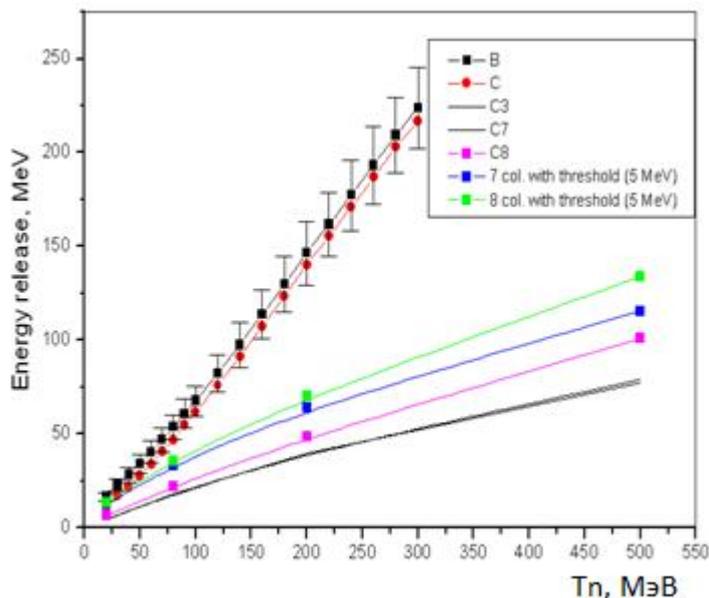


Рисунок 4.12 Зависимость энерговыделения в сцинтиляторе от энергии нейтрона

4.3.6 Результаты и обсуждения

На Рисунке 4.13 приведены временные и энергетические распределения импульсов в счетчиках d-объема с энергией больше 10 МэВ во временном окне 0 – 0.25 мкс. Разность $\Delta\tau = \tau_d - \tau_t$ средних величин τ для d- и t-объемов составляет ~ 40 нс, что соответствует времени пролета нейтрона с энергией ~ 60 МэВ расстояния ~ 4 м между t-колонной и d-объемом.

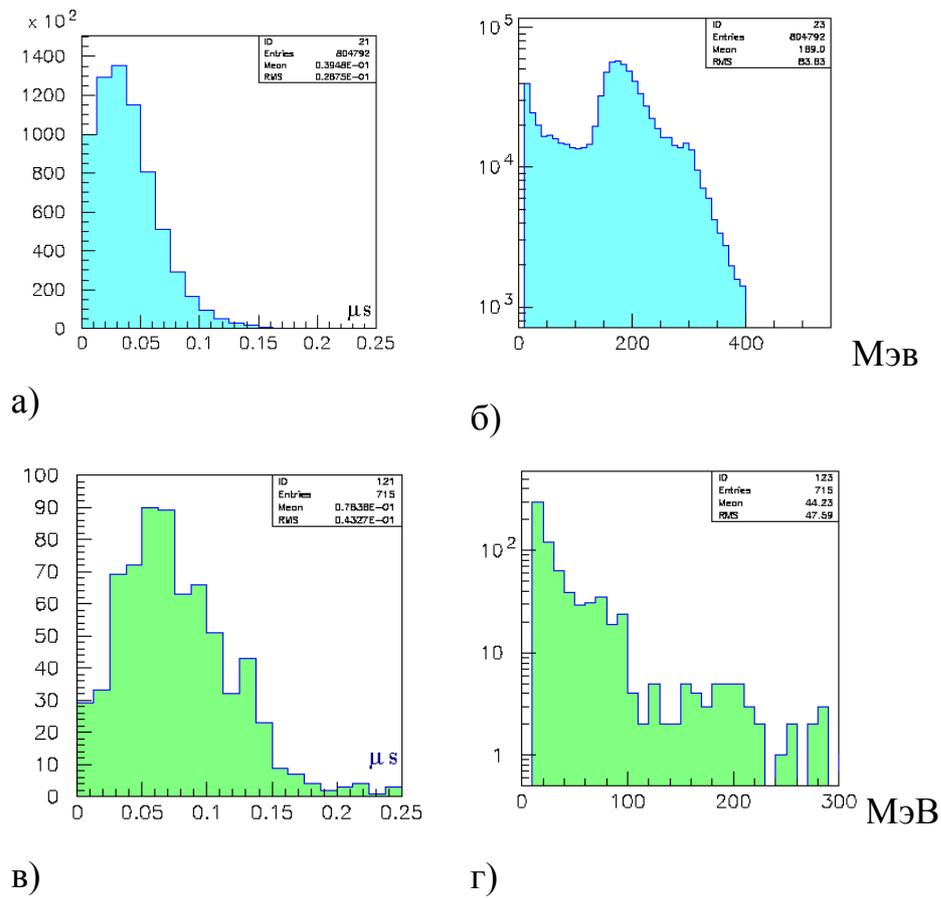


Рисунок 4.13 Временное и энергетическое распределение импульсов в t- и d-объеме: а), б) – t-колонна, в), г) – d-объем.

На Рисунке 4.14 приведен спектр энерговыделений нейтронов, на Рисунке 4.15 – дифференциальный энергетический спектр нейтронов в числе событий в диапазоне энергий T_n от 20 до 450 МэВ.

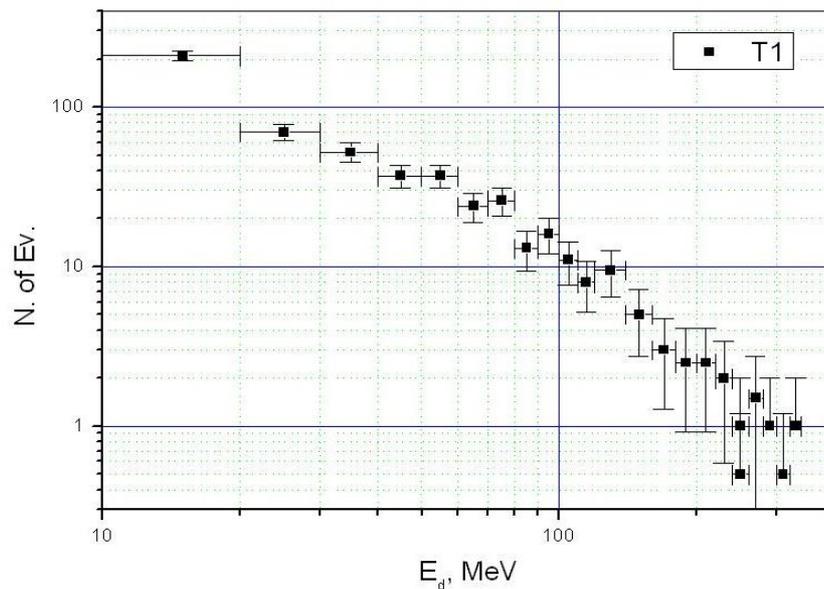


Рисунок 4.14. Спектр энерговыделений нейтронов в числе событий

В диапазоне от 30 – 100 МэВ кривая описывается зависимостью $\frac{dN}{dT_n} = A \cdot T^{\alpha_1}$,

$\alpha_1 = -1.1 \pm 0.3$ в диапазоне от 100 до 450 $\frac{dN}{dT_n} = B \cdot T^{\alpha_2}$, $\alpha_2 = -2.1 \pm 0.1$, где $A = 2817$,

$B = 266323$.

