

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Мальгин Алексей Семенович

**Космогенные нейтроны в низкофоновых подземных
экспериментах**

01.04.16 – физика элементарных частиц и атомного ядра

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2018

Содержание

Введение	5
Глава 1.....	26
Выход космогенных нейтронов	26
1.1. Характеристики сg- нейтронов	26
1.1.1. Определения. Терминология.....	26
1.1.2. Выход сg- нейтронов.....	29
1.1.3. Компоненты выхода сg-нейтронов.....	33
1.2. Измерения выхода сg-нейтронов	36
1.2.1. Выход $Y_{ЖС}$ для жидкого сцинтиллятора	38
1.2.2. Выходы $Y_{ЖС}$ и Y_{Fe} по данным экспериментов LSD и LVD	39
1.2.3. Точность измерений выхода сg-нейтронов	46
1.3. Факторы, влияющие на величину выхода Y_n при измерениях.....	48
1.3.1. Величина энергии \bar{E}_μ	48
1.3.2. Переходный эффект	49
1.3.2.1. Переходный эффект для нейтронов в h -ливнях	52
1.3.2.2. Переходный эффект для нейтронов в em -ливнях	53
1.3.3. Флуктуация числа нейтронов в μ -событиях	56
1.4. Зависимость выхода от структуры ядра вещества.....	58
1.5. Универсальная формула для выхода сg-нейтронов	60
1.6. Выводы к первой главе	64
Глава 2.....	66
Феноменология выхода космогенных нейтронов	66
2.1. Выход заряженных пионов и нейтронов в h -ливнях	66
2.1.1. Связь выхода Y_π^\pm с ядерными потерями мюона. Феноменологическое выражение для выхода Y_π^\pm заряженных пионов в h -ливнях.....	68
2.1.2. Феноменологическое выражение для выхода Y_n^h нейтронов в h -ливнях	71
2.2. Феноменология выхода нейтронов Y_n^{em} в em - ливнях	72
2.3. Выводы ко второй главе.....	76

Глава 3.....	77
Расчеты выхода космогенных нейтронов в зависимости от \bar{E}_μ и A.....	77
3.1. Аналитические расчеты.....	77
3.2. Расчеты методом Монте-Карло.....	79
3.3. Характеристики сg-нейтронов в стандартном грунте.....	88
3.3.1. Темп образования и поток сg-нейтронов.....	93
3.3.2. Точность оценки потока сg-нейтронов в грунте.....	95
3.4. Выводы к третьей главе.....	96
Глава 4.....	97
Энергетический спектр космогенных нейтронов.....	97
4.1. Процессы формирования энергетического спектра сg-нейтронов.....	97
4.2. Образование нейтронов в h -ливнях: рассмотрение в рамках аддитивной кварковой модели сильных взаимодействий.....	101
4.3. Энергетический спектр δ -нейтронов.....	104
4.3.1. Спектр нейтронов отдачи $F(\mathcal{E}_r)$	104
4.3.2. Спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$	106
4.4. Измерения спектра генерации сg-нейтронов $F^s(T_n)$	111
4.5. Спектр изолированных сg-нейтронов $F^{is}(T_n)$	121
4.6. Доля δ -нейтронов в общем числе сg-нейтронов.....	126
4.7. Выводы к четвертой главе.....	127
Глава 5.....	130
Пространственное распределение космогенных нейтронов.....	130
5.1. Поперечное распределение сg-нейтронов с энергией выше 20 МэВ....	131
5.2. Формирование поперечного распределения сg-нейтронов с энергиями выше 20 МэВ.....	134
5.3. Поперечное распределение сg-нейтронов, генерируемых мюонами в мишенной колонне башни LVD. Сравнение поперечных распределений в области энергий выше 20 МэВ.....	138
5.4. Поперечное распределение сg-нейтронов в экспериментах KamLand, Borexino, Daya Bay.....	143
5.5. Выводы к пятой главе.....	147
Глава 6.....	149

Сезонные вариации потока космогенных нейтронов и средней энергии мюонов космических лучей под землей.....	149
6.1. Сезонные вариации интенсивности мюонов	149
6.2. Вариации sg- нейтронов	152
6.3. Сезонные вариации средней энергии мюонов на глубине LVD	158
6.3.1. Определение величины вариаций энергии \bar{E}_μ по амплитуде вариаций числа sg-нейтронов.....	158
6.3.2. О механизме температурных вариаций средней энергии мюонов на больших глубинах	159
6.4. Сезонные вариации потока sg- нейтронов	169
6.5. Выводы к шестой главе	170
Заключение	172
Список сокращений и условных обозначений	174
Список литературы	179

Введение

Актуальность диссертации

Диссертационная работа посвящена исследованию характеристик так называемых космогенных нейтронов (сг-нейтронов) – нейтронов, образуемых в веществе мюонами космических лучей. В низкофоновых подземных экспериментах по исследованию редких процессов сг-нейтроны являются основным источником трудноустраняемого фона.

Образование нейтронов мюонами космических лучей составляет особый раздел физики космических лучей. Ему сложно приписать какое-либо самостоятельное значение, поскольку процессы, приводящие к образованию нейтронов мюонами, достаточно хорошо исследованы. Это, в основном, развитие в веществе адронных и электромагнитных ливней, инициируемых мюонами высокой энергии. Трудности при определении характеристик сг-нейтронов возникают из-за взаимосвязи процессов в области высоких энергий (генерация адронных и электромагнитных ливней потоком мюонов с некоторым спектром, множественные процессы) с ядерно-физическими явлениями в области низких энергий, сопровождающимися выходом нейтронов из ядер. В 50-ых годах прошлого столетия образование нейтронов мюонами исследовалось с целью установления характеристик фотоядерного взаимодействия мюонов. В середине 1960-х годов после появления работ [1, 2] исследования генерации нейтронов мюонами под землей приобрели новое содержание – изучение источников фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Сегодня в подземных лабораториях БНО (Баксан, Россия, 4800 м в.э.), LNGS (Gran Sasso, Италия, 3800 м в.э.), LSM (Modane, Frejus, Франция, 4800 м в.э.), SNOLAB (Sudbury, Канада, 6200 м в.э.), Sanford Lab (Homestake mine, США, 4850 м в.э.) и Soudan (Minnesota, США, 6000 м в.э.), Kamiokande (Kamioka, Япония, 2700 м в.э.), Canfranc (Испания, 2500 м в.э.), Boulby (Англия, 2850 м в.э.), CJUL (Jinping, Китай, 6700 м в.э.) на глубинах больше

2.5 км водного эквивалента (в.э.) исследуются потоки нейтрино от Солнца и геонейтрино, определяются характеристики осцилляций и свойства нейтрино. На подземных детекторах с массой до десятков килотонн (кТ) ведется долговременный поиск всплесков нейтринного излучения от гравитационных коллапсов звездных ядер, а также потока реликтовых нейтрино от гравитационных коллапсов. С низкофоновыми экспериментами связаны надежды обнаружить эффекты за рамками Стандартной модели: взаимодействия частиц темной материи, безнейтринный двойной бета распад ($0\nu 2\beta$). Для продолжения и развития этих исследований в дополнение к уже существующим LVD (LNGS), SuperKamiokande (Kamioka), DAMA (LNGS), БПСТ (Баксан), ZEPLIN (Boulby), IGEX-DM (Canfranc) в последнее десятилетие были введены в строй подземные детекторы Borexino [3], KamLAND [4], Gerda [5], DAMA/LIBRA [6], ZEPLIN-III [7], XENON100 [8], LUX [9], XMASS [10], PICO [11], HALO [12]; конструируются и разрабатываются XENON-1T [13], LENA [14], HyperKamiokande [15], HALO-1kt [16], SNO+ [17], NEWSdm [18], PandaX-II [19].

Перечисленные эксперименты направлены на регистрацию редких процессов, поэтому для их успешного проведения как правило требуется большая масса вещества мишени и экстремально низкий фон. Именно с целью максимального подавления фона детекторы размещают глубоко под землей, поскольку среди частиц, падающих на земную поверхность, основным источником трудноустраняемого фона в подземных экспериментах являются мюоны космических лучей, интенсивность которых резко падает с глубиной. С этой же целью детекторы окружаются элементами пассивной защиты, масса которой может достигать сотен тонн.

Среди всех частиц, за исключением мюонов, присутствующих в подземных помещениях и способных создавать в детекторах фоновые события (нейтроны, протоны, γ -кванты, электроны, пионы), нейтроны занимают особое место. Это объясняется их высокой проникающей способностью и достаточно высоким сечением ядерных реакций. Нейтроны

могут производить события, имитирующие искомые, в широком диапазоне энергий от десятков КэВ до сотен МэВ посредством упругих столкновений со свободными протонами (в детекторах на органическом сцинтилляторе) или ядрами вещества мишени, а также неупругих взаимодействий с ядрами. Поскольку нейтроны выходят из ядер и, наиболее вероятно, заканчивают свое свободное состояние ядерным захватом, появление каждого нейтрона, помимо его собственных взаимодействий с веществом, сопряжено с образованием по крайней мере двух изотопов – остаточного ядра вещества детектора или защиты и ядра, захватившего нейтрон. Возникшие нестабильные изотопы могут произвести фоновое событие, испуская электрон или γ -квант.

В подземных лабораториях поток нейтронов, выходящих из грунта, включает в себя нейтроны естественной радиоактивности и сg-нейтроны. На глубинах более 2 км в.э. поток сg-нейтронов на 2.5 – 3 порядка ниже потока нейтронов радиоактивности грунта, образующихся в (α, n) – реакциях (α -частицы испускаются ядрами уранового и ториевого семейств, содержащимися в грунте) и при спонтанном делении ^{238}U . Энергия этих нейтронов не превышает 30 МэВ, их роль в создании фона может быть устранена введением защиты достаточной толщины. Такой метод не подходит для сg-нейтронов: вследствие высокой энергии (вплоть до ~ 1 ГэВ) сg-нейтроны обладают большими пробегами, а соответственное увеличение толщины защиты и, следовательно ее массы, приводит к возрастанию вероятности образования в ней сg-нейтронов. Таким образом, сама защита становится источником нейтронного фона. Эффективность применения активной защиты (мюонной вето-системы), фиксирующей пересечение мюоном детектора и защиты (вместе или по отдельности) и позволяющей исключить из анализа сигналы (импульсы детектора) следующие за мюоном в течение некоторого временного интервала, ограничена. Мюоны и генерируемые ими адронные и электромагнитные ливни образуют в установке нестабильные долгоживущие изотопы с периодом полураспада $T_{1/2}$

от десятка секунд до часов и даже дней. Так, в экспериментах по поиску $0\nu 2\beta$ -распада с использованием германиевого ^{76}Ge детектора могут образоваться космогенные изотопы ^{77}Ge и $^{77\text{m}}\text{Ge}$ с полураспадом $T_{1/2}$ равным 11.3 часа и 53 с, соответственно; в экспериментах с солнечными нейтрино и геонейтрино, в которых и мишенью и детектором является жидкий сцинтиллятор (ЖС), содержащий ядра ^{12}C и ^1H , образуются долгоживущие изотопы с периодом полураспада 13.8 с (^{11}Be), 19.3 с (^{10}C), 20.4 мин (^{11}C), 53.3 сут (^7Be). Электроны (e^\pm) и γ -кванты от распада изотопов имитируют как $0\nu 2\beta$ -распад, так и продукты искомым реакций упругого νe -рассеяния и обратного β -распада (реакция Райнеса-Коуэна $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$), производимых взаимодействиями нейтрино в органическом ЖС, содержащем свободные протоны и ядра углерода.

При интенсивности мюонов около $1.5 \mu \text{ м}^{-2}\text{час}^{-1}$ на глубине ~ 3 км в.э. подавление фона космогенных изотопов методом исключения событий, следующих за мюоном, может значительно снизить «живое» время эксперимента, то есть время набора «чистых» данных. Следовательно, активная защита эффективна только для подавления компоненты фона, связанной с «быстрыми» эффектами, производимыми sg -нейтронами: энерговыделениями протонов и ядер отдачи, γ -квантов от nA -захватов, γ -квантов и частиц неупругого nA -рассеяния, электронов и γ -квантов распада короткоживущих изотопов с $T_{1/2} < \sim 1$ с.

При достаточной энергии выше ~ 10 МэВ sg -нейтроны способны в точности воспроизвести сигнатуру $\bar{\nu}_e p$ -реакции в детекторах на органическом сцинтилляторе (эксперименты LVD, Borexino, KamLAND, БПСТ, Коллапс), использующихся для поиска потока нейтрино от гравитационного коллапса звездного ядра, сопровождающегося вспышкой сверхновой второго типа. Стандартная модель коллапса (в рамках которой большинством исследователей объясняются сигналы, зарегистрированные нейтринными детекторами LSD [20], КИ [21], ИМВ [22], БПСТ [23] во время

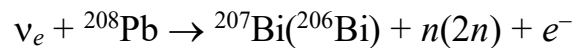
вспышки Сверхновой SN1987A) приводит к потоку нейтрино и антинейтрино всех трех ароматов $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$. Среди них только антинейтрино $\bar{\nu}_e$ может вызвать в ЖС реакцию с хорошо идентифицируемой сигнатурой и высоким сечением. Это реакция Райнеса-Коуэна $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$, в результате которой появляется пара связанных во времени импульсов: e^+ и γ -квант 2.2 МэВ от np -захвата. Сечение реакции примерно на 2 порядка выше сечений реакций с участием остальных нейтрино, протекающих, кроме ν_e , по нейтральным токам. sg -Нейтроны имитируют сигнатуру реакции, производя первый импульс посредством np -рассеяния (ионизационные потери протона отдачи), второй - np -захвата термализованного нейтрона (энерговыведение 2.2 МэВ захватного γ -кванта).

Появление в детекторе одиночных «пуассоновских» нейтронов повышает общий уровень фона, но незначительно увеличивает вероятность возникновения кластера (сгущения импульсов) в последовательности фоновых импульсов, который может быть принят за искомый кластер, вызванный нейтринным излучением от гравитационного коллапса. Фоновый кластер импульсов с сигнатурой реакции Райнеса-Коуэна может образоваться за счет пуассоновского сгущения во временном интервале 5 – 30 сек (длительность нейтринного сигнала) мюонов, проходящих в грунте вблизи детектора и создающих нейтроны, достигающие детектора. Очевидно, что такие события крайне редки, их частота определяется интенсивностью мюонов на глубине наблюдения, размерами детектора и подземной камеры, то есть зависит от условий эксперимента. В случае, если расчетная частота этих событий сравнима с частотой вспышек сверхновых типа II в нашей Галактике (одна за, примерно, 30 лет), данный канал образования фона становится серьезной помехой при поиске $\bar{\nu}_e$ - сигнала от гравитационного коллапса.

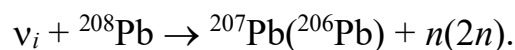
Другим источником образования фоновых кластеров могут быть множественные нейтроны, генерируемые в грунте адронными ливнями и

«высыпающимися» на детектор. Как известно, множественность нейтронов в адронном ливне может составлять сотни: ливень с энергией 100 ГэВ производит в грунте около 150 нейтронов [24]. Но, поскольку нейтроны в ливне появляются практически одновременно и достигают детектора за микросекунды, протоны *np*-отдачи в ЖС образуют кластер длительностью не более микросекунд, что позволяет идентифицировать его как ложный.

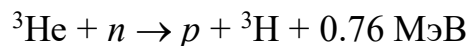
Этот канал создания фоновых кластеров может играть заметную роль в экспериментах с использованием свинцовой мишени – работающем сегодня HALO-I (80 тонн Pb, SNOLAB) и планируемом HALO-1kt (1000 тонн Pb, LNGS). В данном методе используется высокое сечение свинца для образования нейтронов за счет реакций по заряженным токам



и нейтральным



Под действием потока нейтрино от коллапса в свинце возникает «нейтронный» всплеск с большим числом нейтронов. Нейтроны после термализации в свинце регистрируются по реакции



гелиевыми счетчиками, вмонтированными в тело свинцовой мишени (сечение $n^3\text{He}$ -захвата термализованного нейтрона 5400 барн). Среднее время термализации нейтронов в свинце, независимо от начальной энергии, составляет около 3 мс. В результате «мгновенный» нейтронный импульс, вызванный адронным ливнем, растягивается до ~ 10 мс и может симитировать ν_e -компоненту нейтринного излучения, связанную со стадией нейтронизации вещества коллапсара, длительность которой порядка 10 мс.

В экспериментах DAMA/LIBRA [25], XENON100 [26], XMASS [10] по прямому детектированию холодной темной материи – гипотетических частиц WIMP'ов (слабо взаимодействующих массивных частиц) – существует нетривиальный канал образования фона, в котором *sg*-нейтроны имитируют не только сигнатуру взаимодействия, но и воспроизводят ожидаемые

сезонные вариации сигналов, вызываемых WIMP'ами. Предполагается, что они имеют массу в интервале от $\text{ГэВ}/c^2$ до $\text{ТэВ}/c^2$ и, будучи гравитационно связанными с барионным веществом Галактики, обладают скоростями движения в несколько сотен км/с (~ 200 км/с). При упругом рассеянии на ядрах вещества детектора WIMP'ы могут образовать ядра отдачи с энергиями 1 – 100 КэВ. Ожидаемый темп регистрации ядер отдачи в 1 кг вещества мишени не превышает одного события в год. Темп регистрации WIMP'ов должен испытывать модуляции вследствие сезонных вариаций скорости движения Земли относительно центра Галактики и галактического WIMP-«газа». За счет вращения Земли вокруг Солнца и движения Солнечной системы в Галактике темп регистрации летом (вектор движения Земли направлен, приблизительно, по движению Солнечной системы) превышает зимний темп (векторы противоположно направлены).