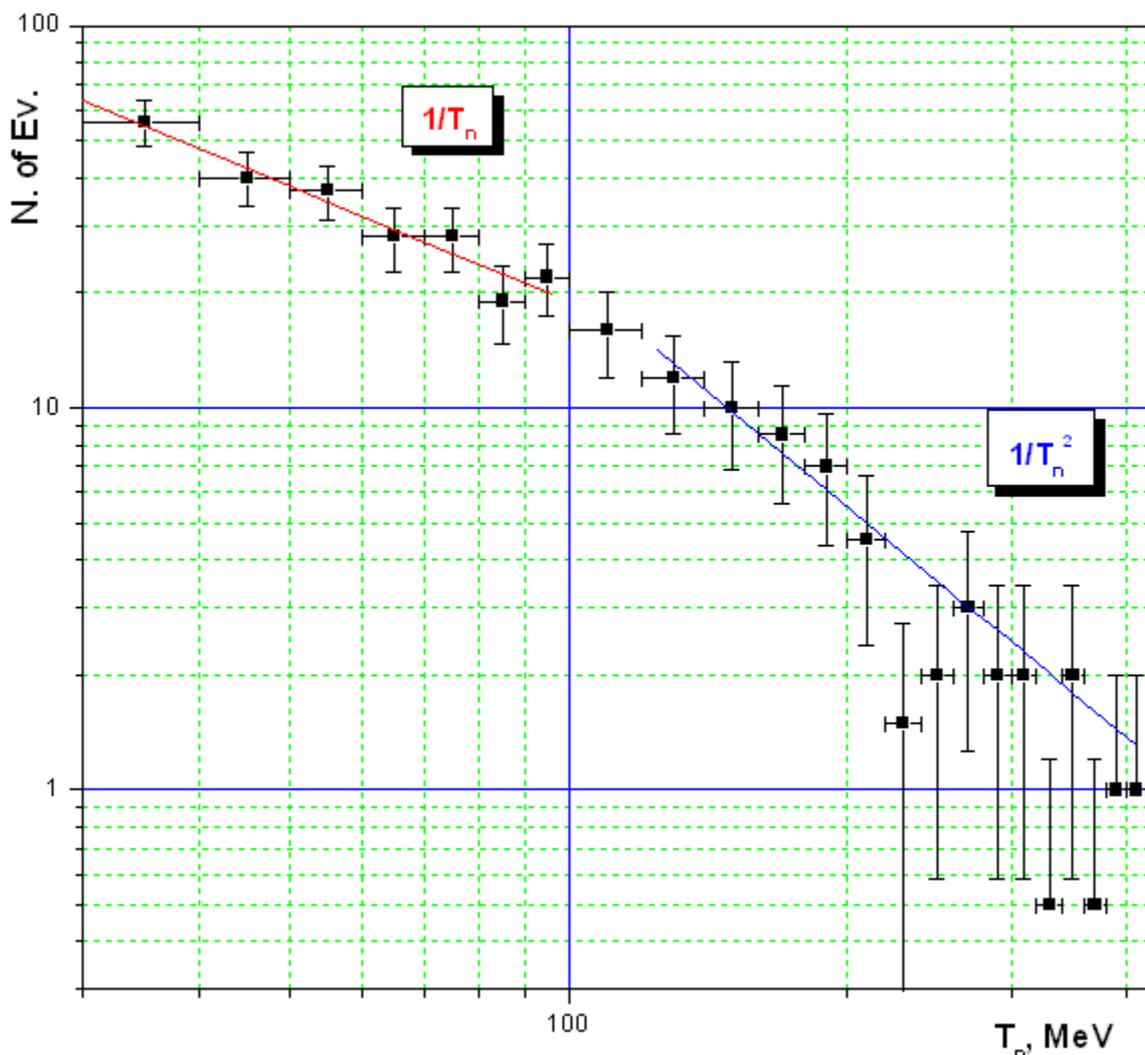


Рисунок 4.15 Энергетический спектр нейтронов в числе событий.

Набор экспериментальных данных по измерению спектра нейтронов, образуемых мюонами под землей, ограничен. Спектр изолированных нейтронов в диапазоне 18 – 92 МэВ (Рисунок 4.16), образованных мюонами в соли, был получен на 105 тонном Артемовском сцинтилляционном детекторе «Коллапс» [68], расположенном на глубине 570 м.в.э. в соляной шахте. Детектор

представляет собой цилиндр диаметром 5.6 м и высотой 5.5 м (Рисунок 4.18). Объем детектора (130 м^3) просматривается 128 фотоумножителями ФЭУ-49, разбитыми на 4 сектора, работающими в режиме совпадения при пороге 1 МэВ в каждом плече [77].

Форму энергетического спектра нейтронов можно описать зависимостью $F^{\text{is}}(T_n) = cT_n^{-0.5 \pm 0.1}$.

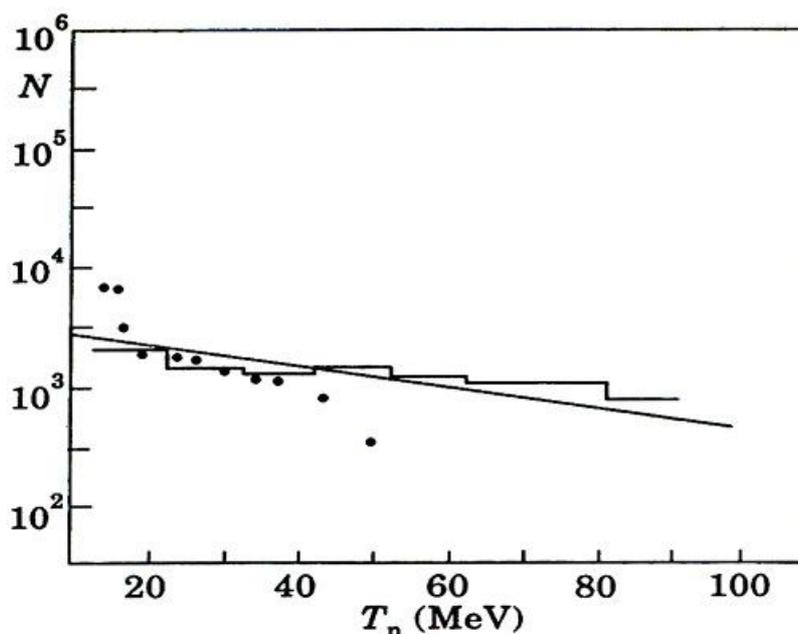


Рисунок 4.16 Энергетический спектр изолированных нейтронов, выходящих из грунта. Гистограмма – данные [68], прямая – результаты расчета по Монте-Карло. Сплошные кружки – данные Бартона [78]; укрупнение спектра в области $>40 \text{ МэВ}$ объясняется уменьшением эффективности регистрации нейтронов с энергией $>40 \text{ МэВ}$, что не было учтено в [78].

Помимо эксперимента АСД спектр $F^{\text{is}}(T_n)$ был измерен в работе [78] на глубине 60 м.в.э. в диапазоне $T_n = 10 - 50 \text{ МэВ}$. Детектор нейтронов представлял собой цилиндрический контейнер с диаметром 175 мм и длиной 175 мм, содержащий 3.85 кг ^{213}Ne (рис. 4.20). Контейнер просматривался одним фотоумножителем с диаметром катода 110 мм. Два счетчика работали в режиме антисовпадений. Толщина свинцового экрана – 5 см. Нейтроны отбирались по импульсам дискриминатора.

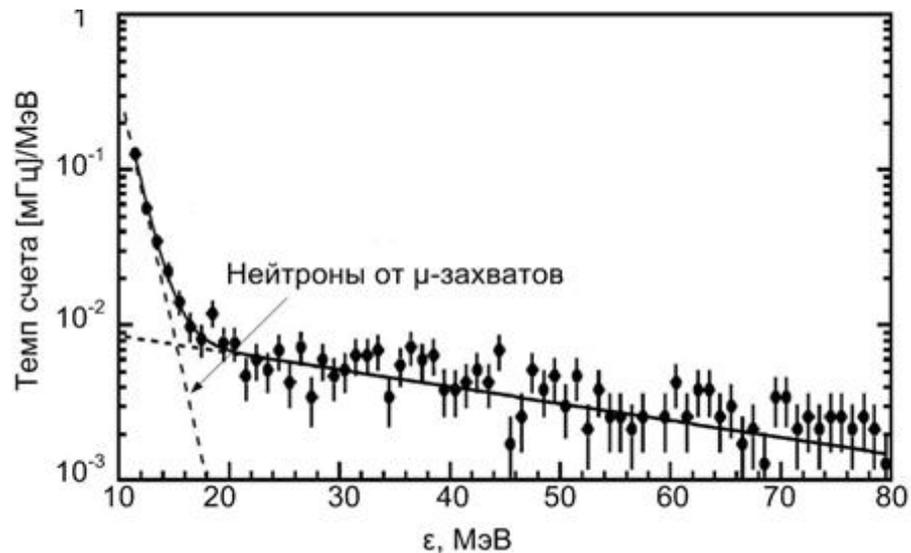


Рисунок 4. 17 Спектр регистрируемых энерговывделений быстрых нейтронов от мюонов космических лучей в установке KARMEN (●).

В перекрывающемся с данными АСД интервале 20 – 40 МэВ измеренный спектр согласуется с нашими результатами. Укрупнение спектра в области >40 МэВ объясняется уменьшением эффективности регистрации нейтронов с энергией >40 МэВ, что не было учтено в представленных данных.

Спектр $F^s(T_n)$ был получен в эксперименте KARMEN для $T_n = 20 - 80$ МэВ [15]. Детектор содержал жидкостный сцинтилляционный калориметр объемом 65 м^3 , окруженный стальной защитой с массой 7000 тонн и двумя слоями пластических сцинтилляторов вето-системы, фиксирующими мюоны, которые не пересекают калориметр. Нейтроны генерировались мюонами в слое железа фиксированной толщины, окружающем детектор нейтронов (рис. 4.19). Полученный спектр имеет форму $F^s(T_n) \propto \exp(-T/T_0)$ с $T_0 = 42$ МэВ (рис. 4.17, которой в двойном логарифмическом масштабе соответствует зависимость $\sim T_n^{-1}$).

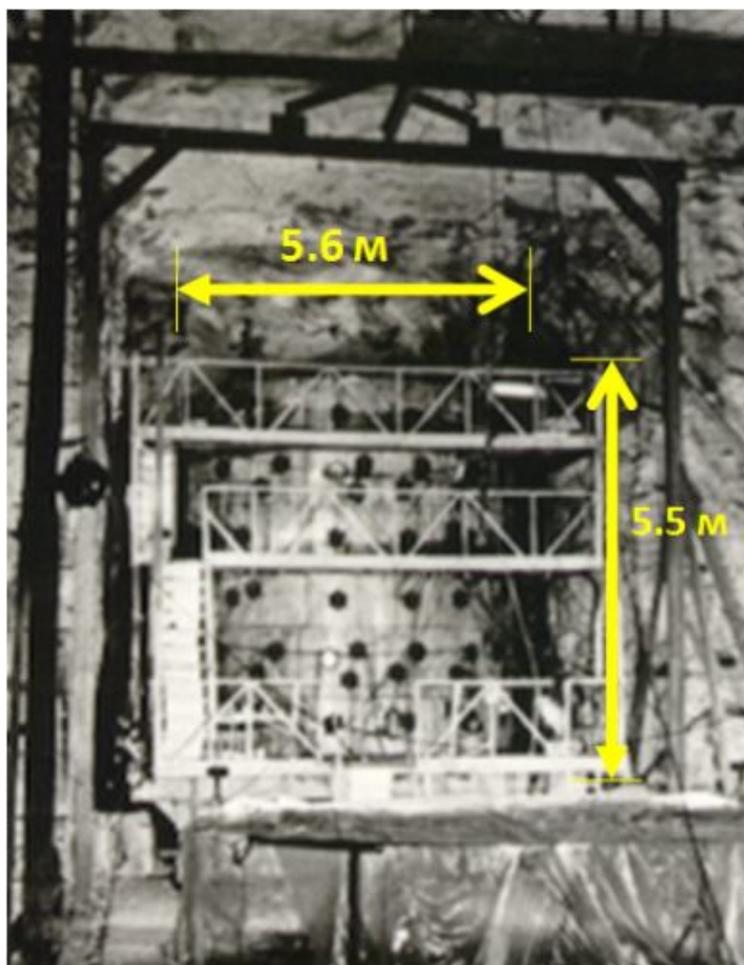


Рисунок 4.18 Сцинтиляционный детектор «Коллапс».

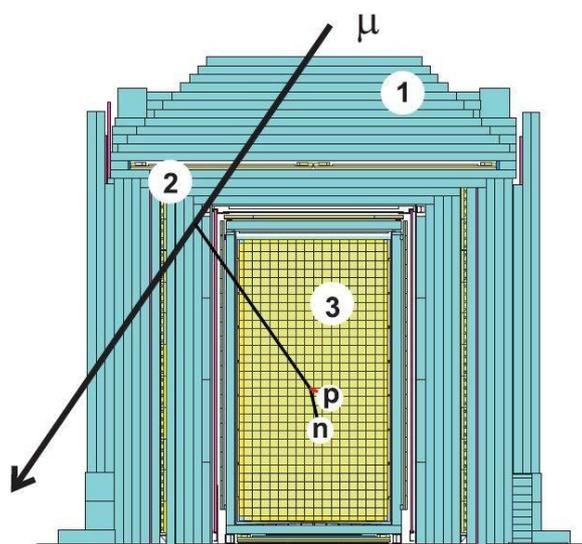


Рисунок 4.19 Детектор KARMEN:

1 - стальная защита с массой 7000 тонн, 2 - вето-система из пластиковых сцинтилляторов, 3 – жидкостный сцинтилляционный калориметр.

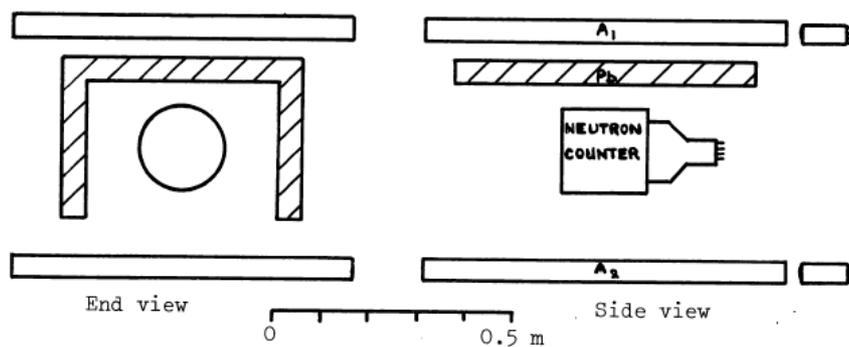


Рисунок 4.20 Схема установки Бартона

Эксперименты KARMEN и LVD, в которых измерялись спектры нейтронов в источнике $F^s(T_n)$, находятся на разных глубинах. Следовательно, мюоны в местах расположения детекторов имеют разные энергии \bar{E}_μ . Но, в силу независимости формы спектра $F^s(T_n)$ от \bar{E}_μ , можно сравнивать измеренные детекторами спектры генерации нейтронов по форме между собой. Спектры согласуются в общем для них диапазоне T_n от 30 до 80 МэВ, следуя закону T_n^{-1} . Спектр генерации нейтронов мюонами $T_n = 100 - 450$ МэВ получен впервые. Его форму можно описать зависимостью T_n^{-2} вплоть до 450 МэВ. Исходя из механизма образования нейтронов в h -ливнях, можно предположить, что она не изменится и при $T_n > 450$ МэВ. Важным вопросом является энергия перегиба T_n^* , которая в наших измерениях находится в районе 100 МэВ. Величина T_n^* сильно зависит от точности процедуры пересчета энерговыделения ε_n к энергии T_n . Уточнение деталей этой процедуры может привести к смещению энергии T_n^* , но не изменит форму спектра, как до перегиба, так и после.

4.4 Множественность нейтронов при поглощении отрицательного мюона ядром Fe.

4.4.1 Метод измерения

Множественность нейтронов, инициируемых захватами отрицательных мюонов ядрами, представляет интерес с точки зрения исследования атомных свойств мезоатома и структуры конкретного ядра.