Нейтроны, как и WIMP'ы, способны в упругих nA -столкновениях образовывать ядра отдачи с энергией в КэВ'ном диапазоне. Темп счета этих событий тоже должен иметь сезонные вариации, поскольку (как будет показано в Гл. 6) поток sg -нейтронов на глубинах больше ~ 2.5 км в.э. варьируется с амплитудой около 10% и максимальной величиной в начале июля. Это связано с положительным температурным эффектом, увеличивающим интенсивность и среднюю энергию мюонов в летние месяцы и уменьшающим эти характеристики зимой в результате тепловых вариаций плотности земной атмосферы.

Цель и задачи диссертации

Для учета фона в подземных экспериментах по поиску редких событий и его минимизации необходимо знать характеристики sg -нейтронов: величину выхода Y_n в зависимости от вещества и энергии мюонов, энергетический спектр, пространственное распределение sg -нейтронов и временную зависимость их потока.

До последнего времени набор данных, полученных за более чем 60 лет исследований sg -нейтронов, трудно было назвать достаточным для

установления зависимости их характеристик от средней энергии потока мюонов \bar{E}_μ и массового числа ядра вещества A . Этот факт и возросшие требования к точности определения фона в подземных экспериментах, а также нарастание вычислительных возможностей обусловили усиление интереса к моделированию процессов генерации нейтронов мюонами. Уже около 15 лет методом Монте-Карло с помощью программных пакетов FLUKA и Geant4 исследуются закономерности образования sg -нейтронов и связанных с ними космогенных радиоизотопов в зависимости от \bar{E}_μ и A . В первых работах [1, 27] по нейтронному выходу зависимость Y_n от A не рассматривалась. Она стала особенно активно изучаться в последнее время ввиду многократно возросших масштабов экспериментов, в которых масса детекторов и их защиты, выполненных из различных материалов, достигла десятков и сотен тонн. Как будет показано ниже, результаты расчетов пока трудно назвать хорошо согласующимися между собой и с измерениями. Тем не менее, число имеющихся на сегодня экспериментальных и расчетных данных (рис. В1) достигло объема, который дает возможность установить зависимости характеристик космогенных нейтронов от \bar{E}_μ и A .

Таким образом, целью диссертации является установление характеристик потока sg -нейтронов в зависимости от средней энергии \bar{E}_μ потока мюонов под землей и массового числа вещества A .

С этой целью решались следующие задачи:

- а) определение связи выхода sg -нейтронов с энергопотерями мюонов и массовым числом A ;
- б) установление процессов образования sg -нейтронов;
- в) определение формы энергетического спектра генерации и спектра изолированных sg -нейтронов;
- г) установление пространственного (поперечного) распределения sg -нейтронов в веществе;
- д) определение временной зависимости потока sg -нейтронов.

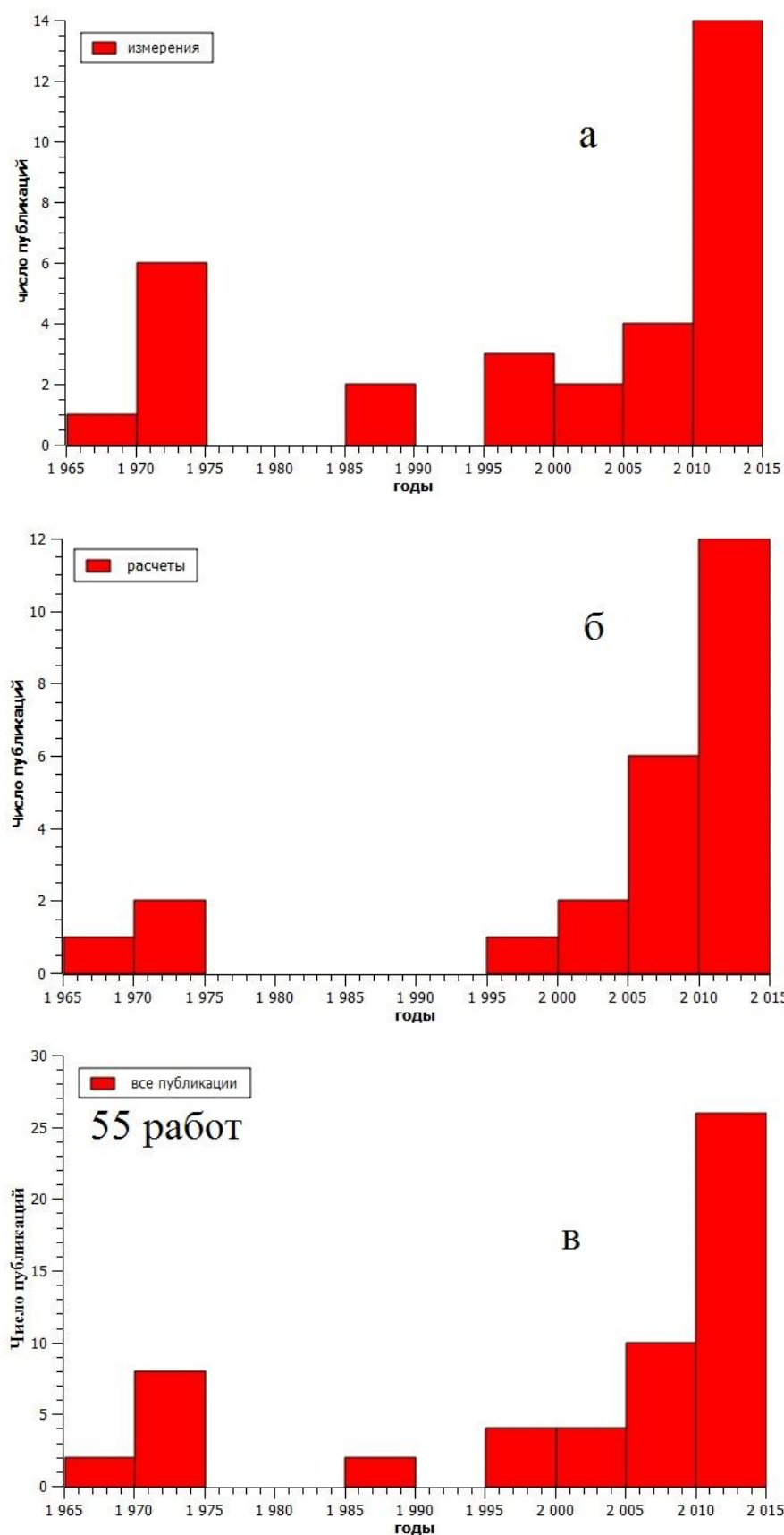


Рис. В1. Динамика публикаций по исследованию выхода космогенных нейтронов: а – результаты измерений, б – результаты расчетов, в – все публикации.

Научная новизна диссертации

Совокупность полученных в диссертации результатов и разработанных положений описывает свойства нейтронного сопровождения жесткой компоненты вторичного космического излучения (мюонов), что дает возможность подавления фона в низкофоновых подземных экспериментах.

В диссертации получены новые результаты, относящиеся к разделу «проникающая компонента» физики космических лучей:

1) на основе экспериментальных данных впервые получено выражение для выхода космогенных нейтронов (UF), связывающее энергетические потери мюонов со средней энергией потока мюонов \bar{E}_μ и массовым числом A и описывающее все имеющиеся результаты измерений;

2) с использованием UF получено выражение для потока космогенных нейтронов в стандартном грунте;

3) получено выражение для выхода заряженных пионов, образуемых мюонами, в зависимости от \bar{E}_μ и A ;

4) установлена форма энергетического спектра генерации и спектра изолированных космогенных нейтронов с энергиями выше 30 МэВ на базе аддитивной кварковой модели глубокоэластичных процессов;

5) получено выражение, описывающее пространственное распределение космогенных нейтронов, и объяснены несоответствия в результатах имеющихся измерений;

6) определены характеристики сезонных вариаций потока космогенных нейтронов и обнаружен новый эффект – сезонные вариации средней энергии мюонов под землей.

Практическая значимость

Задачи, решавшиеся в диссертации, были продиктованы потребностями низкофоновых подземных экспериментов. Результаты исследования

космогенных нейтронов, полученные в диссертации, согласуясь с имеющимися экспериментальными данными и объясняя их в совокупности, представляют характеристики космогенных нейтронов в виде зависимостей от средней энергии мюонов \bar{E}_μ , массового числа A и энергии нейтронов T_n . Это позволяет легко производить количественные оценки характеристик потока космогенных нейтронов для экспериментальных установок, содержащих различные материалы и расположенные на разных глубинах.

Установленные в диссертации физические процессы и зависимости, описывающие характеристики космогенных нейтронов, указывают направление совершенствования МК-программных пакетов, необходимых при планировании и анализе подземных экспериментов, но которые пока не обеспечивают моделирования процессов генерации космогенных нейтронов, адекватного реальным.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, шести глав основного текста, Заключения, Библиографии и Списка сокращений. Общий объем диссертации 193 страницы, в её состав входят 50 рисунков и 6 таблиц; библиография включает 150 наименований.

Во Введении дана мотивация диссертационной работы, описаны каналы создания космогенными нейтронами фона в экспериментах по обнаружению редких процессов. Указаны цель, актуальность, научная новизна и практическая значимость диссертации. Сформулированы положения, выносимые на защиту, показан личный вклад автора в полученные результаты и описана их апробация. Помимо этого, во Введении перечислены публикации по теме диссертации в рецензируемых журналах и материалах конференций.

В первой главе обсуждается основная количественная характеристика космогенных нейтронов – выход Y_n . Анализируются имеющиеся результаты

измерений выхода и рассматриваются факторы, влияющие на экспериментальную величину выхода, а также погрешности измерений. На основе экспериментальных данных получена универсальная формула (UF) – выражение, объединяющее зависимости выхода от энергопотерь ультрарелятивистских мюонов и массового числа вещества и позволяющее вычислять величину выхода Y_n для любого вещества на любой глубине эксперимента с точностью, лучшей точности МК-расчетов.

Во второй главе рассмотрена феноменология выхода космогенных нейтронов. Показано, что возможность представления выхода нейтронов в h -ливнях Y_n^h зависимостями $Y_n^h \propto \bar{E}_\mu^\alpha$ и $Y_n^h \propto A^\beta$ с постоянными α и β позволяет получить выражение для выхода Y_n^h в виде факторизации $Y_n^h = c \bar{E}_\mu^\alpha A^\beta$, которая является ядром эмпирического выражения UF.

В третьей главе проанализированы результаты аналитических и монтекарловских расчетов выхода для разных энергий \bar{E}_μ и веществ. Показано, что результаты большинства аналитических расчетов, выполненных в период с 1965 по 1973 гг, удовлетворительно согласуются с измерениями. В то же время МК-расчеты с использованием современных программных пакетов Geant4 и FLUKA дают заниженную, в среднем на 25%, величину выхода Y_n . При этом разброс расчетных величин выхода, получаемых разными группами, превышает погрешность измерений. Отдельно рассмотрен выход космогенных нейтронов для стандартного грунта, рассчитываемый с помощью UF. Эта величина позволяет вычислять поток космогенных нейтронов, выходящих из грунта в экспериментальный зал, с точностью около 30% без анализа химсостава грунта.

В четвертой главе исследованы процессы, формирующие энергетический спектр космогенных нейтронов. С привлечением аддитивной кварковой модели глубоконеупругого мягкого рассеяния определены зависимости, описывающие спектр генерации и спектр изолированных космогенных нейтронов в области энергий выше 30 МэВ, нейтроны которой

обладают наибольшей проникающей способностью. Показано, что полученные зависимости согласуются с измеренными энергетическими спектрами космогенных нейтронов.

В пятой главе рассмотрено поперечное распределение (\perp -распределение) космогенных нейтронов – характеристика, определяющая способность космогенных нейтронов уходить от мюонного трека на большие расстояния и становиться изолированными. Показано, что противоречивые на первый взгляд результаты измерений \perp -распределения разными методами становятся согласующимися между собой в случае привлечения спектра генерации космогенных нейтронов в диапазоне 30 – 120 МэВ и их углового распределения при учёте условий измерений – метода измерений и размеров детектора.

В шестой главе представлены результаты долговременного измерения на установке LVD сезонных вариаций космогенных нейтронов. Анализ данных, исключая сезонные вариации интенсивности потока мюонов, показал, что средняя энергия потока мюонов испытывает сезонные вариации с относительной амплитудой 10% на глубине LVD, в то время как амплитуда вариаций интенсивности мюонов составляет 1.5%. Источником сезонных вариаций как интенсивности, так и средней энергии потока мюонов является атмосферный температурный эффект. Обсуждаются детали этого эффекта с целью количественной оценки его влияния на характеристики потока мюонов на глубине LVD.

В конце диссертации дано краткое Заключение и приведен Список цитированной в работе литературы.

Положения, выносимые на защиту

1. Выход космогенных нейтронов Y_n связан с ядерными и электромагнитными энергопотерями мюонов и ядерными свойствами вещества. В области значений средней энергии \bar{E}_μ мюонов выше 20

ГэВ связь выражается формулой $Y_n = 4.4 \cdot 10^{-7} \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95} n/\mu/(\text{г/см}^2)$, \bar{E}_μ – в ГэВ. Формула представляет основную зависимость выхода от \bar{E}_μ и массового числа вещества A .

2. Выход Y_π^\pm заряженных пионов, образуемых мюонами, определяется ядерными потерями мюона $b_n = 4 \cdot 10^{-7} (\text{г/см}^2)^{-1}$. В области энергий \bar{E}_μ выше 20 ГэВ выражение для выхода Y_π^\pm имеет вид:

$$Y_\pi^\pm = b_n \bar{E}_\mu^{0.75} A^{0.13} \pi/\mu/(\text{г/см}^2), \bar{E}_\mu \text{ – в ГэВ.}$$

3. Подавляющее число космогенных нейтронов имеет энергию от нуля до ~ 1 ГэВ. Спектр генерации космогенных нейтронов $F^s(T_n)$ описывается тремя компонентами. В первой компоненте доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром и максимальной энергией около 30 МэВ. Вторую и третью компоненты спектра составляют нейтроны с энергией 30 – 1000 МэВ. Форма этих компонент T_n^{-1} и T_n^{-2} с перегибом при энергии $T_n^{cr} \approx 60(A^{0.25} - 0.67)$ МэВ следует из аддитивной кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния с привлечением эффектов прохождения нейтронов через ядро.

4. Спектр $F^{is}(T_n)$ изолированных космогенных нейтронов состоит из трех компонент и ограничен энергией ~ 1 ГэВ. Первая компонента имеет вид максвелловского распределения с предельной энергией 30 МэВ. Форму второй и третьей компонент спектра $F^{is}(T_n)$ определяет область, из которой космогенные нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра генерации $F^s(T_n) \propto T_n^{-1}$ приобретает вид $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-0.6}$, а третья компонента $F^s(T_n) \propto T_n^{-2}$ трансформируется в $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-2.6}$.

5. Поперечное распределение космогенных нейтронов в веществе на расстоянии больше 2 м от мюонного трека описывается зависимостью $R_\perp^{-2.3}$. В области расстояний R_\perp менее 2 м поперечное распределение

имеет максимум вблизи трека мюона и формируется испарительными нейтронами адронных и электромагнитных ливней.

6. Поток космогенных нейтронов под землей испытывает сезонные вариации, превышающие сезонные вариации потока мюонов. Экспериментально получено, что поток нейтронов на глубине 3.1 км в.э. варьируется с относительной амплитудой 9%.
7. Средняя энергия мюонов на больших глубинах изменяется в зависимости от сезона. В предположении связи выхода космогенных нейтронов со средней энергией мюонов в виде $Y_n \propto \bar{E}_\mu^{0.78}$ относительная амплитуда сезонных вариаций средней энергии мюонов на глубине 3.1 км в.э. должна составлять 10%.

Личный вклад автора

Автором диссертации были предложены идеи и получены результаты, легшие в основу всех положений, выносимых на защиту. Персональный вклад автора в получение результатов диссертационной работы отражается в публикациях:

по выходу космогенных нейтронов

Alexey Malgin, “Phenomenology of muon-induced neutron yield”, Phys. Rev. C, 2017;

А.С. Мальгин, “Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте”, Яд. Физ. 2015;

А.С. Мальгин, “Выход космогенных нейтронов под землей: измерения и расчеты”, Препринт ИЯИ РАН, 2016;

А.С. Мальгин, “Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе”, Препринт ИЯИ РАН, 2012;

по спектру космогенных нейтронов

А.С. Мальгин, "Об энергетическом спектре космогенных нейтронов", ЖЭТФ, 2017;

по вариациям космогенных нейтронов

А.С. Мальгин, "Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей", ЖЭТФ, 2015;

Вклад автора диссертации является определяющим в следующих совместных работах:

по выходу космогенных нейтронов

Н.Ю. Агафонова, А.С. Мальгин. "Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов", Яд. Физ., 2013;

N. Yu. Agafonova, A. S. Malgin, "Universal formula for the muon-induced neutron yield", Phys. Rev. D, 2013;

N. Agafonova on behalf the LVD Collaboration, "Measurement of the muon-induced neutron yield in Fe and Pb using Large Volume Detector at LNGS" Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, 2017;

Н.Ю. Агафонова и др. "Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD", Изв. РАН, Сер. физ. 2015;

Н.Ю. Агафонова и др. "Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD", Изв. РАН Сер. Физ., 2011;

по спектру космогенных нейтронов

Н.Ю. Агафонова и др. Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD. Изв. РАН Сер. Физ. 2009;

по вариациям космогенных нейтронов

N. Yu. Agafonova (on behalf of the LVD Collaboration), "Measurement of the muon-induced neutron seasonal modulation with LVD", XXV ECRS 2016 Proceedings, arXiv:1701.04620;

Н.Ю. Агафонова и др., "Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран Сассо", Известия РАН. Сер. Физ., 2017.

Апробация диссертации

Полученные в диссертационной работе основные результаты опубликованы в реферируемых журналах и были представлены на международных конференциях и симпозиумах: ECRS Torino 2016, ECRS Moscow 2012, ICRC Lodz 2009, ICRC Pune 2005, Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics "Particle Physics at the Year of Light", Moscow, Russia 20-26 August 2015; российских конференциях по космическим лучам ВККЛ 2004, 2008, 2010, 2012, 2014, 2016 г.г.; на международном семинаре по физике высоких энергий QUARKS-2018; на рабочих совещаниях коллаборации LVD (Гран Сассо 2012 – 2017 г.г.).

Публикации

Публикации в рецензируемых журналах, содержащие основные результаты диссертации (17 работ):

1. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. Эксперимент LVD: 25 лет работы // Яд. Физ. 2018 т. 81 №1, 85-94.
2. Malgin Alexey. Phenomenology of muon-induced neutron yield // arXiv:1704.04993, Phys. Rev. C. 2017. Vol. 96. P. 014605.
3. Мальгин А.С. Об энергетическом спектре космогенных нейтронов // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. Вып. 5, с. 863.
4. Мальгин А.С. Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей // ЖЭТФ. 2015. Т. 148. Вып. 2 (8). С.247 – 251.
5. Мальгин А.С. Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте // Яд. Физ. 2015. Т. 78. № 10. С. 889-893.
6. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Сравнительный анализ светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ при диффузном и зеркальном отражении // Оптика и Спектроскопия. 2015. Т. 119. № 4. С. 684-690.

7. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов // Яд. Физ. 2013. Т. 76. N. 5. С. 650-658.
8. Agafonova N. Yu., Malgin A. S. Universal formula for the muon-induced neutron yield // Phys. Rev. D. 2013. Vol. 87. P. 113013, arXiv:1304.0919.
9. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. № 1. С. 52–57.
10. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Мальгин А.С. Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением // ПТЭ. 2010. N. 6. С. 29–33.
11. Мальгин А.С., Ряжская О.Г. Нейтроны от мюонов под землей // Яд. Физ. 2008. Т. 71 № 10. С. 1800-1811.
12. Mengetti H., (LVD Collaboration). Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // Nuovo Cim. 2006. 29C 345.
13. Агафонова Н.Ю., Ашихмин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Шакирьянова И.Р., Якушев В.Ф. и Коллаборация LVD. Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран Сассо // Изв. РАН. Сер. Физ. 2017. Т. 81 №4. С. 551-554.
14. Агафонова Н.Ю. и др. (Коллаборация LVD). Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. N3. С. 436–438.
15. 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. 2011. Т. 75. №3. С. 437-439.

16. 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. 2011 Т. 75. №3. С. 456-459.
17. Агафонова Н.Ю., Бояркин В.В., Дадыкин В.Л., Добрынина Е.А., Еникеев Р.И., Кузнецов В.В., Мальгин А.С., Ряжская О.Г., Рясный В.Г. и Якушев В.Ф. (Коллаборация LVD) и Соболевский Н.М.. Энергетический спектр нейтронов, генерируемых мюонами в подземном детекторе LVD // Изв. РАН Сер. Физ. 2009. Т. 73. №5. С. 666-667.

Публикации в трудах конференций

1. Agafonova N. Yu. (on behalf of the LVD Collaboration). Measurement of the muon-induced neutron seasonal modulation with LVD // arXiv:1701.04620 (*in XXV ECRS 2016 Proceedings - eConf C16-09-04.3*).
2. Agafonova N. on behalf the LVD Collaboration Measurement of the muon-induced neutron yield in Fe and Pb using Large Volume Detector at LNGS // *in Proceedings of the Seventeenth Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics "Particle Physics at the Year of Light"*, Moscow, Russia 20-26 August 2015 (Editor Alexander I. Studenikin World Scientific, Singapore, 2017), p. 374.
3. Agafonova N. Yu. et al. (LVD Collaboration). Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation // J. Phys.: 2013 Conf. Ser. 409012139.
4. Selvi M. on behalf the LVD Collaboration LVD Collaboration. Analysis of the seasonal modulation of the cosmic muon μ in the LVD detector during 2001-2008 // *in Proc. of 31st ICRC, Lodz 2009*. <http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc0766.pdf>
5. LVD Collaboration, Study of the muon-induced neutron background with the LVD detector // *in Proc. of the XXI International Conference on*

Neutrino Physics and Astrophysics, Paris, France, 14-19 June 2004.

Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 2005. 143. P. 518.

6. Agafonova N. et al. The Measurement of the Total Specific Muon-Generated Neutron Yield Using LVD // *in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune 2005. Vol. 9. C. 239 – 242.*

7. Agafonova N. et al. LVD Collaboration. Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // *in Proc. of 29th International Cosmic Ray Conference, Pune. 2005. Vol. 9. C. 37 - 40.*

Препринты

1. Мальгин А.С. Выход космогенных нейтронов под землей: измерения и расчеты // Препринт ИЯИ РАН, 2016, N 1420/2016, стр. 52.
2. Мальгин А.С. Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе // Препринт ИЯИ РАН, 2012, N. 1333/2012, стр. 12.

Благодарности

Автор признателен коллективу Лаборатории электронных методов детектирования нейтрино ИЯИ РАН В.В. Ашихмину, Е.А. Добрыниной, Р.И. Еникееву, О.Г. Ряжской, И.Р. Шакирьяновой за содействие и дружескую помощь при работе над диссертацией.

Особую признательность хотелось бы выразить Н.Ю. Агафоновой, при непосредственном участии которой были получены основные результаты по характеристикам космогенных нейтронов и подготовлены совместные публикации.

Я благодарен итальянским коллегам по коллаборации LVD Вальтеру Фульджоне, Джанмарко Бруно, Карло Вигорито, Пьере Гиа, Андреа Молинарио за продуктивную совместную экспериментальную работу в Лаборатории Гран Сассо и полезные дискуссии при обсуждении полученных результатов и подготовке публикаций.

Глубоко признателен Асхату Газизову за увлекательные обсуждения и прояснение деталей аддитивной кварковой модели и её связи с КХД.

Хотелось бы высказать слова благодарности Л.Б. Безрукову за содействие в работе над диссертацией и полезные рекомендации.

Не могу не поблагодарить своих друзей А.А. Абрамова, Б.Ф. Дмитриева, А.П. Жукова, Ю.М. Кублановского и В.А. Кудрина, неподдельный интерес которых к моей деятельности и дружеская поддержка стимулировали работу над диссертацией.

Исследования по теме диссертации были частично поддержаны грантами РФФИ и программой Президиума РАН «Физика высоких энергий и нейтринная астрофизика».

Глава 1

Выход космогенных нейтронов

1.1. Характеристики сg- нейтронов

1.1.1. Определения. Терминология

Как было отмечено во Введении, космогенными считаются нейтроны, образуемые в веществе под землей мюонами космических лучей. Космогенными являются также нейтроны, генерируемые астрофизическими, солнечными и атмосферными нейтрино. Последние обладают наибольшей способностью производить нейтроны в силу высоких энергий и большой интенсивности.

Атмосферные нейтрино $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_e, \bar{\nu}_e$ образуются в широких атмосферных ливнях, генерируемых частицами первичного космического излучения. В соответствии с распадами заряженных пионов и мюонов (основные каналы создания атмосферных нейтрино)

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu),$$

доли нейтрино Q в полном потоке соотносятся: $Q(\nu_\mu) \approx Q(\bar{\nu}_\mu) \approx 2Q(\nu_e)$.

Энергетические спектры атмосферных нейтрино – круто падающие: $dN_\nu / dE_\nu \propto E_\nu^{-3.7}$. В отличие от атмосферных мюонов, поток которых на больших глубинах резко анизотропен в вертикальном направлении и сильно зависит от глубины, поток атмосферных нейтрино практически изотропен и не меняется с глубиной. Как следствие, несмотря на гораздо меньшее сечение νN -рассеяния с образованием заряженного лептона (примерно на 6 порядков по сравнению с сечением неупругого μN -рассеяния в диапазоне энергий от 1 до 1000 ГэВ), атмосферные нейтрино, начиная с некоторой глубины $H^{eq\nu}$, становятся основным источником сg-нейтронов. То есть, на глубине $H^{eq\nu}$ темпы образования нейтронов мюонами и нейтрино становятся равными друг другу.

Для определения темпа генерации нейтронов потоком нейтрино можно использовать данные SuperKamiokande [28], полученные при измерении ν_μ/ν_e -отношения: темп νN -квазиупругих взаимодействий, производящих μ^\pm и e^\pm с энерговыделением больше ~ 250 МэВ в килотонне вещества, составил около 300 в год. С этой величиной согласуется оценка числа νN -взаимодействий ($\mathcal{N}_{\nu N}$) с использованием выражения $\mathcal{N}_{\nu N} = \Phi_\nu \sigma_{\nu N} \mathcal{N}_N t$. Полагая поток нейтрино со всех направлений $\Phi_\nu \approx 1.5 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в области энергий около 1 ГэВ, где произведение потока Φ_ν на сечение $\sigma_{\nu N}$ максимально и $\sigma_{\nu N} \approx 0.6 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$, для мишени массой 1 кт и числом нуклонов $\mathcal{N}_N = 6 \cdot 10^{32}$ за время экспозиции $t = 1$ год ($3.15 \cdot 10^7$ с) получаем $\mathcal{N}_{\nu N} \approx 200$. Квазиупругое νN -рассеяние нейтрино с энергией $E_\nu \geq 1$ ГэВ на нуклоне ядра может сопровождаться выходом из ядра нуклонов внутриядерного каскада, а затем и испарительных нуклонов (в том числе – нейтронов). Кроме того, нейтроны могут появляться в результате μ^-A -захвата (отрицательный мюон производится, например, в реакциях $\nu_\mu n \rightarrow p\mu^-$, $\nu_\mu p \rightarrow p\pi^+\mu^-$), а также в электромагнитном ливне, образованном электроном или позитроном из реакций $\nu_e n \rightarrow pe^-$, $\bar{\nu}_e p \rightarrow ne^+$. Учитывая эти возможности, на основании результатов монтекарловских расчетов [29] можно полагать, что в акте квазиупругого рассеяния нейтрино на нуклонах ядер грунта ($A = 12 - 28$) образуется 1.0 – 1.5 нейтрона. Следовательно, атмосферные нейтрино производят в 1 кт вещества (грунта) 200 – 300 нейтронов N_n^ν в год. Мюоны образуют такое количество нейтронов в 1 кт грунта на глубине $H^{\text{eqv}} \approx 9$ км в.э., где интенсивность мюонов $I_\mu \approx 10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а их средняя энергия близка к насыщению: $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} \approx 400$ ГэВ (подробнее о величине \bar{E}_μ^{lim} – в Гл.3 п. 3.3). Глубина $H^{\text{eqv}} \approx 9$ км в.э. следует из оценки числа нейтронов $N_n^\mu(H)$, образуемых потоком мюонов $I_\mu(H)$ в стандартном грунте ($A = 22$, $Z = 11$, $\rho = 2.65 \text{ г/см}^3$), с использованием выражения

$$N_n^\mu(H) = I_\mu(H) S L_\mu^\perp \rho Y_n(\bar{E}_\mu) n \text{ с}^{-1} (\text{кт})^{-1},$$

где S (см^2) – площадь поперечного сечения объемной фигуры (куба, цилиндра, сферы), содержащей 1 кт стандартного грунта, для вертикального потока мюонов; L_{μ}^{\perp} (см) – средняя длина пробега вертикальных мюонов в данном теле.

Подставляя в формулу $I_{\mu}(H^{\text{eqv}}) = 10^{-11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и величину выхода нейтронов для мюонов с энергией $\bar{E}_{\mu} \approx 400 \text{ ГэВ}$ в стандартном грунте $Y_n \approx 10^{-3} n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$ [30], получаем $N_n^{\mu}(H^{\text{eqv}}) = 10^{-5} n \text{ с}^{-1} (\text{кт})^{-1}$ и число нейтронов, генерируемых мюонами за год $N_n^{\mu}(H^{\text{eqv}}) \cdot 3.15 \cdot 10^7 \approx 300 n (\text{кт})^{-1} \text{ год}^{-1}$. Уменьшение глубины на 2 км в.э. приводит к росту числа $N_n^{\mu}(H)$ более чем на порядок и увеличению отношения N_n^{μ}/N_n^{ν} до ~ 10 . Сегодня самой глубокой подземной лабораторией является лаборатория CJUL (Jumping, Китай), ее глубине 6.7 км в.э. соответствует отношение $N_n^{\mu}/N_n^{\nu} \approx 20$.

Таким образом, термин «космогенные» связывается только с нейтронами от мюонов в силу их доминирующей роли в потоке всех нейтронов, образуемых на глубинах вплоть до ~ 9 км в.э. частицами, приходящими из космоса.

Космогенные нейтроны описываются следующими характеристиками: выходом Y_n , скоростью (темпом) образования R_n , потоком Φ_n , энергетическим спектром $F_n^s(T_n)$ (T_n – кинетическая энергия нейтрона), пространственным распределением, временной зависимостью потока $\Phi_n(t)$.

Скорость образования сг-нейтронов в 1 г вещества зависит от глобальной интенсивности мюонов $I_{\mu}(H)$ ($\mu \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) на глубине H и величины выхода $Y_n(\bar{E}_{\mu})$ ($n/\mu/(\text{г}/\text{см}^2)$):

$$R_n(H) = I_{\mu}(H) Y_n(\bar{E}_{\mu}) (n \text{ г}^{-1} \text{ с}^{-1}). \quad (1.1)$$

Поток сг-нейтронов задается выражением

$$\Phi_n(H) = R_n(H) l_n \rho = I_{\mu}(H) Y(\bar{E}_{\mu}) l_n \rho (n \cdot \text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}). \quad (1.2)$$

Произведение $l_n \rho$ ($\text{г}/\text{см}^2$) является длиной релаксации λ_n , характеризующей ослабление k изотропного потока нейтронов в веществе: $k = \exp(-L/\lambda_n)$, L

(г/см²) – толщина слоя вещества. Указанные характеристики сg-нейтронов позволяют вычислять величину фоновых эффектов, вызываемых нейтронами, образованными как в грунте, так и в материалах подземных установок.

1.1.2. Выход сg-нейтронов

Как следует из формулы (1.2), среди количественных характеристик сg-нейтронов основную роль играет выход Y_n . Общепринятым определением выхода ядерной реакции y является отношение числа образованных частиц n_b к числу частиц n_a , упавших на мишень [31]:

$$y = n_b / n_a. \quad (1.3)$$

Величина выхода связана не только с типом и энергией падающих частиц, но и с толщиной мишени d_t . В общем виде число частиц n_b описывается выражением

$$n_b = n_a d_t c_N \sigma, \quad (1.4)$$

где $c_N = \rho \mathcal{N}_A / A$ – концентрация ядер мишени с массовым числом A , ρ – плотность, \mathcal{N}_A – число Авогадро, σ – сечение ядерной реакции.

Подставляя (1.4) в (1.3), получаем выражение для выхода реакции:

$$y = n_b / n_a = d_t \rho \sigma \mathcal{N}_A / A. \quad (1.5)$$

Это выражение справедливо для тонкой мишени, в которой падающие моноэнергетические частицы мало меняют свою энергию и сечение σ остается постоянным по всей толщине мишени. Для толстой мишени величина σ является усредненной (эффективной) в диапазоне изменения энергии падающей частицы, теряющей ее в мишени за счет различных взаимодействий.

В силу большой проникающей способности мюонов (энергопотери в веществе около $2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \text{ г}^{-1}$), при высокой средней энергии \bar{E}_μ более десятков ГэВ все подземные установки и конструкции можно считать «тонкими» мишенями, в которых энергопотери мюона $\Delta_t E_\mu$ гораздо меньше

энергии \bar{E}_μ . Необходимо отметить, что характер изменения энергии моноэнергетических мюонов при прохождении мишени отличается от изменения средней энергии потока мюонов космических лучей, пересекающих слой грунта: в первом случае средняя энергия выходящих из мишени мюонов \bar{E}_μ^{fin} меньше энергии \bar{E}_μ^{in} падающих, во втором случае $\bar{E}_\mu^{\text{fin}} > \bar{E}_\mu^{\text{in}}$.

В соответствии с (1.4) число нейтронов N_n , образуемых моноэнергетическими мюонами N_μ с энергией E_μ в слое вещества $d_t \rho$ (г/см²), записывается выражением

$$N_n(E_\mu, A) = N_\mu d_t \rho \frac{\mathcal{N}_A}{A} \sigma_{\mu A} \nu_n. \quad (1.6)$$

Величина $\sigma_{\mu A}$ представляет сумму сечений всех μA -взаимодействий, сопровождающихся образованием нейтронов мюоном фиксированной энергии E_μ . Множественность ν_n включает в себя все нейтроны без ограничений по энергии, в том числе и нейтроны размножения. Таким образом, произведение $\sigma_{\mu A} \nu_n$ является функцией генерации нейтронов, включающей в себя все процессы с образованием нейтронов, инициированные мюонами.