Средняя множественность ν_c нейтронов, образующихся в μ^- -захватах, изучается с 50-х годов [48], но число имеющихся данных невелико. Результаты измерений в зависимости от массового числа A характеризуются большим разбросом. Это связано с тем, что ν_c зависит от структуры ядра, например, величина ν_c для четно-четных ядер ниже, чем у ядер с близкими значениями A . Зависимость $\nu_c(A)$ можно описать функцией $\nu_c \propto A^{0.2}$, довольно приближенно отражающей тенденцию изменения ν_c от A в измерениях [79]. Так как детектор состоит из сцинтиллятора (ЖС) и железа, наши мюонные данные содержат информацию о нейтронах, образованных как в μ^-C , так и в μ^-Fe -захватах. Но метод измерений не позволяет разделить зарегистрированные нейтроны на образованные в ЖС или в Fe. Ниже будет показано, что с удовлетворительной точностью мы можем получить величину ν_c только для μ^-Fe -захватов. Для этого необходимо знать зарядовый состав k потока мюонов на глубине установки LVD.

Среди зарегистрированных 116710 мюонных событий имеются 1311 не идентифицируемых событий (N_{unid}). По выбранным критериям установления вида мюонного события их нельзя отнести ни к одномюонным, ни к группам мюонов (табл. 4.1). В соответствии с методом установления вида мюонного события (Глава 2) N_{unid} – события могут соответствовать остановкам мюонов (N_{st}) и одномюонным ливневым событиям ($N_{sh}^{1\mu}$), то есть одиночным мюонам с ливневым сопровождением. Нейтроны образуются при захватах отрицательных мюонов ядрами, в нашем случае – ядрами C и Fe. Вероятность μ^-p -захвата ядром водорода в ЖС мала, она составляет $\sim 1/200$ от вероятности μ^-C -захвата в ЖС

Выше, в Главе 3, было определено, что при избытке μ^+ в потоке мюонов $R^+ = N^+/N^- = 1.26$ число μ^- -остановок (N_{st}^-) составляет 44% от полного числа N_{st} . Количество остановок пропорционально массе вещества, следовательно, при отношении масс $M_{ЖС}/M_{Fe} = 1.21$ число μ^- -остановок в сцинтилляторе $N_{st}^- (ЖС) = 0.55 N_{st}^-$, в железе $N_{st}^- (Fe) = 0.45 N_{st}^-$. Учитывая долю μ^-C -захватов 7.6 % (остальные μ^-_{st} в ЖС распадаются) и μ^-Fe -захватов (91% от μ^-_{st} в Fe), получаем доли захватов 1.8% μ^-C и 18% μ^-Fe от числа всех остановок N_{st} .

Принимая во внимание: а) незначительное число μ^-C –захватов, б) небольшое отличие эффективностей регистрации нейтронов, рожденных в ЖС (77%) и Fe (64%), в) слабую зависимость $\bar{v}_c \propto A^{0.2}$, будем считать все захваты и появляющиеся в них нейтроны связанными с ядрами Fe.

В таком случае число μ^-Fe –захватов $N_c(Fe)$ составляет 20% от N_{st} , ($N_c(Fe) = 0.2 N_{st}$) и можно написать уравнение баланса для нейтронов в N_{unid} – событиях:

$$0.2 N_{st} v_c + N_{sh} v_{sh}^\mu = N_n^{tot}, \quad (4.4)$$

здесь $N_{sh} = N_{unid} - N_{st}$ – число одномюонных ливней в N_{unid} –событиях;

$v_{sh}^\mu = 2.1$ – среднее количество нейтронов в одномюонном ливневом событии (табл. 4.1);

$N_n^{tot} = 1475$ – полное число нейтронов, образованных в N_{unid} –событиях (из Таблицы 4.1);

v_c – среднее количество нейтронов от μ^-Fe –захвата.

Число остановок N_{st} во внутренней части башни определим по формуле

$$N_{st} = N_{ev}^{tot} R_{st} = N_{ev}^{tot} \frac{\beta \rho l \gamma_{\pi,K}}{\bar{E}_\mu (\gamma_{\pi,K} - 1)} \quad (4.5)$$

где $N_{ev}^{tot} = 116710$ – полное количество мюонных событий;

R_{st} – вероятность остановки мюона в слое 505 г/см^2 из потока мюонов с показателем $\gamma = 2.75$;

$\beta = 2.0$ – МэВ/(г/см²) – ионизационные потери мюона с энергией около 1 ГэВ в веществе со смешанным составом ЖС + Fe;

$\gamma_{\pi,K} = 2.75$ – показатель спектра мюонов;

$\bar{E}_\mu = 270 \text{ ГэВ}$ – средняя энергия одиночных мюонов на глубине LVD;

$\rho l = 505 \text{ г/см}^2$ – длина пробега мюона во внутреннем объеме башни.

Используя формулу (4.5), определим величину R_{st} и количество N_{st} :

$$R_{st} = \frac{2.75 \cdot 2 \text{ МэВ} \cdot 10^{-3} \cdot 505 \text{ г/см}^2}{1.75 \cdot 270 \text{ МэВ}} = 5.9 \cdot 10^{-3}, \quad N_{st} = 116710 \cdot 5.9 \cdot 10^{-3} = 689.$$

Подставляя $N_{st} = 689$ в выражение (4.4), найдем величину средней множественности v_c нейтронов, образующихся в μ^- –захватах:

$$v_c = \frac{N_n^{\text{tot}} - (N_{\text{unid}} - N_{\text{st}})v_{\text{sh}}^\mu}{0.2N_{\text{st}}} = \frac{1475 - (1311 - 689) \cdot 2.1}{0.2 \cdot 689} = 1.22.$$

4.4.2 Величины, использованные в вычислениях

Число остановок N_{st} определялось по числу событий $N_{\text{ev}}^{\text{tot}} = 116710$, так как предполагалось, что количество остановок в событии не может быть больше единицы. Величина удельных ионизационных потерь $\bar{\beta} = 2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ является усредненной по составу вещества детектора (ЖС – 55%, Fe – 45%) для мюона с энергией около 1 ГэВ, которую он теряет (и останавливается) на длине $\rho l = 505 \text{ г/см}^2$. Количество образующихся в $\mu^- \text{Fe}$ -захватах нейтронов было определено с помощью величины эффективности регистрации $\eta = 0.64$ (табл. 4.1), так как все захваты считались $\mu^- \text{Fe}$ -захватами.

Для определения множественности v_c необходимо знать число нейтронов $v_{1\mu}^{\text{sh}}$ в ливне, образованном мюоном в одномюонном событии.

Именно однократные мюоны с ливнем и остановки мюонов составляют N_{unid} – события. Величина $v_{1\mu}^{\text{sh}}$ не содержит «прямых» нейтронов, то есть образованных непосредственно мюоном в реакции фоторождения посредством виртуального фотона. Ее можно найти из выражения для баланса числа нейтронов в ливневых событиях:

$$0.21 N_{1\mu}^{\text{sh}} + v_{1\mu}^{\text{sh}} \cdot N_{1\mu}^{\text{sh}} + 0.21 N_{1\mu}^{\text{k}\mu} + v_{\text{k}\mu}^{\text{sh}} \cdot N_{\text{k}\mu}^{\text{sh}} = (N_n^{\text{gen}})^{\text{sh}}. \quad (4.6)$$

В этом выражении:

$0.21 n/1\mu$ – число «прямых» нейтронов, генерируемых мюоном без ливневого сопровождения (Табл. 1);

$N_{1\mu}^{\text{sh}}$ – количество одномюонных событий с ливневым сопровождением;

$N_{\text{k}\mu}^{\text{sh}}$ – количество мюонных групп с ливневым сопровождением (в каждой группе не больше одного ливня);

$N_{1\mu}^{\text{k}\mu}$ – количество мюонов в мюонных группах с ливневым сопровождением;

$(N_n^{\text{gen}})^{\text{sh}} = 52857$ – число нейтронов, образованных в ливневых событиях;

$v_{k\mu}^{sh} = (381 \text{ ГэВ} / 270 \text{ ГэВ})^{0.78} v_{1\mu}^{sh} = 1.3 v_{1\mu}^{sh}$ – число нейтронов в ливне, образованном мюоном в мюонной группе, коэффициент 1.3 учитывает зависимость множественности нейтронов в ливне от средней энергии мюонов \bar{E}_μ в одномюонных событиях ($\bar{E}_\mu = 270 \text{ ГэВ}$) и в мюонных группах ($\bar{E}_\mu = 381 \text{ ГэВ}$).