Поскольку практически все мишени для мюонов под землей являются тонкими, при экспериментальном определении выхода результаты измерений в разных веществах унифицируются приведением к 1 г·см⁻²:

$${}^{\text{ex}}Y_n = N_n / N_\mu (\rho d_t). \quad (1.7)$$

Величина N_n в эксперименте определяется по количеству зарегистрированных нейтронов N_n^{det} с учетом эффективности η_n их регистрации $N_n = N_n^{\text{det}} / \eta_n$. Подставляя в (1.7) величину N_n в виде (1.6), получаем выражение для выхода генерации сg-нейтронов в веществе A :

$$Y_n(E_\mu, A) = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \langle \sigma_{\mu A} \nu_n \rangle, \quad (1.8)$$

которое в соответствии с выражениями (1.6) и (1.7) имеет размерность $[n/\mu/(\Gamma \cdot \text{см}^{-2})]$.

При средней энергии мюонов \bar{E}_μ больше ~ 20 ГэВ основная часть нейтронов образуется в адронных (h) и электромагнитных (em) ливнях, генерируемых мюонами. Ливень фиксированной энергии характеризуется своим продольным размером L_{sh} , который ограничивает минимальную толщину мишени, если она не окружена большими массами вещества. В этом случае для корректного определения множественности ν_n толщина мишени d_t должна быть достаточной для развития ливня, то есть не меньше ~ 10 t-единиц в случае электромагнитного ливня и не меньше $\sim 4 \lambda_\pi$ – адронного (λ_π – длина свободного пробега пиона для неупругого πA -рассеяния). В подземных помещениях мишень всегда окружена веществом и при измерении выхода Y_n под землей это условие не является строгим. В тонкой мишени $d_t < L_{sh}$ ливни, выходящие из окружающего вещества, генерируют нейтроны в слое d_t на разных стадиях своего развития. Для усреднения генерации по длине ливня требуется достаточная статистика прохождений мюонов (и ливней) через мишень. В случае тонкой мишени существенным становится переходный эффект, изменяющий характеристики ливня на границе «мишень – окружающее вещество» и влияющий на величину измеряемого выхода нейтронов.

В виде (1.8) выход нейтронов был представлен в первых расчетах зависимости выхода от E_μ [1, 2]. Поскольку функция $\langle \sigma_{\mu A} \nu_n \rangle$ включает в себя только процессы образования нейтронов без их транспорта в веществе, выход Y_n имеет смысл выхода генерации нейтронов. Его величина не зависит от условий измерений. Следовательно, выход Y_n наравне с другими физическими характеристиками вещества является характеристикой, определяющей его свойство (способность) производить нейтроны при облучении мюонами. Эта характеристика, представляемая выражением (1.8) и определяемая в измерениях по формуле (1.7), позволяет вычислять как

скорость образования сg-нейтронов $R_n(\bar{E}_\mu, A)$, так и соответствующий поток нейтронов $\Phi_n(\bar{E}_\mu, A)$.

В эксперименте часто требуется знание числа сg-нейтронов, выходящих из мишени. Их удельное количество иногда тоже называют выходом [32, 33]. Эта величина зависит от функции генерации нейтронов, размеров мишени и способности поглощать нейтроны. Поэтому данная величина, также как скорость образования R_n и поток Φ_n , является производной выхода Y_n . По аналогии с техническим световыходом в сцинтилляционной технике ее можно назвать техническим выходом нейтронов Y_n^{tec} . Выход Y_n^{tec} связан с Y_n коэффициентом, задающим долю нейтронов, покидающих мишень: $Y_n^{\text{tec}} = k_n^{\text{tec}} Y_n$. Величина k_n^{tec} зависит от длины релаксации нейтронов в веществе мишени λ_n и эффективного размера мишени данной геометрии L^{eff} : $k_n^{\text{tec}} = \exp(-L^{\text{eff}}/\lambda_n)$; для любой мишени $Y_n > Y_n^{\text{tec}}$, так как $k_n^{\text{tec}} < 1$. В эксперименте регистрируется только часть k_n^{det} нейтронов, выходящих из мишени. В таком случае $Y_n^{\text{det}} = k_n^{\text{det}} Y_n^{\text{tec}} = k_n^{\text{det}} k_n^{\text{tec}} Y_n$. Учитывая выражение для числа регистрируемых нейтронов $N_n^{\text{det}} = \eta_n N_n$, получаем связь между коэффициентами: $\eta_n = k_n^{\text{det}} k_n^{\text{tec}}$.

При описании экспериментальных данных и представлении результатов расчета выхода Y_n используются зависимости

$$Y_n = c_A E_\mu^\alpha \text{ (при } A - \text{const) }, \quad (1.9)$$

$$Y_n = c_E A^\beta \text{ (при } E - \text{const) }. \quad (1.10)$$

Показатели α , β – постоянные, не зависящие от E_μ и A . Форма энергетической зависимости $Y_n \propto E_\mu^\alpha$ при $\alpha - \text{const}$ базируется на большом экспериментальном и теоретическом материале, полученном в ходе исследований множественных, электромагнитных и ядерных процессов [34, 35, 36, 37]. Зависимость выхода нейтронов от A в виде A^β при $\beta - \text{const}$ была получена уже в ранних экспериментах по фоторождению нейтронов в 11 элементах от Be до U для энергии фотонов от 13.5 до 320 МэВ ($\beta = 1.8$) [38].

Включение в рассмотрение глубококонепругих, электромагнитных и ядерных процессов в области высоких, ГэВ'ных, энергий не приводит к переменности величины β , так как тенденция зависимости (генеральная зависимость) выхода от A каждого из процессов имеет степенной вид с постоянным показателем β .

В соответствии с экспериментальными данными и расчетами для выхода Y_n величины α и β заключены в интервалах: $\alpha \sim 0.6 - 0.8$, $\beta \sim 0.7 - 1.0$. Значительная неопределенность величин α и β связана с небольшим числом измерений, с одной стороны, и противоречивостью расчетов – с другой. Недостаточность экспериментального материала осложняется также необходимостью разделения данных по виду искомой зависимости (от E_μ или A) при установлении величины показателя α или β . Значения коэффициентов c_A , c_E определяются методом поиска наилучшего согласия зависимостей (1.9, 1.10) с экспериментальными данными или результатами расчета. При этом коэффициенты c_A и c_E являются подгоночными параметрами, которые в представлениях (1.9, 1.10) зависимостей выхода Y_n от E_μ или A не имеют собственного физического содержания.

1.1.3. Компоненты выхода cg -нейтронов

В публикациях [1, 2] на примере алюминия были впервые рассчитаны выходы всех каналов генерации нейтронов мюонами. В результате этих и последовавших затем расчетов [39] стало понятно, что выход cg -нейтронов Y_n на глубинах $H > 100$ м в.э. ($\bar{E}_\mu > 20$ ГэВ) представим суммой компонент Y_n^{ph} и Y_n^{em}

$$Y_n = \frac{N_A}{A} (\langle \sigma^{ph} v_n^{ph} \rangle + \langle \sigma^{em} v_n^{em} \rangle) = Y_n^{ph} + Y_n^{em}, \quad (1.11)$$

в которой компоненты Y_n^{ph} и Y_n^{em} соответствуют образованию нейтронов за счёт фотоядерных (ph) реакций и em - взаимодействий мюонов в веществе, а основным источником нейтронов являются ливни. На меньших глубинах

становится заметным, а при $H < 80$ м в.э. и доминирующим, выход нейтронов от μ^-A – захватов.

Компонента Y_n^{ph} включает в себя составляющие Y_n^v и Y_n^h . Y_n^v обязана ядерному фотоэффекту – образованию нейтронов посредством взаимодействия виртуальных фотонов мюона с ядром в основном в области гигантского дипольного резонанса (ГДР). Составляющая Y_n^h представляет нейтроны адронных ливней (h -ливней), генерируемых также виртуальными фотонами ультрарелятивистских мюонов в глубоконеупругих фотоядерных γN -реакциях. Обе составляющие (и, следовательно, компонента Y_n^{ph} в целом) связаны с ядерными потерями мюонов, относительная величина которых $b_n = 4 \cdot 10^{-7}$ (см²/г) практически постоянна в широком интервале энергий мюонов $10 - 10^4$ ГэВ.

Компонента Y_n^{em} соответствует нейтронам из электрон-фотонных ливней (em -ливней), образуемых мюонами в веществе посредством δ -электронов, e^+e^- -пар или тормозных γ -квантов.

При энергиях $20 < \bar{E}_\mu < 400$ ГэВ ($H > 100$ м в.э.) компоненты для всех A связаны неравенствами:

$$Y_n^{em} \gg Y_n^v; \quad Y_n^h > Y_n^{em} + Y_n^v. \quad (1.12)$$

Как следует из неравенств (1.12), в полном выходе доминируют нейтроны из h -ливней. Нейтроны в h -ливне образуются, главным образом, в πA -взаимодействиях ливневых заряженных пионов π_s^\pm . Роль K -мезонов в развитии h -ливня невелика из-за меньшего сечения неупругого KN -взаимодействия и более короткого по сравнению с π^\pm временем жизни. Механизм генерации нейтронов в неупругих KA -столкновениях аналогичен образованию нейтронов ливневыми пионами. В состав h -ливня входят и π_s^0 , инициирующие и поддерживающие развитие электромагнитного субливня (em -субливня). Нейтроны в em -субливне образуются, в основном, в реакциях фоторождения реальными фотонами ливня. В зависимости от энергии h -ливня, в em -субливень через π_s^0 -мезоны «перекачивается» от $\sim 30\%$ до $\sim 80\%$

энергии h -ливня. Максимальная доля нейтронов em -субливня в любом веществе не превышает 15% от полного числа нейтронов в h -ливне [24]. Энергия h -ливней, генерируемых мюонами под землей, в среднем не выше 40 ГэВ. При таких энергиях доля нейтронов em -субливней меньше 7%. Ввиду их небольшого количества, генерацией нейтронов в em -субливнях можно пренебречь. Некоторый вклад в число нейтронов в h -ливне дают «подпороговые» π^\pm с энергией ≤ 500 МэВ, неспособные эффективно производить ливневые пионы в πA -столкновении, но образующие нейтроны в неупругом πA -рассеянии и $\pi^- A$ -захвате.

По своему происхождению нейтроны в h -ливне делятся на «каскадные» (cas) и «испарительные» (ev). Cas-нейтроны образуются в быстрой фазе $\pi_s A$ -взаимодействия в результате развития внутриядерного нуклонного каскада (ВНК). Каскад вызывается нуклоном отдачи при столкновении ливневого пиона с нуклоном ядра. Ev-нейтроны появляются в последующей, более медленной, фазе $\pi_s A$ -взаимодействия. Они излучаются возбужденными остаточными ядрами $A_r^* = A - n_{cas}$ после выхода из них каскадных нуклонов (n_{cas} – число каскадных нуклонов, выходящих из ядра A в одном $\pi_s A$ -столкновении). Набор ядер A_r в h -ливне довольно широк, так как $A > n_{cas} > 1$. Среднее число \bar{n}_{cas} на $\pi_s A$ -взаимодействие, как и среднее число $\pi_s A$ -взаимодействий в h -ливне фиксированной энергии, слабо зависит от A [40, 35].

Средняя множественность испарительных нейтронов \bar{n}_{ev} в одном $\pi_s A$ -столкновении определяется набором остаточных ядер A_r . Он характеризуется средним значением \bar{A}_r , связанным с A , и неравенством $\bar{A}_r < A$. Таким образом, число нейтронов $\nu_{\pi^\pm} n_n = \nu_{\pi^\pm} (\bar{n}_{cas} + a_{mul} \bar{n}_{cas} + \bar{n}_{ev})$ в h -ливне относится к ядру A , причем \bar{n}_{cas} связано с ядром A , а \bar{n}_{ev} – с ядром \bar{A}_r . Здесь ν_{π^\pm} – среднее число $\pi_s A$ – взаимодействий в ливне, которое равняется числу (множественности) заряженных ливневых пионов. Слагаемое $a_{mul} \bar{n}_{cas}$ ($a_{mul} \ll 1$) учитывает размножение cas-нейтронов в их столкновениях с ядрами A .

При любых A величина \bar{n}_{ev} больше числа $(1 + a_{mul}) \bar{n}_{cas}$ примерно в 2 раза. Энергетической границей между cas- и ev- нейтронами условно принято считать величину 30 МэВ, равную приблизительно энергии Ферми нуклонов в ядре. При энергии больше 30 МэВ cas-нейтроны могут размножаться в веществе в отличие от cas-протонов, быстро теряющих энергию на ионизацию атомов среды. Средняя энергия ev-нейтронов $T_n^{ev} \sim 3 - 7$ МэВ, вследствие чего размножение ev- нейтронов также подавлено. Энергетический спектр sg-нейтронов до 30 МэВ формируется ev-нейтронами h - и em -ливней, а также фотонейтронами, образуемыми виртуальными фотонами; выше 30 МэВ – в основном cas-нейтронами из h -ливней.

1.2. Измерения выхода sg-нейтронов

Имеющиеся на сегодня результаты измерений выхода Y_n для разных веществ (главным образом, для наиболее часто используемых в экспериментах ЖС, Fe и Pb) в интервале энергии \bar{E}_μ 10 – 400 ГэВ приведены в таблице 1.1. В таблицу 1.1 включены практически все данные, полученные за, примерно, 60 лет измерений выхода нейтронов в подземных экспериментах. Данные расположены в порядке возрастания энергии \bar{E}_μ , к которой авторы относят свой результат.

Таблица 1.1. Результаты измерений выхода Y_n (в единицах $10^{-4} n / \mu / (\text{г}/\text{см}^2)$)

Эксперимент, ссылка	\bar{E}_μ , ГэВ	H , м.в.э.	Y_n			
			$Y_{ЖС}$	Y_{Fe}	Y_{Cd}	Y_{Pb}
[41]	$10.0 \pm 6.3^*$	20	—	0.98 ± 0.01	—	2.43 ± 0.13
[42]	$10.0 \pm 6.3^*$	60	—	—	—	4.8 ± 0.6
[43]	$11.0 \pm 6.6^*$	40	—	1.32 ± 0.30	—	4.03 ± 0.36
[44]	13.0 ± 7.2	20	0.20 ± 0.07	—	—	—
[45]	16.5 ± 8.1	32	0.36 ± 0.03	—	—	—
АНС, [27]	16.7 ± 8.2	25	0.47 ± 0.05 $0.36 \pm 0.05^*$	—	—	—

[43]	$17.8 \pm 8.4^*$	80	—	1.69 ± 0.30	3.3 ± 0.4	5.66 ± 0.36
[42]	$20 \pm 9^*$	110	—	—	—	6.8 ± 0.9
[46]	$40 \pm 12.6^*$	150	—	3.31 ± 0.96	10.3 ± 4.3	11.56 ± 1.1
DayaBay, [47]	63.9 ± 3.8	250	1.026 ± 0.086	—	—	—
AHC, [27]	86 ± 18	316	1.21 ± 0.12 $0.93 \pm 0.12^*$	—	—	—
[48]	89.8 ± 2.9	610	1.19 ± 0.21	—	—	—
[49]	$110 \pm 21^*$	800	—	—	—	17.5 ± 3.0
AHC, [50]	125 ± 22	570	2.04 ± 0.24 $1.57 \pm 0.24^*$	—	—	—
DayaBay, [47]	143.0 ± 8.6	860	1.703 ± 0.122	—	—	—
[51]	260 ± 8	2700	2.8 ± 0.3	—	—	—
ZEPLIN-II, [52]	260 ± 32	2850	—	—	—	34 ± 1
ZEPLIN-III, [52]	260 ± 32	2850	—	—	—	58 ± 2
LSM, [53]	267^{+8}_{-11}	4850	—	—	—	27^{+10}_{-7}
[54]	280 ± 33	4300	—	—	—	116 ± 44
LVD, [55]	280 ± 18	3100♥	4.1 ± 0.5	—	—	—
LVD, [56, 57]	280 ± 18	3100♥	$3.3 \pm 0.5^*$	16.4 ± 2.3	—	—
LVD, [58]	280 ± 18	3100♥	—	16 ± 4	—	—
LVD, [59]	280 ± 18	3100♥	3.6 ± 0.3	14.3 ± 1.6	—	—
LVD, [60]	280 ± 18	3100♥	3.2 ± 0.2	19.0 ± 1.0	—	—
Borexino, [61]	283 ± 19	3800	3.10 ± 0.11	—	—	—
LSD, [62]	385 ± 39	5200	$5.3^{+0.95}_{-1.02}$	—	—	—
LSD, [57]	385 ± 39	5200	$4.1 \pm 0.6^*$	20.3 ± 2.6	—	—

*) – вертикальный поток (\bar{E}_μ^+)

*) – откорректированная величина

♥) – минимальная глубина

1.2.1. Выход $Y_{\text{ЖС}}$ для жидкого сцинтиллятора

Большая часть данных для ЖС была получена с использованием сцинтиллятора C_nH_{2n} ($n \approx 9.6$, $\rho = 0.78$ г/см³) [27, 50, 55, 58, 60, 62, 57] (в табл. 1.1 внесена уточненная величина выхода $Y_{\text{ЖС}} = 4.1 \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²) из [55]). Измерения проводились в глобальном потоке мюонов на разных глубинах с энергиями \bar{E}_μ от 16.7 ГэВ до 385 ГэВ. В работах [27, 50] детектировались нейтроны, образованные в ЖС, заполняющем счетчики, в [55, 60, 58, 62, 57] – в ЖС и железе установок LSD и LVD.