Для установления величины $v_{1\mu}^{sh}$ в ливневых событиях нужно определить количества $N_{1\mu}^{sh}$, $N_{k\mu}^{sh}$ и $N_{1\mu}^{k\mu}$, которые связаны соотношениями: $N_{1\mu}^{sh} + N_{k\mu}^{sh} = 19603$, $N_{1\mu}^{k\mu} = 3.54 N_{k\mu}^{sh}$.

Сечение образования ливня для эффективных энергий мюонов на глубинах около 3000 м в.э. практически неизменно. Поэтому доли однократных и множественных мюонов в ливневых событиях такие же, как и в безливневых: 1μ – 75.5%, $k\mu$ – 24.5 %. Учитывая среднюю кратность отобранных групп 3.54 (табл. 4.1), получаем доли $N_{1\mu}^{sh} = 46.5\%$, $N_{k\mu}^{sh} = 53.5\%$.

Следовательно, $N_{1\mu}^{sh} = 9115$, $N_{k\mu}^{sh} = 10488$, $N_{1\mu}^{k\mu} = 37127$ и уравнение (4.6) приобретает вид:

$$0.21 \cdot 9115 + v_{1\mu}^{sh} \cdot 9115 + 0.21 \cdot 37127 + 1.3 v_{1\mu}^{sh} \cdot 10488 = 52857,$$

$$\text{отсюда } v_{1\mu}^{sh} = 1.896.$$

Число нейтронов v_{sh}^μ в одномюонном ливневом событии больше величины $v_{1\mu}^{sh}$ на количество нейтронов «прямой» генерации – 0.21. В результате получаем $v_{sh}^\mu = v_{1\mu}^{sh} + 0.21 = 2.1$, эта величина используется в формуле (4.4).

4.3. Ошибки определения множественности v_c .

В соответствии с формулой (4.4) статистическая ошибка $\sigma_{\text{стат}}(v_c)$ определяется количеством нейтронов $N_n^{\text{gen}} = 574$ (табл. 4.1), зарегистрированных в unid – событиях:

$$\sigma_{\text{стат}}(v_c) = \sigma_{\text{стат}}(N_n^{\text{tot}}) = \sigma_{\text{стат}}(N_n^{\text{gen}}) = 1/\sqrt{574} = 1.74 \cdot 10^{-3}.$$

Систематическая ошибка $\sigma_{\text{сист}}(v_c)$ включает в себя ошибки определения величин в формуле (4.4):

- а) N_{st} , зависящей от (формула (4.4)) $\bar{E}_\mu = 270 \pm 18$ ГэВ ($\sigma = 0.067$), β ($\sigma = 0.05$), ρl ($\sigma = 0.01$);
- б) N_n^{tot} ($\sigma_{\bar{0}} = 0.07$);
- в) v_{sh}^μ ($\sigma_B = 0.07$).

Вычисляя ошибку для N_{st} ($\sigma_a = 0.083$), получаем полную ошибку определения величины v_c :

$$\sigma_{сист}(v_c) = \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_{\bar{0}}^2 + \sigma_B^2} = 0.129.$$

Величины ошибок связаны неравенством $\sigma_{сист}(v_c) \gg \sigma_{стат}(v_c)$, поэтому статистической ошибкой можно пренебречь. В таком случае ошибка определения множественности v_c составляет 13%: $v_c = 1.22 \pm 0.16$.

Полученное значение v_c в пределах ошибок хорошо согласуется с установленной в измерениях величиной $v_c = 1.125$ [80]. Согласие демонстрирует хорошую точность проведенной ранее (Глава 2) классификации мюонных событий (одиночные, мюонные группы, мюоны с ливнями), а также правильность определения числа нейтронов и разделения нейтронов по типу мюонных событий (Глава 4).

Заключение

Основными результатами представленной работы являются:

1. Разработаны методы определения характеристик потока мюонов на основе особенностей установки LVD. На глубине $H = 3300$ м.в.э. определены: угловое распределение мюонов, распределение мюонных групп по кратности, декогерентная кривая, зарядовый состав мюонов.

2. С использованием установленных характеристик потока мюонов получена средняя множественность нейтронов в μ^- Fe-захватах.

3. Разработан прямой метод измерения в структуре LVD генерации нейтронов в различных веществах при средней энергии мюонов 280 ГэВ. Прямым методом определена величина генерации нейтронов в железе $Y_{Fe} = 16 \cdot 10^{-4} n/\mu/(\text{Г} \cdot \text{см}^2)$.

4. Установлена форма дифференциального энергетического спектра нейтронов $F_n^s(T_n)$ в диапазоне энергий нейтронов T_n от 30 до 450 МэВ.

В заключение считаю своим приятным долгом поблагодарить научного руководителя чл.-корр. РАН Ряжскую Ольгу Георгиевну за предложенную тему, постоянный интерес к работе, плодотворные дискуссии и советы.

Я признательна всему коллективу лаборатории ЭМДН за поддержку и дружескую помощь во время работы над диссертацией. Хотелось бы поблагодарить Е.А. Добрынину и В.Ф. Якушева за помощь в обработке экспериментальных данных и полезные обсуждения, В.В. Кузнецова за помощь в настройке программного обеспечения.

Хочу искренне поблагодарить В.И. Гуренцова, под чьим руководством была разработана программа восстановления треков мюонов на LVD, с помощью которой затем были определены характеристики мюонных событий.

Я признательна К.В. Мануковскому и А.В. Юдину за полезные дискуссии, позволившие глубже понять детали выполненных ими расчетов по генерации и регистрации нейтронов, а также В.В. Бояркина за участие в расчетах при определении μ^+/μ^- -отношения.

Особую признательность хотелось бы выразить А.С. Мальгину, при непосредственном участии которого были разработаны методы определения характеристик генерации нейтронов мюонами и получены результаты по выходу и энергетическому спектру нейтронов.

Не могу не поблагодарить итальянских коллег по коллаборации LVD за совместную экспериментальную работу, заинтересованные обсуждения полученных результатов и полезные предложения – Вальтера Фульджионе, Джанмарко Бруно, Марко Селви, Карло Вигоритто, Андреа Молинару.

Список сокращений и обозначений

- LVD – Large Volume Detector – Детектор Большого Объема;
- ЦЕРН (CERN) – Европейский Центр ядерных исследований;
- М.в.э. – метры водного эквивалента;
- ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;
- ЖС – жидкий сцинтиллятор;
- УС – уайт –спирит;
- PPO –2,5 –дифенилоксазол (Polyphenol oxidase)
- POPOP – 1,4-ди[2-(5-фенилоксазолил)]-бензол
- ADC - амплитудно-цифровой преобразователь
- TDC – время-цифровой преобразователь
- НЕТ – High Energy Threshold – триггер высокоэнергетического порога;
- LET – Low energy Threshold – триггер низкоэнергетического порога;
- n_μ - множественность мюонных групп;
- ПВХ – поливинилхлорид;
- Y_n – выход нейтронов – среднее число нейтронов, генерированных мюоном в 1 г/см^2 ;
- A – массовое число;
- \bar{E}_μ - средняя энергия мюона;
- $\langle y \rangle$ - выход нейтронов в веществе установки;
- МК – Монте – Карло;
- t –объем (target) – геометрическая зона в установке, используемая как мишень;
- d –объем (detector) – геометрическая зона в установке, используемая как детектор;
- em-, h-каскад – электромагнитный, адронный каскад;
- ν_c – средняя множественность нейтронов;
- T_n – кинетическая энергия нейтрона;
- E_d – полное регистрируемое энерговыделение нейтрона;
- $F^{is}(T_n)$ – спектр изолированных нейтронов;

$F^s(T_n)$ – спектр нейтронов в источнике;

R_{st} – вероятность остановки мюона.