В эксперименте [27] установка находилась вблизи потолка гипсовой ($\bar{E}_\mu = 16.7$ ГэВ) или соляной ($\bar{E}_\mu = 86$ ГэВ) шахты, в [50] – соляной ($\bar{E}_\mu = 125$ ГэВ). Результаты измерений [27] выхода $Y_{\text{ЖС}}$ сравнивались с зависимостью $Y_n(\bar{E}_\mu)$, рассчитанной для алюминия [1, 27], то есть при сравнении не учитывалась зависимость величины выхода от A ($A_{\text{Al}} = 27$, $A_{\text{ЖС}} = 10.4$). Тем не менее, результаты измерений выхода $Y_{\text{ЖС}}$ неплохо согласуются с расчетом для грунта (рис.1 в работе [27]). Это говорит о заниженной расчетной величине выхода в грунте, поскольку отличие A_{Al} и $A_{\text{ЖС}}$ должно приводить к, примерно, двукратному отличию выходов Y_{Al} и $Y_{\text{ЖС}}$. С другой стороны, в экспериментах [27, 50] не исключались нейтроны, образуемые мюоном в окружающем грунте. Из-за близости установок к грунту причесчет этих нейтронов значителен, что не учитывалось при переходе от экспериментальных данных [27, 50] к величине $Y_{\text{ЖС}}$.

Расчет методом Монте-Карло [63] показал, что вклад нейтронов, образуемых ливневыми частицами в стандартном грунте ($A = 22$, $Z = 11$, $\rho = 2.65$ г/см³), окружающем детектирующий объем ЖС ($C_{12}H_{26}$), увеличивает измеряемый выход $Y_{\text{ЖС}}$ на $\sim 30\%$. Таким образом, пренебрегая незначительным различием составов сцинтилляторов и грунтов в экспериментах и расчете [63], получаем откорректированные величины выхода $Y_{\text{ЖС}}$ в Табл. 1.1: 0.36×10^{-4} н/μ/(г/см²) для $\bar{E}_\mu = 16.7$ ГэВ [27], 0.93×10^{-4} н/μ/(г/см²) для $\bar{E}_\mu = 86$ ГэВ [27], 1.57×10^{-4} н/μ/(г/см²) для $\bar{E}_\mu = 125$ ГэВ [50].

Данная поправка неприменима к результатам [55, 57, 58, 60, 62], так как в этих экспериментах внутренними счетчиками регистрировались нейтроны, образующиеся во внутреннем объеме установок, состоящем из ЖС и железа в таких же пропорциях, как и их периферия.

1.2.2. Выходы $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} по данным экспериментов LSD и LVD

Установки LSD (Liquid Scintillation Detector) [64] (Рис. 1.1) и LVD (Large Volume Detector) [65] (Рис. 1.2 а, б) создавались для поиска всплесков нейтринного излучения от гравитационных коллапсов звездных ядер. Помимо этой основной задачи конструкция и электроника установок позволяли проводить исследование в области мюонной физики. LSD работал с 1985 г по 1998 г в камере под Монбланом (Италия) на глубине 5200 м в.э. LVD, находящийся под вершиной горного массива Гран Сассо (Италия) на глубине $H^{\text{min}} = 3100$ м в.э., начал давать информацию в 1991 г. Детекторы сходны по структуре – оба были сконструированы на базе полуторакубового сцинтилляционного счётчика с тремя фотоумножителями на верхней грани (диаметр фотокатода 15 см). Счетчик вмещает 1.2 тонны ЖС, он оснащен индивидуальной электроникой для регистрации времени и амплитуды энергосвечения. Энергетическое разрешение счетчика для энергосвечения больше 20 МэВ около 20%, диапазон измеряемых энергосвечений 0.5 – 500 МэВ. Временное разрешение – 1 мкс [66, 67, 68].

Массы сцинтиллятора и железа стальных конструкций установок примерно одинаковы: LSD содержал 90 тонн ЖС и 100 тонн Fe, LVD содержит 970 тонн ЖС и 1000 тонн Fe.

Выход Y_n на LSD и LVD определялся при разных условиях регистрации нейтронов: а) внутренним счетчиком установки, через который проходил мюон (LSD [62, 57]), б) всеми счетчиками внутреннего объема установки, пересекаемого мюоном (LVD [55, 58]), в) внутренними счетчиками с триггерными импульсами, включая мюонный (LVD [69]). Под мюоном здесь

понимается как одиночный мюон, так и группа мюонов с ливневым сопровождением или без него. Выход определялся по формуле:

$$Y_{\text{ЖС}} = \frac{N_n^{\text{det}} Q}{N_{\mu} \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} \eta}, \quad (1.13)$$

$N_n^{\text{det}} = N_{\text{ЖС}}^{\text{det}} + N_{\text{Fe}}^{\text{det}}$ – число зарегистрированных нейтронов, включая образованные в ЖС ($N_{\text{ЖС}}$) и железе (N_{Fe}), причем $N_n^{\text{det}} = N_{\text{ЖС}} \eta_{\text{ЖС}} + N_{\text{Fe}} \eta_{\text{Fe}}$, где $\eta_{\text{ЖС}}$, η_{Fe} – эффективности регистрации нейтронов, образованных, соответственно, в ЖС и Fe; Q – доля нейтронов генерируемых в ЖС, N_{μ} – число мюонов, $l_{\text{ЖС}}$ – средняя длина мюонного трека в ЖС. Непосредственно в эксперименте определяются N_n^{det} , N_{μ} и $l_{\text{ЖС}}$. Количество мюонов N_{μ} устанавливалось с учетом кратности мюонных групп [70]. Величина Q рассчитывалась в предположении $\eta = \eta_{\text{ЖС}} = \eta_{\text{Fe}}$. При условиях а), б), в) использовались значения, соответственно, $Q = 0.61, 0.60, 0.85$ и $\eta = 0.60, 0.90, 0.60$. Условия в) приводили к отбору нейтронов с энергией выше ~ 20 МэВ и, как следствие, к значительному снижению величины $Y_{\text{ЖС}}$, на что было указано в работах [70, 71]. По этой причине результат [69] ниже рассматриваться не будет.

В обеих установках имеется зависимость (уменьшение) эффективности η от амплитуды триггерного импульса в счетчике при энерговыделениях больше 40 МэВ. Данный эффект проявляется во временном интервале до ~ 100 мкс после триггера. При условиях а) эффект минимизировался до пренебрежимой величины выбором интервала регистрации 110 – 470 мкс; при условиях б) – выбором интервала 40 – 500 мкс, включением в анализ счетчиков с неискаженными временными распределениями фоновых импульсов, а также использованием при определении числа регистрируемых нейтронов фиксированной величины показателя экспоненты временного распределения *np*-захватных γ -квантов $\tau_{\gamma} = 185$ мкс.

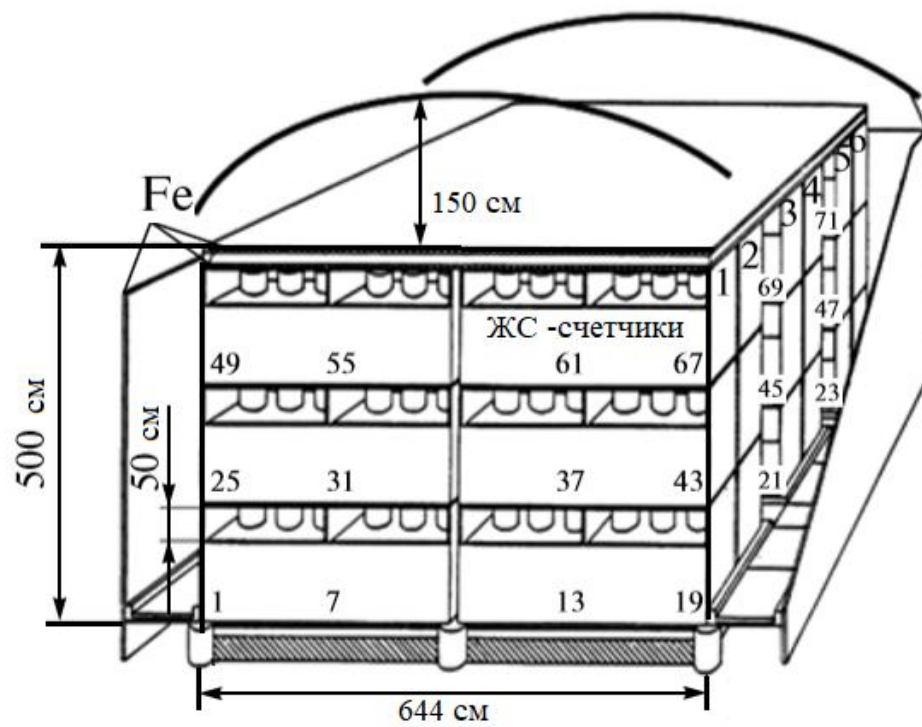


Рис.1.1. Схема установки LSD (указаны основные размеры в см и номера счетчиков).



Рис.1.2 а. Фронтальный вид установки LSD в подземной Лаборатории Гран Сассо.

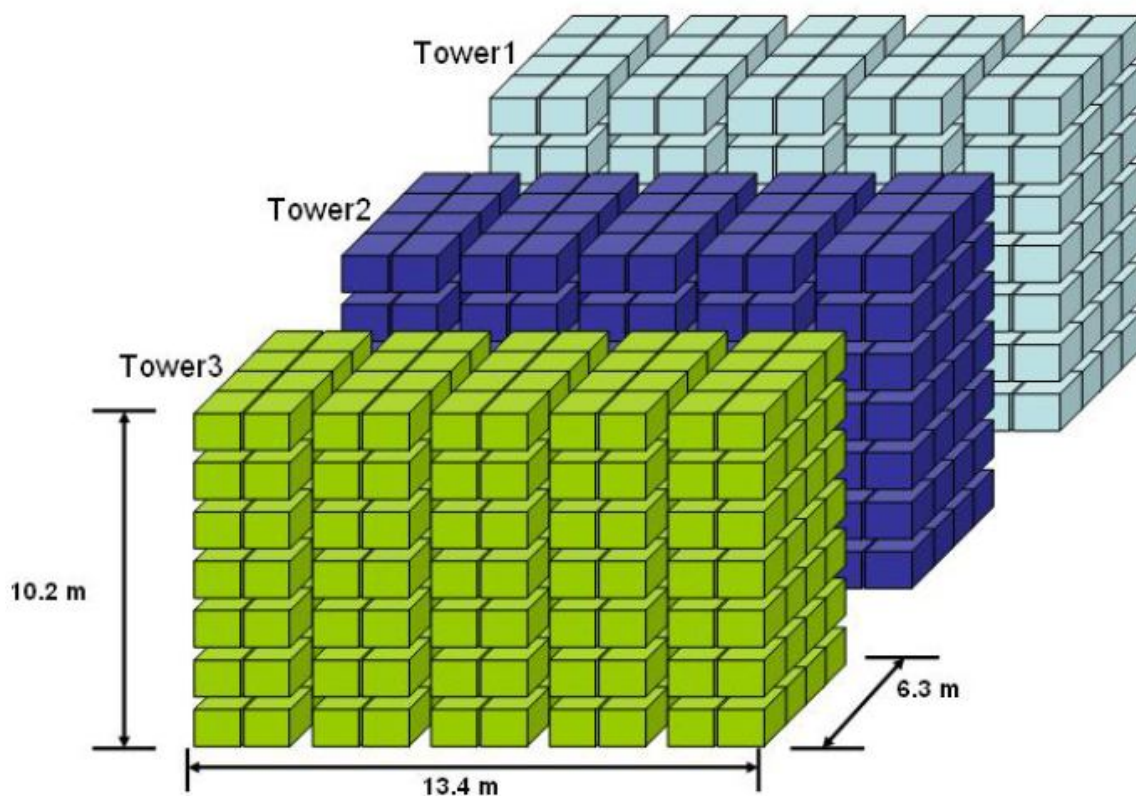


Рис.1.2 б. Схема трёх башен установки LVD.

Расчеты методом Монте-Карло [72] показали, что $\eta_{Fe} \neq \eta_{ЖС}$. Это приводит к необходимости изменить формулу (1.13):

$$Y_{ЖС} = \frac{N_n^{det}}{N_{\mu} \rho_{ЖС} l_{ЖС}} \cdot \frac{Q}{Q\eta_{ЖС} + (1-Q)\eta_{Fe}} ; \quad (1.14)$$

для выхода Y_{Fe} получаем выражение:

$$Y_{Fe} = \frac{N_n^{det}}{N_{\mu} \rho_{Fe} l_{Fe}} \cdot \frac{1-Q}{Q\eta_{ЖС} + (1-Q)\eta_{Fe}} . \quad (1.15)$$

Вычисляя доли Q и $(1 - Q)$, необходимо учитывать размножение нейтронов, влияющее на величину Q при слоистой ЖС-Fe структуре установки. Размножение нейтронов, которое происходит главным образом в железе, учитывается величинами эффективностей регистрации η_{Fe} , $\eta_{ЖС}$.

При $\eta_{Fe} = \eta_{ЖС} = \eta$ формула (1.14) переходит в (1.13). Рассмотрим, как изменится величина $Y_{ЖС}$, полученная в работах [55, 62, 70], при $\eta_{Fe} \neq \eta_{ЖС}$.

Величина Q определяется с помощью выражения $Y_n = N_n / (N_\mu l_\mu \rho)$ и представления выхода в виде $Y_n = mA^\beta$:

$$\frac{N_{\text{ЖС}}}{N_{\text{Fe}}} = \frac{Q}{1-Q} = \left(\frac{A_{\text{ЖС}}}{A_{\text{Fe}}} \right)^\beta \frac{\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}}{\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}}, \quad (1.16)$$

l_{Fe} – средняя длина мюонного трека в железе.

Ввиду ортогональности и подобия формы ЖС и контейнера (прямоугольный параллелепипед объемом $1.5 \times 1.0 \times 1.0 \text{ м}^3$ [65]), справедливо равенство:

$$\frac{\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}}}{\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}}} = \frac{M_{\text{ЖС}} S_{\text{Fe}}}{M_{\text{Fe}} S_{\text{ЖС}}}, \quad (1.17)$$

поскольку в общем случае для потока мюонов под данным углом средняя длина l связана с параметрами счетчика V и S_\perp соотношением $l = V / S_\perp$ или

$$\rho l = M / S_\perp, \quad (1.18)$$

где V – объем ЖС или стенок железного контейнера (включая стенки корпуса счетчика), M – масса ЖС или металла, S_\perp – площадь проекции фигуры ЖС или контейнера на плоскость, перпендикулярную потоку мюонов. Равенство (1.17) позволяет исключить в выражении (1.16) величины $l_{\text{ЖС}}$ и l_{Fe} , которые необходимо знать с точностью, превышающей экспериментальные возможности установок LSD и LVD с точки зрения определения координат мюонного трека.

Вычисление величины ρl по формуле (1.18) требует установления площади S_\perp , что для глобального потока мюонов является самостоятельной

задачей, отношение же $\frac{M_{\text{ЖС}} S_{\text{Fe}}}{M_{\text{Fe}} S_{\text{ЖС}}}$ определяется с достаточной точностью (<

5%), так как $S_{\text{Fe}} / S_{\text{ЖС}} \approx 1$, а массы $M_{\text{ЖС}}$ и M_{Fe} известны с точностью лучше 3%.

Подставляя (1.17) в (1.16) и обозначая $k_M = M_{\text{ЖС}} / M_{\text{Fe}}$, $k_S = S_{\text{Fe}} / S_{\text{ЖС}}$, $k_A = A_{\text{ЖС}} / A_{\text{Fe}}$, получаем:

$$Q = \frac{k_A^\beta k_M k_S}{1 + k_A^\beta k_M k_S}. \quad (1.19)$$

Помимо доли Q , выражение (1.17) позволяет вычислить длины $l_{\text{ЖС}}$, l_{Fe} , необходимые для определения выходов $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} , с использованием легко устанавливаемой по экспериментальным данным полной средней длины мюонного трека в вещества детектора $l_{\text{tot}} = l_{\text{ЖС}} + l_{\text{Fe}}$ (условия (б) регистрации нейтронов):

$$l_{\text{Fe}} = l_{\text{tot}} / \left(\frac{\rho_{\text{Fe}}}{\rho_{\text{ЖС}}} k_M k_S + 1 \right) = l_{\text{tot}} / (10 k_M k_S + 1). \quad (1.20)$$

Величины k_M , k_S , $\eta_{\text{ЖС}}$, η_{Fe} , а также $l_{\text{ЖС}}$, необходимые для вычисления $Y_{\text{ЖС}}$ по формуле (1.14), зависят от условий регистрации нейтронов в объеме установок LSD, LVD. Величина k_A^β , в соответствии с диапазоном возможных значений $0.9 \leq \beta \leq 1.0$, заключена в интервале $0.184 - 0.218$ при $A_{\text{ЖС}} = 10.4$, $A_{\text{Fe}} = 56$.