Список литературы

- [1] - В. С. Мурзин, Физика космических лучей, // М.: Изд-во МГУ. - 1970. - 285 с.
- [2] – Г. Т. Зацепин, О. Г. Рязская, «Расчет генерации нейтронов μ -мезонами для различных глубин в грунте» // Изв. АН СССР, Сер. физ. – 1965. –N. 29. –с. 1946.
- [3] – Borexino collaboration (G. Alimonti et al.) «The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso», //Nucl. Inst. and Meth. – 2009. -A600. – p.568.
- [4] – T. Araki et al «Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND» //Nature. – 2005. - N436. –p. 499-503.
- [5] – GERDA Collaboration (A. Bettini et al) «Germanium detector array. Search for neutrino-less $\beta\beta$ Decay of ^{76}Ge » // Nucl. Phys. – 2007. –B 168 – p. 67.
- [6] – R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, R. Cerulli, C. J. Dai, H. L. He, A. Incicchitti, H. H. Kuang, J. M. Ma, X. H. Ma, F. Montecchia, F. Nozzoli, D. Prospero, X. D. Sheng, Z. P. Ye, R.G. Wang, Y.J. Zhang, «Investigation on light Dark Matter»,// Mod. Phys. Lett. -2008. - A23 – 2125.
- [7] – R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, C. J. Dai, A. d'Angelo, A. Di Marco, H. L. He, A. Incicchitti, X. H. Ma, F. Montecchia, X. D. Sheng, R. G. Wang and Z. P. Ye, «DAMA/LIBRA results and perspectives» // J. of Physics: Conf. Ser. – 2012. – 375. – 012002.
- [8] – ICARUS-Collaboration (C. Rubbia et al) "Underground operation of the ICARUS T600 LAr-TPC: first results" // Journal of Instrumentation. 2011. - 6 (07) – 7011.
- [9] – M. Wurm et al. (2010). «The Physics Potential of the LENA Detector», // arXiv:1004.3474
- [10] – Abe, K.; et al. (2011). «Letter of Intent: The Hyper-Kamiokande Experiment. Detector Design and Physics Potential» // ArXiv:1109.3262

[11] - Martin Annis, Homer C. Wilkins, and John D. Miller «Nuclear Interaction of Fast μ Mesons» // Phys. Rev. -1954. – 94. – p.1038.

[12] – Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, «Образование нейтронов в Pb, Cd, Fe и Al под действием μ -мезонов космического излучения на глубине 150 м водного эквивалента» // Яд. Физ. – 1968. – 7. –с. 770.

[13] - О.Г. Рязская, Исследование ядерных взаимодействий мюонов космических лучей с веществом. Диссертация на соискание ученой степени к. ф. м. н. (ФИАН, Москва, 1970), с. 156.

[14] – Л.Б. Безруков и др., «Исследование зависимости ядерных эффектов, вызываемых мюонами космических лучей, от глубины грунта» // Яд. Физ. – 1973. – 17. –с . 98.

[15] – Y.-F. Wang et al., «Predicting Neutron Production from Cosmic-ray Muons» // Phys. Rev. D – 2001. – 64. – 013012.

[16] – H. M. Araujo' et al., «Muon-induced neutron production and detection with GEANT4 and FLUKA» // Nucl. Instrum. Methods A. – 2005. – 545. – p. 398.

[17] А.С. Мальгин, О.Г. Рязская «Нейтроны от мюонов под землей» // Яд. Физ., – 2008. – т. 71. – № 10. – с. 1800-1811.

[18] T. Hagner, R. von Hentig, B. Heisinger, L. Oberauer, S. Schonert, F. von Feilitzsch, E. Nolte, «Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors», // Astroparticle Physics. – 2000. – 14. –p. 33-47.

[19] L. Bergamasco, S. Costa, and P. Picchi, «Experimental Results on Neutron Production by Muons at 4300 m w.e.» // Nuovo Cimento A. – 1973. – N 13. – p. 403.

[20] M. Aglietta et al., «Neutron Flux Generated by Cosmic-Ray Muons at 5200 hg/cm² s.r. Underground. Depth-Neutron Intensity Curve» // Nuovo Cimento. – 1989. – v. 12C. - N 4. – p. 467.

[21] S. Abe et al., «Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND» // Phys. Rev.C81. – 2010. – p. 025807.

[22] R. Persiani, «Measurement of the muon-induced neutron flux at LNGS with the LVD experiment»// PhD Thesis University of Bologna. – 2011. – 135p.

[23] L. Reichhart et al., «Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead» // arXiv:1302.4275. - 2013.

[24] G. Bellini et al. «Cosmogenic Backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth» // JCAP. – 2013. – 08. – p.049.

[25] Н.Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD) и Н.М. Соболевский. «Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD». Изв. РАН Сер. Физ. – 2009. – т. 73. - №5 – с. 666-667.

[26] G. Bari et al., “LVD at Gran Sasso” // Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A, – 1988. – 264. – pp. 5–17.

[27] Aglietta M. et al., “The Most Powerful Scintillation Supernova Detector LVD” // Il Nuovo Cimento A. – 1992. – 105A. – № 12. – p. 1793 – 1804.

[28] MACRO Collaboration (M. Ambrosio et al) «Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories» //Astroparticle Physics. – 2003. – 19. – p. 313–328.

[29] Badino G., Bologna G.F., Castagnoli C. et al. «The 90 ton Liquid Scintillation Detector in the Mont Blanc Laboratory »// Nuovo Cimento. – 1984. – C7. – p. 573.

[30] Воеводский А.В., Дадыкин В.Л., Ряжская О.Г. «Жидкие сцинтилляторы для больших сцинтилляционных счетчиков» // ПТЭ. – 1970. – N1. –с. 85.

[31] Леонтьева С.А. «Газохроматографический анализ воздуха производственных помещений на содержание углеводов» // Журн. аналит. химии. –1977. –Т. 32. –Вып. 8. –с. 1638-1645.

[32] О.Г. Ряжская, Л.Н. Степанец, «Исследование послеимпульсов, сопровождающих основной сигнал в фотоумножителях» //, ПТЭ – 1975. –№5. – с. 174-176.

[33] Н. Ю. Агафонова, В. В. Бояркин, А. С. Мальгин, «Временные характеристики Светосбора в жидкостном сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением» // ПТЭ. – 2010. – №6. – с. 29-33.

[34] A. Bigongiari et al. “High modularity fast charge-time digitizer in neutrino burst detection” // - NIM A. –1990. – N 288. – p. 529.

[35] A. Porta. Tesi di Dottorato di Ricerca in Fisica «Energy measurement in LVD to reconstruct Supernova neutrino emission»// Universita di Torino. – 2005. –148 с.

[36] – Kudryavtsev V.A., Ryazhskaya O.G. “Energy calibration of LVD scintillation counters using cosmic ray muons” // Preprint LNGS 92/26/ - LNGS, Gran Sasso (Italy). - 1992.

[37] Н. Агафонова и др. «Нейтроны, генерированные мюонами на установке LVD»// Изв. РАН Сер. физ. – 2013. – Т. 77. – № 11. – с. 1587.

[38] – Н.Ю. Агафонова «Изучение глубинного хода мюонных пар высоких энергий с помощью сцинтилляционного детектора большого объема» // Диплом инженера-физика МИФИ. – Москва. – 1999. 120 с.

[39] The MACRO Collaboration, «Estimate of the primary cosmic ray composition from a multi-parametric fit of MACRO multimMuon events»// Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). – 1996. –V. 48. – p. 444-446.

[40] MINOS Collaboration, A. Blake, «Multiple muons at the Far detector»// Talk Cambridge University. – 2006.

[41] S.M. Kasahara et al, «A Study of Cosmic Ray Composition in the Knee Region using Multiple Muon Events in the Soudan 2 Detector» // Phys. Rev. – 1997. – D 55. – p. 5282–5294.

[42] Будко Е.В., Воеводский А.В., Догужаев В.А. и др., «Группы мюонов высокой энергии и химический состав первичных космических лучей» // Изв. АН СССР, сер. физ. – 1985. – т. 49. – N 7. – с. 1373

[43] Stenkin Yu.V. and Tsyabuk A.L. «Muon Groups Underground and Primary Cosmic Ray Mass Composition», // Proc. of 28th ICRC. –2003. –p. 1153.

[44] Н.Ю. Агафонова и др. «Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD», // Изв. РАН Сер. Физ. 2011. – т. 75. – №3. –с. 437-439.

[45] L.G. Dedenko et al and LVD Collaboration «The Study of Elemental Species or the Primary Cosmic Rays at Energies 1013 - 1016 eV by the LVD Experiment». // Proc. of 28th ICRC, Tsukuba, Japan. –2003. – V. 3/7. –p. 1135-1138.

[46] L.G. Dedenko et al and LVD Collaboration «The Evidence for the Variation of the Mass Composition with Energy in the Region of the Knee by the LVD Experiment». // Proc. of 28th ICRC, Tsukuba, Japan. –2003. – V. 3/7. –p. 1139-1142.

[47] LVD Collaboration (M. Aglietta et al) «Neutrino-induced and atmospheric single-muon fluxes measured over five decades of intensity by LVD at Gran Sasso laboratory» // Astropart. Phys. –1995. – 3. – p.311-320.

[48] О.А. Вайсенберг, «Мю-мезон» // Москва: Наука. – 1964. – 399с.

[49] E.V. Bugaev et al., «Atmospheric muon flux at sea level, underground and underwater» // Phys. Rev. – 1998. – D58. – p. 054001.

[50] G. K. Ashley II, J.W. Keuffel, and M.O. Larson, «Charge ratio of ultra-high-energy cosmic-ray muons» // Phys. Rev. – 1975. –D 12. – 1. – p.20-35.

[51] The L3 Collaboration, «Measurement of the Atmospheric Muon Spectrum from 20 to 3000 GeV» // arXiv:hep-ex/0408114. – 2004.

[52] MINOS Collaboration (P. Adamson et al) «Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with MINOS» // Phys. Rev. – 2007. –D 76. –p. 052003.

[53] MINOS Collaboration (P. Adamson et al) «Measurement of the underground atmospheric muon charge ratio using the MINOS Near Detector» // Phys. Rev. – 2011. –D 83. – p. 032011.

[54] OPERA collaboration (N. Agafonova et al) «Measurement of the cosmic ray muon charge ratio with the OPERA experiment», // Eur. Phys. J. – 2010. – C 67. – p. 25-37.

[55] CMS Collaboration «Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the CMS detector» // Phys. Lett. – 2010. –B 692. – p. 83-104.

[56] Л.В. Волкова «О потоках мюонов космических лучей при высоких и сверхвысоких энергиях», Известия РАН. Сер. физ., – 2007. – т. 71. – № 4. – с.577.

[57] Л. В. Волкова, Г. Т. Зацепин «Кварк-глюонное состояние вещества и положительный избыток мюонов космических лучей при высоких энергиях» // Яд. Физ. – 2008. – Т. 71. – № 10. – с. 1812-1821.

[58] The BRAHMS collaboration (Arsene I., Bearden I.G., Beavis D. et al) «Quark Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment» // Nucl. Phys.A. –2005. –v.757. – p.1, Preprint nucl-ex/0410020.

[59] N. Agafonova et al., OPERA Coll. «Measurement of TeV atmospheric muon charge ratio with the full OPERA data», // arXiv:1403.0244. –2014.

[60] LVD Collaboration (N. Agafonova et al) «The Muon Decay and Muon Capture Detection with LVD» // Proc. of 29th ICRC, Pune. –2005. – 6. –p. 69 – 72.

[61] Dadykin V.L., Korchagin V.B., Mal'gin A.S. et al., « μ -e decay investigation at the Mt. Blanc station» // Proc. of 17th ICRC, held in Paris, France. –1981. – V. 7. – p.187.

[62] Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, «Образование нейтронов в Pb на глубине 150 м вод. экв. под действием μ -мезонов космического излучения, идущих под большими зенитными углами» // Яд. Физ. –1970. – 12. –с. 340.

[63] Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Р. М. Яковлев, «Образование нейтронов в Pb, Cd, Fe, Al и деление ядер Pb космическим излучением в интервале глубин 0 – 1000 м вод. экв.» // Яд. Физ. – 1971. – 13. –с. 791.

[64] L. Bergamasco, «Experimental results on the pion and neutron production by muons at 60 and 110 m w.e» // Il Nuovo Cimento. –1970. – В 66(1) –p.120-128.

[65] Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, Е.А. Добрынина, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) «Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD». Известия РАН, Сер. Физ. – 2005. – Т.69. –№3. – с. 400-402.

[66] D.-M. Mei and A. Hime, «Muon-induced background study for underground laboratories» // Phys. Rev. –2006. – D 73. –p. 053004.

[67] G. Grupen, A.W. Wolfendale and E.C.M. Young «Stopping particles underground»// Il Nuovo Cimento B. –1972. – Vol. 10. – N 1. – p. 144-154.

[68] Р. И. Еникеев и др. «Адроны, генерируемые мюонами космических лучей под землей» // Яд. Физ. –1987. –т. 46. – с. 1492.

[69] К.В. Мануковский, О.Г. Рязская, Н.М. Соболевский, А.В. Юдин «Генерация нейтронов мюонами космических лучей в различных материалах», Изв. РАН Сер. физ. – 2014 (в печати).

[70] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>

[71] Aglietta, M et al (LVD Collaboration) «Muon “depth-intensity” relation measured by the LVD underground experiment and cosmic-ray muon spectrum at sea level» // Phys. Rev. – 1998. – D 58. –N.9. – pp.92005.

[72] Evaluated Nuclear Data File (ENDF) <http://www-nds.iaea.or.at/endl>.

[73] Evaluated Nuclear Data File (EXFOR) <http://www-nds.iaea.or.at/exfor>.

[74] В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев «Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами», // Москва: Атомиздат. – 1972.

[75] G. Bruno, «Light output response of the LVD liquid scintillator to neutron-induced nuclear recoils» // JINST. – 2013. – 8. – T05004.

[76] N. M. Sobolevsky, A. P. Zhukov. Some Non-Typical Tasks of Hadron «Transport with the SHIELD Transport Code». // Proc. of Fourth Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments (SARE 4), Knoxville (TN). USA. – 1998. ORNL. – 1999, Ed. by T.A. Gabriel, p. 283.

[77] Береснев В.И. и др. «Стотонный сцинтилляционный счетчик для регистрации потоков антинейтрино от коллапсирующих звезд в нашей Галактике и для исследования взаимодействия мюонов высоких энергий» // ПТЭ. –1981. –№ 6. – с. 48-51.

[78] J.C. Barton «The spectrum of Neutrons at $60 \text{ hg}\cdot\text{m}^{-2}$ », // Proc. of ICRC. – 1985.

[79] D.F. Measday «The nuclear physics of muon capture», // Physics Reports. – 2001. – 354. – pp. 243–409.

[80] MacDonald, J.A. Diaz, S.N. Kaplan, R.V. Pyle, «Neutrons from Negative-Muon Capture» // Phys. Rev. – 1965. –B 139. –p. 1253.