Результаты эксперимента LSD [62] позволяют определить выход $Y_{\text{ЖС}}$ по данным шести счетчиков второго (II) уровня при условиях регистрации нейтронов а), которым соответствуют значения: $k_M = 1.14\text{т} / 1.46\text{т} \approx 0.8$, $k_S = 1$, $\eta_{\text{ЖС}} = 0.45$, $\eta_{\text{Fe}} = p_n \eta_\gamma \approx 0.40 \cdot 0.25 = 0.10$; здесь $p_n \approx 0.40$ – вероятность для нейтрона, рожденного мюоном в окружающем счетчик металле, быть захваченным в этом счетчике, $\eta_\gamma \approx 0.25$ – эффективность регистрации квантов от $n\text{p}$ - или $n\text{Fe}$ - захвата нейтрона, влетевшего в счетчик снаружи. Величина $\rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} = 65 \text{ г/см}^2$ вычислена в [62]. Из этой же работы возьмем значения $N_\mu = 19827$, $N_n^{\text{det}} = 563$, с использованием которых по формулам (1.19) и (1.14) для диапазона $\beta = 0.9 - 1.0$ получаем $Q = 0.128 - 0.149$, $Y_{\text{ЖС}} = 3.8 \cdot 10^{-4} - 4.3 \cdot 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$.

Определив величину $\rho_{\text{Fe}} l_{\text{Fe}} = \rho_{\text{ЖС}} l_{\text{ЖС}} / k_M = 65 \text{ г см}^{-2} / 0.8 = 81.2 \text{ г/см}^2$, по формуле (1.15) при указанных выше значениях N_μ , N_n^{det} , k_M , k_S , $\eta_{\text{ЖС}}$, η_{Fe} вычислим также выход Y_{Fe} для диапазона $0.9 \leq \beta \leq 1.0$:

$$19.6 \leq Y_{\text{Fe}} \leq 21.0 \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}.$$

В эксперименте LVD при условиях (б) достигается наибольшая эффективность регистрации нейтронов: $\eta_{\text{ЖС}} = 0.75$, $\eta_{\text{Fe}} = 0.65$ [72]; с учетом этих значений получаем $k_M = \frac{1.14\Gamma}{1.04\Gamma} \approx 1.1$ (в расчете на один внутренний счетчик), $k_s \approx 1.0$. Средняя длина мюонного трека во внутреннем объеме башни $l_{\text{tot}} = 351$ см [70], с привлечением формулы (1.19) вычисляем $\rho_{\text{Fe}}l_{\text{Fe}} = 228$ г/см², $\rho_{\text{ЖС}}l_{\text{ЖС}} = 251$ г/см². Используя эти длины и величины $N_\mu = 187370$, $N_n^{\text{det}} = 57028$ из работы [70], с помощью выражений (1.14, 1.15, 1.19) находим $Q = 0.168 - 0.193$, $Y_{\text{ЖС}} = (3.1 - 3.5) \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²), $Y_{\text{Fe}} = (16.1 - 16.7) \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²).

Как было показано выше в этом параграфе, для вычисления выхода по данным установок LSD и LVD, состоящих из сцинтиллятора и железа, необходимы доли Q и $1 - Q$. Выходы $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} при этом оказываются связанными между собой и зависящими от показателя β , известного в коридоре значений $0.9 - 1.0$. Данные LSD позволяют найти выход Y_{Fe} , а затем и зафиксировать β , прямым путем – используя количество нейтронов, образованных мюонами в железной платформе толщиной 8 см под детектором и зарегистрированных шестью счетчиками первого (I) уровня [62]:

$$Y_{\text{Fe}}^{\text{I}} = \frac{N_n^{\text{detI}}}{N_\mu^{\text{I}} \epsilon_n^{\text{I}} \rho_{\text{Fe}}^{\text{I}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}}} = 20.3 \times 10^{-4} \text{ н/μ/(г/см}^2\text{)},$$

$$N_n^{\text{detI}} = 223, N_\mu^{\text{I}} = 19042, \rho_{\text{Fe}}^{\text{I}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}} = 72 \text{ г/см}^2, \eta_n^{\text{I}} = 0.08.$$

Величины N_n^{detI} и N_μ^{I} взяты из работы [62]; длина $\rho_{\text{Fe}}^{\text{I}} l_{\text{Fe}}^{\text{I}}$ рассчитана для толщины платформы 8 см и угла θ^{max} максимальной интенсивности мюонов в месте нахождения детектора LSD $\theta^{\text{max}} = 30^\circ$.

Найденному значению $Y_{\text{Fe}}^{\text{I}} = 20.3 \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²) соответствует величина $\beta = 0.95$. Подставляя ее в выражения (1.14, 1.15, 1.19), получаем $Q =$

0.138, $Y_{\text{ЖС}} = 4.07 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$ для LSD и $Q = 0.180$, $Y_{\text{ЖС}} = 3.26 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$, $Y_{\text{Fe}} = 16.37 \times 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$ для LVD.

1.2.3. Точность измерений выхода сg-нейтронов

Выход $Y_{\text{ЖС}}$ в экспериментах [27, 50, 55, 70] был измерен с неопределенностью около 12% (Табл. 1.1), величина которой связывалась, главным образом, с погрешностями при установлении полного числа np -, $n\text{Fe}$ -захватов и количества генерированных нейтронов. Процедура определения выхода $Y_{\text{ЖС}}$ на LVD при $\eta_{\text{ЖС}} \neq \eta_{\text{Fe}}$ (в отличие от $\eta_{\text{ЖС}} = \eta_{\text{Fe}}$ в [55, 70]), приводя к правильным значениям величины выхода, увеличивает погрешность до 14%.

В эксперименте LSD [62] выход был определен с точностью около 19%. Использование новой процедуры вычисления выхода по данным шести счетчиков второго уровня с уточненными значениями эффективности регистрации нейтронов и длины ρl повышает точность выходов $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} до 15%. Ошибка прямого измерения Y_{Fe} по нейтронам, образованным мюонами в железной платформе под LSD, составляет 13%. Таким образом, измерения на LSD и LVD дают следующие величины выходов (в единицах $10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г/см}^2\text{)}$):

$$\bar{E}_{\mu} = 280 \text{ ГэВ: } Y_{\text{ЖС}} = 3.3 \pm 0.5, Y_{\text{Fe}} = 16.4 \pm 2.3;$$

$$\bar{E}_{\mu} = 385 \text{ ГэВ: } Y_{\text{ЖС}} = 4.1 \pm 0.6, Y_{\text{Fe}} = 20.3 \pm 2.6.$$

В работе [60] величины выходов были установлены по данным счетчиков LVD без триггерных импульсов (то есть счетчиков вне мюонного трека):

$$Y_{\text{ЖС}} = 3.2 \pm 0.2, Y_{\text{Fe}} = 19 \pm 1.$$

Эффективность регистрации нейтронов в этом случае составляет $\eta_{\text{ЖС}} = 0.0075$, $\eta_{\text{Fe}} = 0.0107$. Все величины (Q , η , l), кроме исходного количества зарегистрированных нейтронов N_n^{det} , были рассчитаны методом Монте – Карло [60] без определения их погрешности, что привело к завышенной точности выходов $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} около 6%.

Прямой метод измерения выхода сg-нейтронов для железа (слой железа толщиной 4 см между двумя счетчиками LVD) дал величину

$$Y_{\text{Fe}} (280 \text{ ГэВ}) = 16 \pm 4 (\text{стат.}) \pm 1 (\text{сис.}) [58].$$

Максимальное число измерений было выполнено для ЖС (Табл. 1.1). При $A\text{-const} \approx 10.4$ эта совокупность величин Y_n даёт возможность установить зависимость выхода Y_n от энергии \bar{E}_μ с наибольшей точностью. Лучшей аппроксимацией сцинтилляционных данных является функция $Y_n(\bar{E}_\mu) = 4 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.78}$ [73] (Рис. 1.3) с погрешностью показателя $\alpha = 0.78 \pm 0.02$.

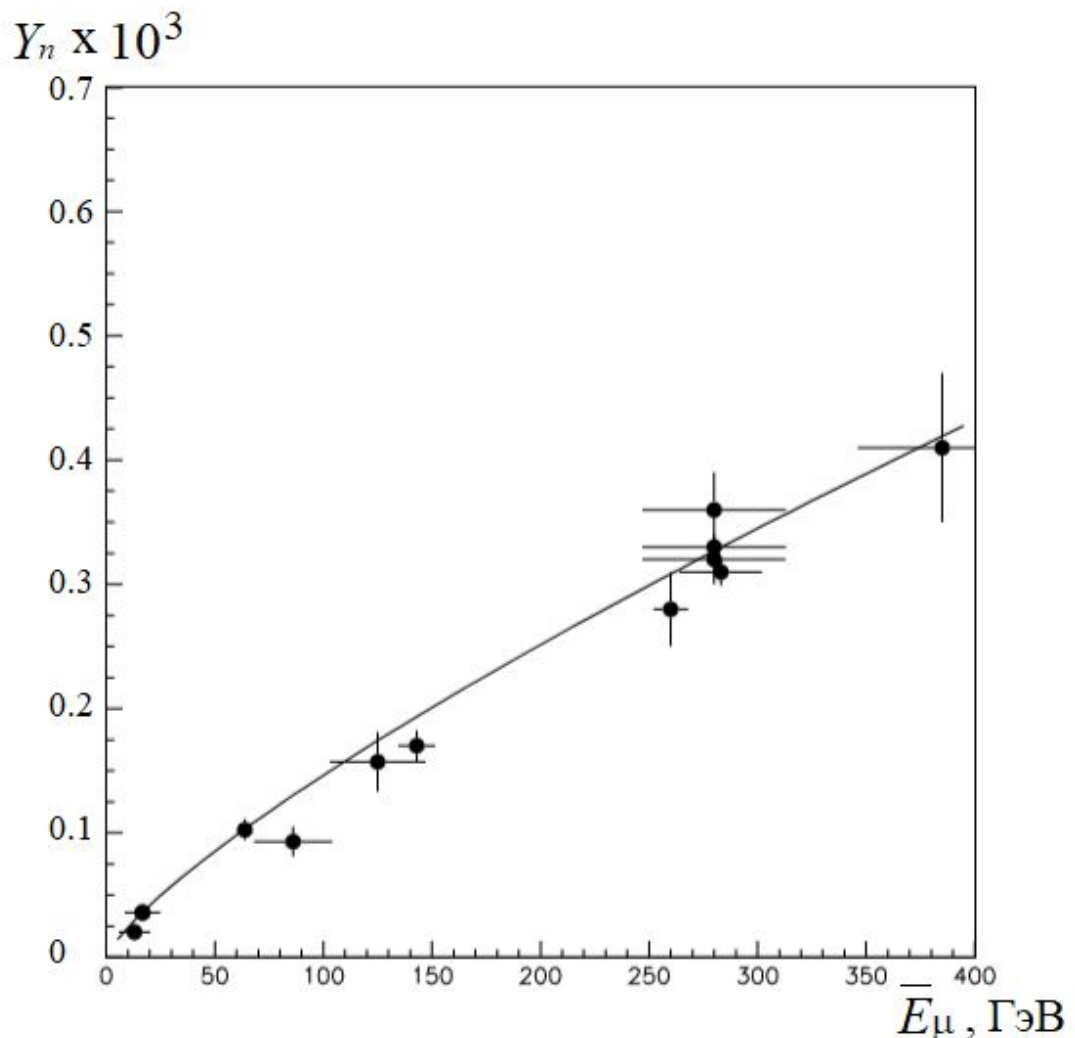


Рис. 1.3. Измеренные выходы нейтронов в сцинтиляторе (включая откорректированные) в зависимости от средней энергии мюонов. Кривая – функция $Y_n = 4 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.78}$.

1.3. Факторы, влияющие на величину выхода Y_n при измерениях

1.3.1. Величина энергии \bar{E}_μ

Генерация нейтронов потоком мюонов с энергиями больше десятков ГэВ характеризуется средней энергией мюонов \bar{E}_μ : $Y_n \propto \bar{E}_\mu^\alpha$, где $\alpha = 0.75 - 0.80$. Сопоставление величин энергии \bar{E}_μ и глубины H в различных экспериментах (Табл. 1.1) показывает, что энергия \bar{E}_μ определяется с большой ошибкой. Расчет величины \bar{E}_μ на данной глубине требует задания спектра мюонов на поверхности, рельефа поверхности, состава и плотности грунта над установкой, энергопотерь мюонов в веществе. Для измерения выхода Y_n могут выбираться мюоны определенного направления: в экспериментах [41, 43, 46, 49, 74] это были мюоны вблизи вертикали со средней энергией \bar{E}_μ^\perp , в остальных экспериментах – мюоны глобального потока с энергией $\bar{E}_\mu^{\text{глоб}}$. В случае плоской поверхности $\bar{E}_\mu^{\text{глоб}}$ больше \bar{E}_μ^\perp . Для определения величины \bar{E}_μ в экспериментах под холмами и горными вершинами [43, 39, 51, 62, 70] необходимо детальное знание рельефа и координат установки. Таким образом, энергия \bar{E}_μ является расчетной величиной, ее погрешность определяется точностью расчета. На рис. 1.4 представлены зависимости $\bar{E}_\mu(H)$, рассчитанные по формулам, полученным разными авторами [75, 76, 77]. Допуская, что абсолютная погрешность $\Delta\bar{E}_\mu$ величины \bar{E}_μ сравнима с коридором значений \bar{E}_μ между кривыми 1 и 3, в котором располагается основная часть экспериментальных данных, абсолютную ошибку $\Delta\bar{E}_\mu$ можно выразить зависимостью

$$\Delta\bar{E}_\mu \approx (2/\sqrt{\bar{E}_\mu}) \bar{E}_\mu = 2\sqrt{\bar{E}_\mu}, \quad (1.21)$$

(\bar{E}_μ – в ГэВ). В соответствии с этой формулой величинам \bar{E}_μ в таблице были приписаны погрешности там, где они не были указаны авторами, то есть во

всех экспериментах, кроме LVD, Borexino и [48, 51, 53]. В таком случае относительная погрешность определения энергии \bar{E}_μ на глубинах больше 0.5 км в.э. составляет от 10% до 20%.

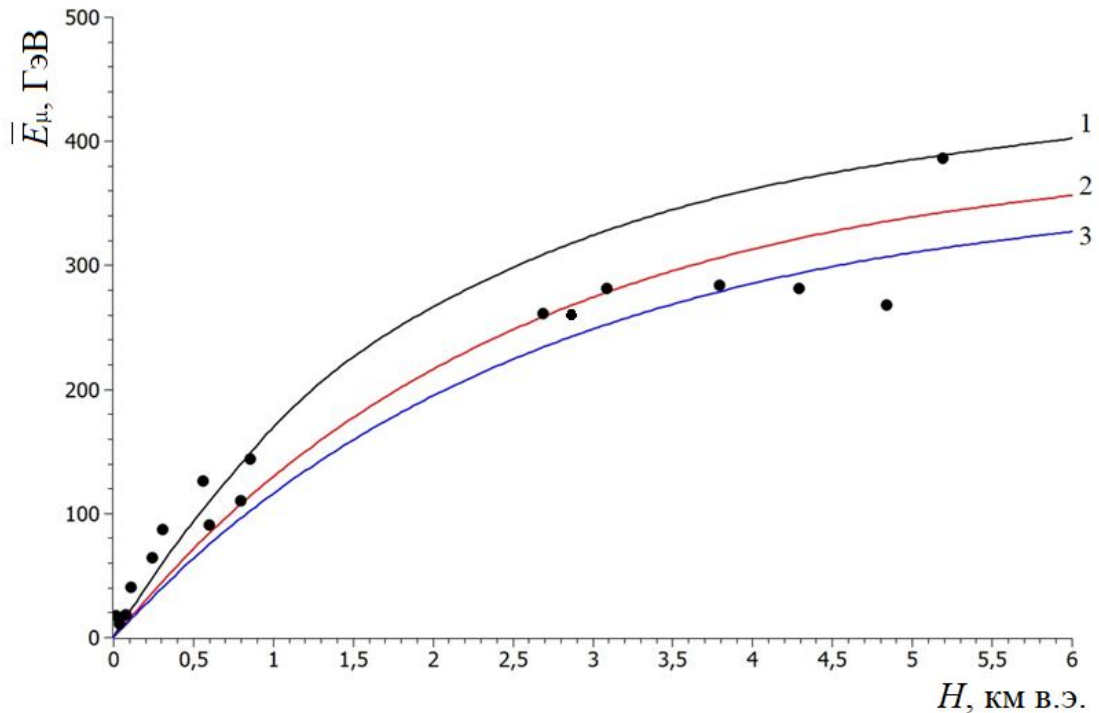


Рис. 1.4. Зависимость \bar{E}_μ (H). Кривые – расчет: 1 – [75], 2 – [76], 3 – [77]; точки – величины H и \bar{E}_μ из Табл. 1.1.

1.3.2. Переходный эффект

В подземных экспериментах установки всегда окружены грунтом, а детекторы, как правило, – материалами пассивной и активной защиты, входящими в состав установки. Как было указано в параграфе 1.1.2, в области энергии мюонов больше ~ 40 ГэВ подавляющая часть нейтронов образуется в ливнях, генерируемых мюонами. При измерении выхода нейтронов Y_n под землей мишень пересекают ливни, образуемые мюонами как в самой мишени, так и в окружающем ее веществе. Переходный эффект (ПЭ) заключается в изменении числа и спектра частиц при переходе ливня из одного вещества в другое и, таким образом, во влиянии окружающего вещества на величину выхода Y_n в веществе мишени. В подземных экспериментах ПЭ всегда, в большей или меньшей степени, влияет на

измеряемую величину выхода сg-нейтронов, исключить ПЭ можно только при компьютерном моделировании. К ПЭ можно отнести также влияние на экспериментальную величину ${}^{\text{ex}}Y_n(A_t)$ обмена сg-нейтронами окружающего веществ A и мишени A_t на их границе, что, по определению, не связано с генерацией нейтронов.

Переходные процессы для em -ливней определяются радиационной длиной t_r (г·см⁻²) и критической энергией ε^c (МэВ), для h -ливней – длиной свободного пробега пиона до неупругого взаимодействия $\lambda_\pi = \frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_{\pi A}}$ (г·см⁻²). Величины t_r и ε^c можно приближенно выразить формулами $t_r \approx 180 \frac{A}{Z^2}$ (г·см⁻²), $\varepsilon^c \approx 550 Z^{-1}$ (МэВ), которые с точностью не хуже 20% (для t_r) и 10% (для ε^c) справедливы для веществ с зарядом $13 \leq Z \leq 92$ [78]. Поскольку приблизительно $Z \propto A$, из этих выражений следует, что веществу с бóльшим A соответствуют меньшие величины t_r и ε^c .

Длины λ_π и t_r связаны неравенством $\lambda_\pi > t_r$. Их отношение λ_π/t_r можно определить, полагая $\sigma_{\pi A} = \sigma_0 A^{\alpha_\pi}$, где для $E_\pi \approx 5 - 1000$ ГэВ сечение $\sigma_0 \approx 27.5$ mb, а величина показателя $\alpha_\pi = 0.78$ (отсюда $\lambda_\pi \approx 61A^{0.22}$ г·см²):

$$\lambda_\pi/t_r = \left(\frac{A}{\mathcal{N}_A \sigma_0 A^{0.78}} \right) / \left(\frac{180A}{Z^2} \right) = \frac{Z^2}{180 \mathcal{N}_A \sigma_0 A^{0.78}} = \frac{0.34Z^2}{A^{0.78}}. \quad (1.22)$$

Таким образом, в углероде пробег λ_π больше длины t_r в ~ 1.9 раза, в свинце – в ~ 35 раз. Поскольку длина эффективной области развития h -ливня $L_{\text{sh}}^h \sim 4\lambda_\pi$, а L_{sh}^{em} em -ливня примерно $12t_r$, начиная с кислорода длина L_{sh}^h , выраженная в (г/см²), превышает длину L_{sh}^{em} в данном веществе. Это усиливает влияние h -ливней на измеренную величину ${}^{\text{ex}}Y_n(A_t)$.

Роль ПЭ зависит от толщины мишени d_t : чем больше d_t , тем меньше ПЭ влияет на величину выхода Y_n , соответствующую веществу A_t . Но сверху толщина d_t ограничена условием «тонкой» мишени. Для измерения выхода Y_n в потоке мюонов под землей это условие можно выразить неравенством εd_t

$\ll \bar{E}_\mu$, где ε_t – удельные энергопотери мюона в слое вещества d_t . Минимальная толщина d_t , при которой можно не учитывать ПЭ, а также получить правильную величину выхода с изолированной мишенью, определяется длиной L_{sh}^h , слабо зависящей от энергии ливня $L_{sh}^h \sim \ln \varepsilon_{sh}^h$. Следовательно, поскольку $L_{sh}^{em} < L_{sh}^h$, то при $d_t < 4\lambda_\pi$ необходимо учитывать влияние ПЭ на величину измеряемого выхода Y_n .

Помимо ПЭ на величину Y_n могут влиять факторы, не относящиеся непосредственно к переходным процессам, но связанные с окружающим мишень веществом. К ним относятся: а) отличие генерации h - и em -ливней мюонами в веществах A и A_t , б) отличие продольных размеров ливней L_{sh}^h и L_{sh}^{em} .

Генерация мюоном h -ливней определяется макроскопическим сечением глубоконеупругого μA -взаимодействия $\Sigma_{\mu A}^h$, которое практически не зависит от A : $\Sigma_{\mu A}^h \sim \mathcal{N}_A \sigma_{\mu V}^h$. В то же время макросечение электромагнитного μA -взаимодействия зависит от Z и A : $\Sigma_{\mu A}^{em} \propto Z^2/A$. Вследствие этого увеличение массового числа A окружающего вещества относительно A_t влечет за собой увеличение доли em -ливней в полном числе пересекающих мишень ливней. Как правило, при измерении выхода нейтронов $A \neq A_t$. В таком случае измерению выхода нейтронов в мишени A_t толщиной $d_t < 10 t_r$ соответствует соотношение h - и em -ливней, характерное для вещества A . С другой стороны, длина h -ливня относительно длины em -ливня нарастает примерно также (и даже несколько сильнее), как и отношение сечений $(\Sigma_{\mu A}^{em} / \Sigma_{\mu A}^h) \propto Z^2/A$:

$$L_{sh}^h / L_{sh}^{em} \approx 4 \lambda_\pi / 12 t_r \propto Z^2/A^{0.78}. \quad (1.23)$$

Таким образом, при измерении выхода в мишени A_t толщиной $d_t < 10 t_r$ увеличение (или уменьшение, если $A < A_t$) доли em -ливней в полном числе ливней, генерируемых мюоном в веществе $A > A_t$, в значительной степени компенсируется соответствующим изменением длины h -ливней,

развивающихся в веществе A . Бóльшая длина h -ливня по сравнению с длиной em -ливня такой же энергии влияет на энергетический состав потока sg -нейтронов в грунте на глубине H_0 . Так как длина релаксации sg -нейтронов $\lambda_n \sim 40 \text{ г/см}^2 \ll L_{sh}$, нейтроны распределены в соответствии с продольным и поперечным развитием ливня. В то же время $L_{sh}^h > L_{sh}^{em}$, поэтому доля нейтронов из h -ливней (с более высокой энергией) в полном потоке sg -нейтронов на глубине H_0 больше, чем задается соотношением макросечений $\Sigma_{\mu A}^{em}$ и $\Sigma_{\mu A}^h$ генерации ливней мюонами с энергией $\bar{E}_\mu(H_0)$.

Ниже при анализе влияния ПЭ на компоненты Y_n^h и Y_n^{em} будут использоваться термины «экспериментальные» или «измеренные» выходы и соответствующие им обозначения $^{ex}Y_n^h, ^{ex}Y_n^{em}$. Поскольку в измерениях, как правило, получают величину полного (суммарного) выхода, под этими обозначениями будут пониматься h - и em -компоненты в экспериментально определяемой величине полного выхода Y_n .

Рассмотрим на качественном уровне роль переходных процессов при измерении выхода $Y_n(A_t)$.

1.3.2.1. Переходный эффект для нейтронов в h -ливнях

В соответствии с макросечением $\Sigma_{\mu A}^h$ число h -ливней, генерируемых мюоном в 1 г вещества, пренебрежимо слабо зависит от A . От A зависит количество π_s^\pm (слабо $\sim A^{0.13}$) и число нейтронов, образуемых пионами ($\sim A^{0.75}$). Таким образом, ПЭ для h -ливней включает в себя изменение числа π_s^\pm , изменение множественности n_n и пограничный обмен нейтронами между A и A_t . Обмен приводит к увеличению измеренного выхода $^{ex}Y_n^h(A_t)$, если $A > A_t$ и некоторому его уменьшению, если $A < A_t$. Этот эффект особенно сильно проявляется при небольшой толщине d_t мишени, когда число генерируемых в мишени нейтронов невелико.

В h -ливнях образуется около 60% sg -нейтронов. Поэтому при небольшой толщине мишени d_t порядка длины релаксации sg -нейтронов $\lambda_n \sim$

(20 ÷ 50) г/см² приграничный обмен нейтронами h -ливней, в совокупности с подобным эффектом для em -ливней, наиболее сильно влияет на получаемую величину полного выхода ${}^{ex}Y_n(A_t)$.

Если толщина слоя d_A вещества – генератора h -ливней больше $\sim 4\lambda_\pi$, влияние переходных процессов определяется толщиной d_t . При $\lambda_\pi < d_t \leq 4\lambda_\pi$ и $A > A_t$ измеренный выход ${}^{ex}Y_n^h(A_t)$ превысит величину реального выхода $Y_n^h(A_t)$ вследствие бóльшего числа π_s^\pm и нейтронов, входящих в мишень из слоя d_A . Измеренный выход будет ограничен величинами $Y_n^h(A_t)$ и $Y_n^h(A)$: $Y_n^h(A_t) < {}^{ex}Y_n^h(A_t) < Y_n^h(A)$.

Условиям $A < A_t$ и $\lambda_\pi < d_t \leq 4\lambda_\pi$ будет соответствовать неравенство $Y_n^h(A_t) > {}^{ex}Y_n^h(A_t) > Y_n^h(A)$. При толщине $d_t > 4\lambda_\pi$ величина измеренного выхода ${}^{ex}Y_n^h(A_t)$ близка реальной $Y_n^h(A_t)$. При уменьшении толщины мишени в область $d_t \leq \lambda_\pi$ экспериментальный выход ${}^{ex}Y_n^h(A_t)$ будет стремиться к $Y_n^h(A)$. Величина ${}^{ex}Y_n^h(A_t)$ в этом случае определяется конкретными условиями измерений: толщиной веществ A и A_t ; свойствами этих веществ, влияющими на генерацию нейтронов мюонами; характеристиками транспорта нейтронов в веществе. Точный учет этих деталей измерений требует расчетов с применением метода Монте-Карло.

1.3.2.2. Переходный эффект для нейтронов в em -ливнях

В отличие от h -ливней переходный эффект для em -ливней зависит не только от A , но и от Z . ПЭ для em -ливней заключается в изменении числа частиц em -ливня и их энергии при переходе из вещества A_1, Z_1 в вещество A_2 (« A_1/A_2 - переход»), Z_2 на длине $(3 - 4)t_r$ при эффективной длине ливня $L_{sh}^{em} \sim (10 - 15)t_r$. Ниже будем полагать, что поперечный размер ливня много меньше поперечного сечения мишени и не влияет на величину выхода нейтронов в веществе A_2 при A_1/A_2 -переходе ливня.

Как было отмечено в параграфе 1.1.3, основным процессом генерации нейтронов в em -ливне является фоторождение посредством ГДР.

Множественность фотонейтронов ν_n^{em} в ливне, целиком развивающемся в гомогенном веществе, слабо зависит от энергетического спектра ливневых фотонов $P(\varepsilon_\phi) \propto 1/\varepsilon_\phi^2$. Множественность ν_n^{em} определяется количеством фотонов N_{sh}^γ в ливне и выходом фотонейтронов $y_n^{\Gamma DP}$ при поглощении фотона ядром A :

$$\nu_n^{em} = N_{sh}^\gamma y_n^{\Gamma DP}. \quad (1.24)$$

Число фотонов N_{sh}^γ пропорционально количеству ливневых частиц N_{sh}^e , которое в *em*-ливне с энергией ε_{sh} обратно пропорционально величине ε^c и пропорционально A , поскольку $\varepsilon^c \propto 1/A$:

$$N_{sh}^\gamma \propto N_{sh}^e \approx \varepsilon_{sh} / \varepsilon^c \propto \varepsilon_{sh} A. \quad (1.25)$$

Выход $y_n^{\Gamma DP}$ пропорционален A , так как

$$y_n^{\Gamma DP} \propto Z(A - Z) / A \approx A \text{ [38]}. \quad (1.26)$$

Объединяя (1.24), (1.25) и (1.26), получаем для ливня, развивающегося в гомогенном веществе:

$$\nu_n^{em} = N_{sh}^\gamma y_n^{\Gamma DP} \propto N_{sh}^e A \propto (\varepsilon_{sh} / \varepsilon^c) A \propto \varepsilon_{sh} A^2. \quad (1.27)$$

Число фотонов в ливне меняется в зависимости от возраста ливня s ($s = 0$ соответствует началу ливня, $s = 1$ – максимуму развития ливня). Следовательно, влияние ПЭ на генерацию нейтронов в веществе A_2 зависит от возраста *em*-ливня на границе A_1 / A_2 . Основная часть нейтронов в *em*-ливне образуется в интервале возраста $s \sim (0.5 - 1.5)$, в котором заключено подавляющее число фотонов ливня и который можно характеризовать равновесным спектром ливневых частиц. Равновесным является энергетический спектр, проинтегрированный по s , то есть по глубине развития ливня. Он соответствует спектру при $s = 1$. Поэтому ниже будем рассматривать ПЭ при $s = 1$.

При переходе ливня из вещества A в вещество A_t , толщины которых не меньше $10 t_r$ и $A > A_t$, число фотонов на длине $\sim 4 t_r (A_t)$ падает за счет выхода из ливневого процесса частиц с энергией меньше $\varepsilon^c(A_t)$. На глубине

ливня около $4t_r$ число фотонов начинает соответствовать ливню с меньшей начальной энергией. Это приводит к занижению множественности $\nu_n^{em}(A_t)$ в ливне, рожденном в веществе A_t с той же начальной энергией. Таким образом, при $A > A_t$ число нейтронов от *em*-ливней в мишени с толщиной $d_t \sim 4 t_r$ будет завышенным, в то время как при $d_t \sim 10 t_r$ оно окажется заниженным. Присчет нейтронов, входящих в мишень из вещества A , может только частично компенсировать уменьшение величины $\nu_n^{em}(A_t)$.

В случае $A < A_t$ переход из A в A_t приводит к уменьшению числа нейтронов, образующихся в слое $4 t_r(A_t)$, так как для ливня с данной энергией \mathcal{E}_{sh}^* количества ливневых частиц в веществах A и A_t связаны неравенством $N^{e,\gamma}(A) < N^{e,\gamma}(A_t)$. Тем не менее, число нейтронов при дальнейшем развитии ливня во всей толщине мишени $d_t \sim 10 t_r(A_t)$ будет соответствовать ливню с начальной энергией \mathcal{E}_{sh}^* , развивающемуся в гомогенном веществе A_t . Это объясняется более низкой критической энергией $\varepsilon^c(A_t)$ по сравнению с $\varepsilon^c(A)$ и сохранением при переходе A/A_t суммарной энергии частиц, идущей на развитие ливня в веществе A_t .

Таким образом, в случае $A > A_t$ для толстой мишени $d_t > 10 t_r$ ПЭ занижает величину выхода: ${}^{ex}Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A)$; при $d_t \leq 4 t_r$ будет получен завышенный выход $Y_n^{em}(A_t)$: $Y_n^{em}(A_t) < {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A)$. В случае $A < A_t$ для $d_t > 10 t_r$ измеренная величина выхода должна приблизительно соответствовать реальной величине ${}^{ex}Y_n^{em}(A_t) \approx Y_n^{em}(A_t)$, в то время как при $d_t \leq 4 t_r$ выход будет заниженным: ${}^{ex}Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A_t)$. В диапазоне толщин мишени $4 t_r \leq d_t \leq 10 t_r$ соотношение величин ${}^{ex}Y_n^{em}(A_t)$ и $Y_n^{em}(A_t)$ зависит от степени отличия A_t и A . Если они значительно отличаются друг от друга, то при $A_t < A$ $Y_n^{em}(A_t) \leq {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A)$ и $Y_n^{em}(A_t) \geq {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) > Y_n^{em}(A)$, если $A_t > A$.

Соотношения величин выхода в зависимости от толщины мишени d_t и соотношения массовых чисел A_t и A при слое вещества A над мишенью $d_A > 4 \lambda_\pi$ представлены в Табл. 1.2.

Таблица 1.2. Действие переходного эффекта при измерении выхода космогенных нейтронов.

Толщина мишени d_t	$A_t < A$	$A_t > A$
Электромагнитные ливни		
$d_t \leq 4 t_r$	$Y_n^{em}(A_t) < {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) \leq Y_n^{em}(A)$	$Y_n^{em}(A_t) > {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) > Y_n^{em}(A)$
$4 t_r < d_t \leq 10 t_r$	$Y_n^{em}(A_t) \leq {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) \leq Y_n^{em}(A)$	$Y_n^{em}(A_t) \geq {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) > Y_n^{em}(A)$
$d_t > 10 t_r$	$Y_n^{em}(A_t) > {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) < Y_n^{em}(A)$	$Y_n^{em}(A_t) \approx {}^{ex}Y_n^{em}(A_t) > Y_n^{em}(A)$
Адронные ливни		
$d_t \leq \lambda_\pi$	$Y_n^h(A_t) < {}^{ex}Y_n^h(A_t) \leq Y_n^h(A)$	$Y_n^h(A_t) > {}^{ex}Y_n^h(A_t) > Y_n^h(A)$
$\lambda_\pi < d_t \leq 4 \lambda_\pi$	$Y_n^h(A_t) < {}^{ex}Y_n^h(A_t) < Y_n^h(A)$	$Y_n^h(A_t) \geq {}^{ex}Y_n^h(A_t) > Y_n^h(A)$
$d_t > 4 \lambda_\pi$	$Y_n^h(A_t) \approx {}^{ex}Y_n^h(A_t) \leq Y_n^h(A)$	$Y_n^h(A_t) \approx {}^{ex}Y_n^h(A_t) > Y_n^h(A)$

Как видим, ПЭ одинаково влияет на обе компоненты выхода Y_n^h и Y_n^{em} и, следовательно, на величину выхода Y_n при оптимальных для измерений толщинах мишени $4 t_r < d_t \leq 10 t_r \leq 4 \lambda_\pi$. Это необходимо учитывать при анализе полученных результатов.