Список рисунков

- Рис. 1.1 Расположение залов в подземной Лаборатории Гран-Сассо
- Рис. 1.2 Профиль гор над залами подземной Лаборатории Гран-Сассо
- Рис. 1.3 Сцинтилляционно-трековый модуль установки
- Рис. 1.4 Схематичный вид установки LVD
- Рис. 1.5 Ориентация установки по сторонам света.
- Рис. 1.6 Схема первой башни установки
- Рис. 1.7 Установка LVD в зале А Лаборатории Гран-Сассо
- Рис. 1.8 Сцинтилляционный счетчик установки LVD
- Рис. 1.9 Блок-схема электроники
- Рис. 1.10 Зависимость канала ADC от заряда
- Рис. 1.11 Энергетическое разрешение счетчика: точки – эксперимент, кривая – расчет
- Рис. 1.12 Функция триггерного порога LVD
- Рис. 1.13 Амплитудный спектр счетчика LVD
- Рис. 2.1 Боковой и фронтальный вид установки LVD с реконструированной тройкой мюонов
- Рис. 2.2 Распределение числа событий в зависимости от ζ
- Рис. 2.3 Распределение мюонных пар по удельным энергетическим потерям в сцинтилляторе.
- Рис 2.4. Распределение временных интервалов для групп мюонов
- Рис. 2.5 Распределение временных интервалов для одиночных мюонов
- Рис. 2.6 Распределение мюонных групп по множественности $N_{\text{соб}}(n_{\mu})$ на LVD.
- Рис. 2.7 Экспериментальные распределения, полученные на установках MACRO, MINOS, SOUDAN, BUST и LVD
- Рис. 2.8 Результаты моделирования спектра кратностей $N_{\text{соб}}(n_{\mu})$ в зависимости от химсостава ПКИ.
- Рис. 2.9 Распределение мюонных пар по расстоянию между мюонами

Рис. 2.10 Результаты моделирования кривой раздвижения в зависимости от хим. состава ПКИ

Рис 2.11 Угловая зависимость групп мюонов

Рис. 3.1 Результаты измерений зарядового отношения мюонов к.л.

Рис. 3.2 Схема процессов для мюонов, останавливающихся в веществе LVD

Рис. 3.3 Временные диапазоны для отбора событий-кандидатов

Рис. 3.4 Энергетические спектры μ^\pm - распадов в сцинтилляторе (1) и μ^+ - распадов в железе (2), рассчитанные методом Монте-Карло

Рис. 3.5 Схематичный вид событий LVD (фронтальный вид)

Рис. 3.6 Интегральное временное распределение μ^\pm - распадов в сцинтилляторе

Рис. 3.7 Интегральное временное распределение μ^+ - распадов в железе

Рис. 3.8 Решение уравнения (3.7)

Рис. 4.1. Схема эксперимента по измерению генерации нейтронов от мюонов в железе

Рис. 4.2. Энергетическое (а) и временное (б) распределения нейтронных импульсов

Рис. 4.3 Варианты конфигураций счетчиков для измерения энергетического спектра

Рис. 4.4 Распределение нейтронов по числу запускаемых счетчиков в d-объеме

Рис. 4.5 Зависимость $\sigma(T_n)$ для пр- и $n^{12}\text{C}$ взаимодействий

Рис. 4.6 Сечения реакции взаимодействия нейтрона с углеродом в диапазоне энергий от 20 до 150 МэВ

Рис. 4.7 Сечения неупругого взаимодействия нейтронов

Рис. 4.8 Вероятность взаимодействия нейтрона с веществом сцинтиллятора

Рис. 4.9 Квэнчинг для частиц – продуктов реакций взаимодействия нейтронов в сцинтилляторе детектора LVD.

Рис. 4.10 Зависимость энерговыделения в сцинтилляторе от энергии нейтрона

Рис. 4.11 Сечения взаимодействия нейтрона с железом

Рис. 4.12 Зависимость энерговыделения в сцинтилляторе от энергии нейтрона

Рис. 4.13 Временное и энергетическое распределение импульсов в t- и d-объеме

Рис. 4.14 Спектр энерговыделений нейтронов в числе событий

Рис. 4.15 Энергетический спектр нейтронов в числе событий

Рис. 4.16 Энергетический спектр изолированных нейтронов, выходящих из грунта

Рис. 4.17 Спектр регистрируемых энерговыделений быстрых нейтронов от мюонов космических лучей в установке KARMEN

Рис. 4.18 Сцинтилляционный детектор «Коллапс»

Рис. 4.19 Детектор KARMEN

Рис. 4.20 Схема установки Бартона

Список публикаций автора по теме диссертации.

- 1) Н. Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD), «Нейтроны, генерированные мюонами на установке LVD», Известия РАН сер. Физ. 2013, 77 №11, 1587-1590.
- 2) N.Yu. Agafonova et al. (LVD Collaboration), «Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation», 2013 J. Phys.: Conf. Ser.409 012139.
- 3) N. Yu. Agafonova et al., LVD Collaboration «Measurement of muon charge ratio with the Large Volume Detector» <http://arxiv.org/abs/1311.6995>. 2013.
- 4) Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD «Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD», Изв. РАН Сер. Физ., т. 75, №3, (2011), 437-439.
- 5) Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Рясный В.Г., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD, «Анализ сезонных вариаций потока мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных мюонами, в детекторе LVD» Изв. РАН Сер. Физ., т. 75, №3, (2011), 456-459.
- 6) LVD Collaboration «Horizontal muon flux measured with the LVD detector at LNGS» Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, Volume 221, December 2011, p. 345.
- 7) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, № 1, с. 52–57.
- 8) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением» ПТЭ, 2010, № 6, с. 29–33.
- 9) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Е.А. Добрынина, Р.И. Еникеев, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Г. Рясный и В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) и Н.М. Соболевский. «Энергетический спектр нейтронов,

генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD».Изв. РАН Сер. Физ. т.73, №5, 2009, с. 666-667.

10) LVD Collaboration (N. Agafonova et al.) «On-line recognition of supernova neutrino bursts in the LVD detector» *Astroparticle Physics* 28, 2008, 516-522.

11) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин «Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением», Препринт ИЯИ РАН - 1203/2008 октябрь 2008.

12) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Р.И. Еникеев, В.А. Кузнецов, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г. Рязская, В.Г. Рясный, В.Ф. Якушев «Статус эксперимента LVD» Изв. РАН Сер. физ. том 71, №4, 2007, с.586-588.

13) LVD Collaboration (N. Agafonova et al.) «Study of the effect of neutrino oscillations on the supernova neutrino signal in the LVD detector». - *Astroparticle Physics* 27, 2007, p. 254-270.

14) LVD Collaboration, «First CNGS events detected by LVD» *European Physical Journal C* 52, 2007, p. 849-855.

15) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Charge Ratio for the Muon Flux at the Depth of 3200 m.w.e.», Proc. of 20th ECRS'06, Lisbon, <http://www.lip.pt/event/2006/ecrs/proc/>

16) LVD Collaboration (N. Agafonova et al), «Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS» *Nuovo Cim.* 29C, 2006, 345.

17) Agafonova N. Yu., Boyarkin V. V., Kaurova E.V., Malgin A. S., Ryazhskaya O. G., Volkova L. V. «On the cosmic ray muon positive excess problem» *Journal of Physics: Conference Series* 39, 2006, 489.

18) LVD Collaboration, «Low energy background measurements with the LVD». *Journal of Physics: Conference Series* 39, 2006, 278.

19) LVD Collaboration, «Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector» *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 143, 2005, 518.

- 20) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Muon Decay and Muon Capture Detection with LVD». Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, 2005, 6, p. 69 – 72.
- 21) N. Agafonova et al. LVD Collaboration «The Measurement of the Total Specific Muon-Generated Neutron Yield Using LVD». Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune, 2005, 9, p.239 – 242.
- 22) Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, Е.А. Добрынина, В.В. Кузнецов, А.С. Мальгин, О.Г.Ряжская, В.Ф. Якушев (Коллаборация LVD) «Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD», Изв. АН, Сер. Физ. Т.69 №3, 2005, с. 400-402.