1.3.3. Флуктуация числа нейтронов в μ -событиях

Выход Y_n при высоких энергиях \bar{E}_μ связан, в большей степени, с нейтронами из h -ливней. Вследствие небольшого сечения генерации образование h -ливней – редкий процесс. В h -ливне высокой энергии появляется большое число нейтронов (вплоть до сотен), что приводит к значительным флуктуациям величины Y_n , получаемой за конечное время измерений.

Временной ход набора данных в эксперименте можно проиллюстрировать кумулятивной гистограммой $\Sigma N_n^{\det}(\Sigma N_\mu)$, представленной

на Рис. 1.5. Здесь величина ΣN_n^{det} является суммарным числом зарегистрированных нейтронов, образованных мюонами ΣN_μ в мишени толщиной ρl . Высокие ступеньки гистограммы соответствуют прохождению через мишень h -ливня с большой множественностью нейтронов, что приводит к разбросу значений ΣN_n^{det} , превышающему статистические погрешности, указанные на графике. Гистограмма должна описываться прямой, проходящей через начало координат, так как $\Sigma N_n^{\text{det}} \propto \Sigma N_\mu$; следовательно

$$Y_n \eta = \frac{\Sigma N_n^{\text{det}}}{\Sigma N_\mu} (\rho l)^{-1}. \quad (1.28)$$

Поскольку величины ΣN_μ и ρl в эксперименте известны, точность установления выхода Y_n по линейной зависимости ΣN_n^{det} от числа мюонов ΣN_μ определяется погрешностью величины ΣN_n^{det} , которая связана с размерами мишени (толщиной ρl и площадью S), интенсивностью I_μ (H), энергией \bar{E}_μ и эффективностью регистрации нейтронов η : $\Sigma N_n = \Sigma N_n^{\text{det}} / \eta$.

Для достижения погрешности определения выхода Y_n не большей 10% необходима статистика по числу нейтронов ΣN_n^{det} не меньше сотен. От этого зависит и время набора данных. Например, в эксперименте по прямому измерению выхода Y_n в железе на LVD при $I_\mu^{\text{годокс}} \approx \frac{1}{2} I_\mu^0 \approx 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($I_\mu^0 \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$), $\rho l = 36 \text{ г см}^{-2}$, $S = 1.5 \text{ м}^2$, $Y_{\text{Fe}} \sim 15 \cdot 10^{-4} \text{ н } \mu^{-1} (\text{г/см}^2)^{-1}$, $\bar{E}_\mu = 280 \text{ ГэВ}$, $\eta \sim 0.2$ для регистрации $\Sigma N_n^{\text{det}} \sim 150$ нейтронов продолжительность набора данных должна составлять ~ 3 года, а число пересекающих мишень мюонов $\Sigma N_\mu \sim 1.2 \cdot 10^4$.

В заключение рассмотрения факторов, влияющих на величину выход при измерениях, можно констатировать, что основными источниками погрешности экспериментальной величины выхода $Y_n(A_i)$ в подземных экспериментах являются ошибки определения энергии \bar{E}_μ и числа

генерируемых в мишени с γ -нейтронов (включая ПЭ и флуктуации множественности нейтронов в ливнях).

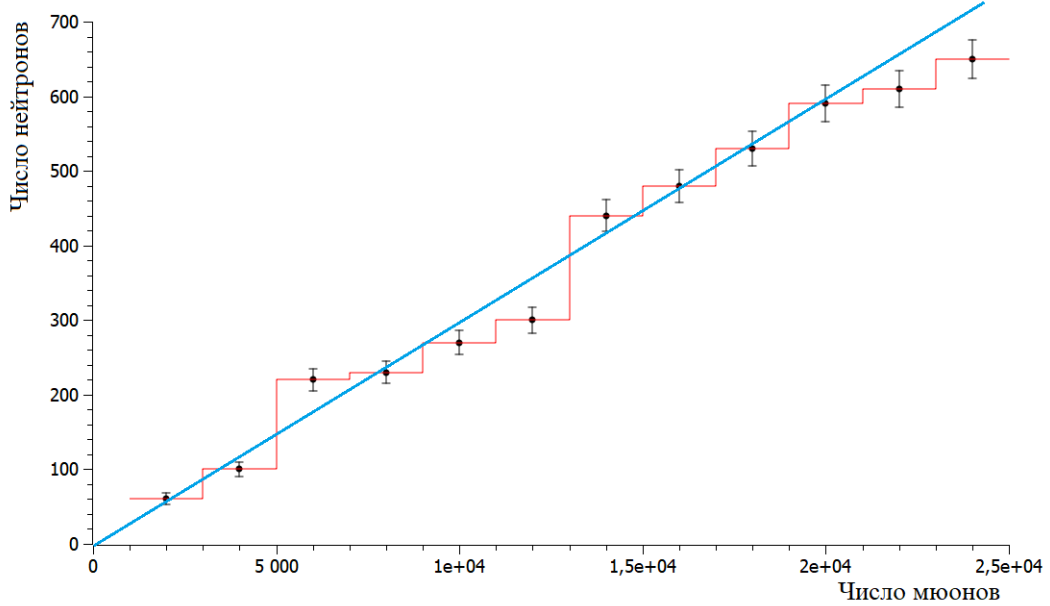


Рис. 1.5. Кумулятивная гистограмма зависимости суммарного числа зарегистрированных нейтронов ΣN_n^{det} от количества прошедших через мишень мюонов ΣN_μ .

1.4. Зависимость выхода от структуры ядра вещества.

Разброс величин выхода относительно генеральной зависимости (1.10), помимо погрешности измерений и факторов, указанных в предыдущем параграфе, связан с особенностями структуры ядер.

Компонента выхода Y_n^h практически не зависит от внутриядерных эффектов. Это объясняется механизмом образования нейтронов в h -ливнях. Во-первых, множественность \bar{n}_{cas} не связана со структурой ядра, так как средняя энергия каскадных нуклонов $\bar{T}_{\text{cas}} \sim 150$ МэВ гораздо выше энергии ядерных эффектов. Во-вторых, множественность \bar{n}_{ev} является средней по набору остаточных ядер $\bar{A}_r < A$ в ливне. В силу этого величина \bar{A}_r связана с массовым числом A ядра вещества, но не с его структурой. Следовательно, число нейтронов $n_n = \bar{n}_{\text{cas}} + a_{\text{mul}} \cdot \bar{n}_{\text{cas}} + \bar{n}_{\text{ev}}$ при $a_{\text{mul}} \ll 1$ практически не зависит от структуры ядер A , и рассчитываемые выходы Y_n^h для различных A при

фиксированной энергии E_μ не должны значительно отклоняться от закона $Y_n^h \propto A^\beta$. Небольшой разброс величин Y_n^h возникает за счет фоторождения нейтронов в *em*-сублиниях, а также образования $a_{mul} \cdot n_{cas}$ нейтронов в прямых реакциях скалывания с участием каскадных нуклонов $nA \rightarrow nn(A-1)$, $pA \rightarrow np(A-1)$. Выход нейтронов в этих реакциях зависит от структуры ядра, но его вклад в величину Y_n^h в соответствии с сечением и пороговым характером реакций для подавляющего числа ядер не превышает единиц процентов. Очевидно, что разброс значений Y_n^h , вызываемый этими процессами, еще меньше.

По сравнению с компонентой Y_n^h выходы Y_n^{em} и Y_n^v сильнее зависят от структуры ядра. Основным каналом генерации нейтронов в этих компонентах является фоторождение посредством ГДР. Максимумы сечений этой реакции у различных ядер находятся в интервале 13 – 25 МэВ. При таких энергиях проявляется роль внутриядерных эффектов, определяющих устойчивость ядер и влияющих на выход нейтронов. К ним относятся, в первую очередь, заполненность нуклонных оболочек и связанная с ней энергия отрыва нейтрона. Кроме этого, как указано в [79], к нарушению монотонности зависимости выхода фотонейтронов от A приводит большая вероятность выхода α -частиц в фотоядерных реакциях для некоторых элементов. За счет этого, например, кислород, железо и вольфрам имеют бóльшие значения выхода фотонейтронов по сравнению, соответственно, с алюминием, никелем и свинцом.

Внутриядерные эффекты оказывают влияние на разброс величин выхода Y_n для тяжелых ядер ($A > \sim 100$), что объясняется нарастающим с увеличением A вкладом в полный выход Y_n компонент Y_n^{em} и Y_n^v , сравнимым с вкладом компоненты Y_n^h . В любом случае влияние структуры ядра присутствует в измерениях, но не является решающим среди факторов, формирующих гистограмму на Рис. 1.5, и, следовательно, не меняет генеральной зависимости $Y_n \propto A^\beta$ при $\beta = \text{const}$.

1.5. Универсальная формула для выхода sg-нейтронов

Данные, собранные в Табл. 1.1, можно проанализировать в рамках общепринятого приближения о постоянстве показателей α и β и их независимости от, соответственно, \bar{E}_μ и A (Рис. 1.6). В этом случае выход Y_n (A, \bar{E}_μ) можно факторизовать, представляя его выражением:

$$Y_n(A, \bar{E}_\mu) = b_n^{\text{tot}} A^\beta \bar{E}_\mu^\alpha \quad (\bar{E}_\mu - \text{в ГэВ}), \quad (1.29)$$

где b_n^{tot} – константа, размерность которой совпадает с размерностью относительных энергопотерь мюонов в веществе [$\text{см}^2/\text{г}$].

Используя независимость α от \bar{E}_μ , все значения выхода $Y_n(\bar{E}_\mu)$ для каждого вещества можно привести к некоторой произвольно выбранной энергии \bar{E}_μ^* и вычислить усредненную величину $\bar{Y}^*(\bar{E}_\mu^*)$. При $\bar{E}_\mu^* = 16.7$ ГэВ получаем значения:

$$\bar{Y}_{\text{ЖС}}^* = 0.34 \times 10^{-4} \text{ н}/\mu/(\text{г}/\text{см}^2) \text{ (усреднение по двенадцати величинам)},$$

$$\bar{Y}_{\text{Fe}}^* = 1.74 \times 10^{-4} \text{ н}/\mu/(\text{г}/\text{см}^2) \text{ (усреднение по девяти величинам)},$$

$$\bar{Y}_{\text{Pb}}^* = 6.03 \times 10^{-4} \text{ н}/\mu/(\text{г}/\text{см}^2) \text{ (усреднение по десяти величинам)}.$$

Отношения $\bar{Y}_{\text{ЖС}}^*/\bar{Y}_{\text{Fe}}^*$ и $\bar{Y}_{\text{ЖС}}^*/\bar{Y}_{\text{Pb}}^*$ согласуются с $\beta = 0.96$, $\bar{Y}_{\text{Fe}}^*/\bar{Y}_{\text{Pb}}^* - \text{с } \beta = 0.95$.

Используя независимость β от A и полагая $\beta = 0.95$, что соответствует прямым измерениям величины Y_{Fe} на LSD (пункт 1.2.2), выходы для Fe и Pb можно привести к ЖС. Описывая совокупность 22 полученных значений выхода $Y_{\text{ЖС}}(\bar{E}_\mu)$ зависимостью $Y_{\text{ЖС}} = b_n^{\text{tot}} (10.3)^{0.95} \bar{E}_\mu^\alpha$ [73], имеем лучшее согласие при $b_n^{\text{tot}} = (4.4 \pm 0.3) \times 10^{-7}$ и $\alpha = 0.78 \pm 0.02$. Величины $\alpha = 0.78$ и $b_n^{\text{tot}} = 4.4 \times 10^{-7}$ согласуются с аппроксимацией ЖС-данных (Рис. 1.3), так как $Y_{\text{ЖС}} = 4.4 \times 10^{-7} (10.4)^{0.95} \bar{E}_\mu^{0.78} = 4.07 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.78}$. Тогда в выражениях (1.9) и (1.10) $c_A = b_n^{\text{tot}} A^\beta$, $c_E = b_n^{\text{tot}} \bar{E}_\mu^\alpha$. Представление выхода в виде степенных зависимостей (1.9) и (1.10) при постоянных α и β вытекает из выражения для сечения $\sigma_{\mu A}^h = \sigma_{\mu N} A^{\alpha_0}$ ($\sigma_{\mu N}$ – сечение глубококонепругого рассеяния мюона на нуклоне, $\alpha_0 \sim 1$ – фактор затенения нуклонов в ядре) и зависимостей $v_n \propto E^\alpha$, $v_n \propto A^\beta$.

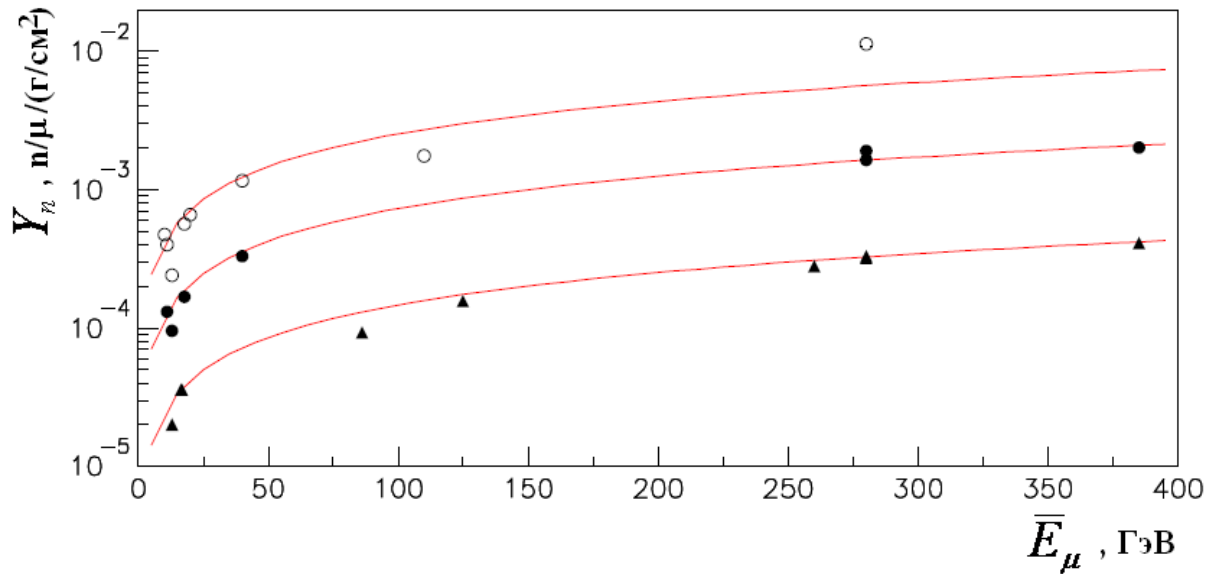


Рис. 1.6. Результаты измерений выхода по данным табл. 1.1 (использованы данные, имевшиеся на 2013 год); \blacktriangle – $Y_{\text{ЖС}}$, \bullet – Y_{Fe} , \circ – Y_{Pb} . Кривые – функция $Y(A, \bar{E}_\mu) = 4.4 \times 10^{-7} A^{0.95} \bar{E}_\mu^{0.78}$, $A_{\text{ЖС}} = 10.4$, $A_{\text{Fe}} = 56$, $A_{\text{Pb}} = 207$.

Близость $b_n^{\text{tot}} = 4.4 \times 10^{-7}$ величине потерь на ядерное взаимодействие $b_n = 4.0 \times 10^{-7}$ говорит о доминирующей роли h -ливней в генерации sg -нейтронов. Коэффициент b_n^{tot} представляет удельные энергопотери мюона, от которых зависит количество образуемых нейтронов. В диапазоне возможных значений \bar{E}_μ в современных подземных экспериментах 20 – 400 ГэВ величина b_n^{tot} практически не изменяется. Она также пренебрежимо слабо зависит от A . Таким образом, формула (1.29) отражает естественную связь величины выхода Y_n с энергопотерями мюона и, объединяя зависимости выхода от \bar{E}_μ и A , позволяет находить величины выхода sg -нейтронов в любых веществах на любой глубине H . В этом смысле формула (1.29) является универсальной (UF).

Значения всех экспериментальных данных из Табл. 1.1. можно сопоставить с расчетом по формуле UF (1.29). Если по оси x откладывать расчетное значение выхода Y_n^{UF} , а по оси y – соответствующую

экспериментальную величину ${}^{\text{ex}}Y_n$, то при точном равенстве ${}^{\text{ex}}Y_n = Y_n^{\text{UF}}$ совокупность точек должна следовать прямой, проходящей через начало координат и образующей угол $\varphi = 45^\circ$ с осью абсцисс (рис. 1.7.). Очевидно, что в случае ${}^{\text{ex}}Y_n > Y_n^{\text{UF}}$ угол $\varphi > 45^\circ$, и наоборот: если ${}^{\text{ex}}Y_n < Y_n^{\text{UF}}$, то $\varphi < 45^\circ$. Экспериментальные данные (всего 38 значений) образуют множество, согласующееся с прямой ${}^{\text{ex}}Y_n = Y_n^{\text{UF}}$ во всем диапазоне измерений \bar{E}_μ 10 – 385 ГэВ и A от 10.4 до 207.

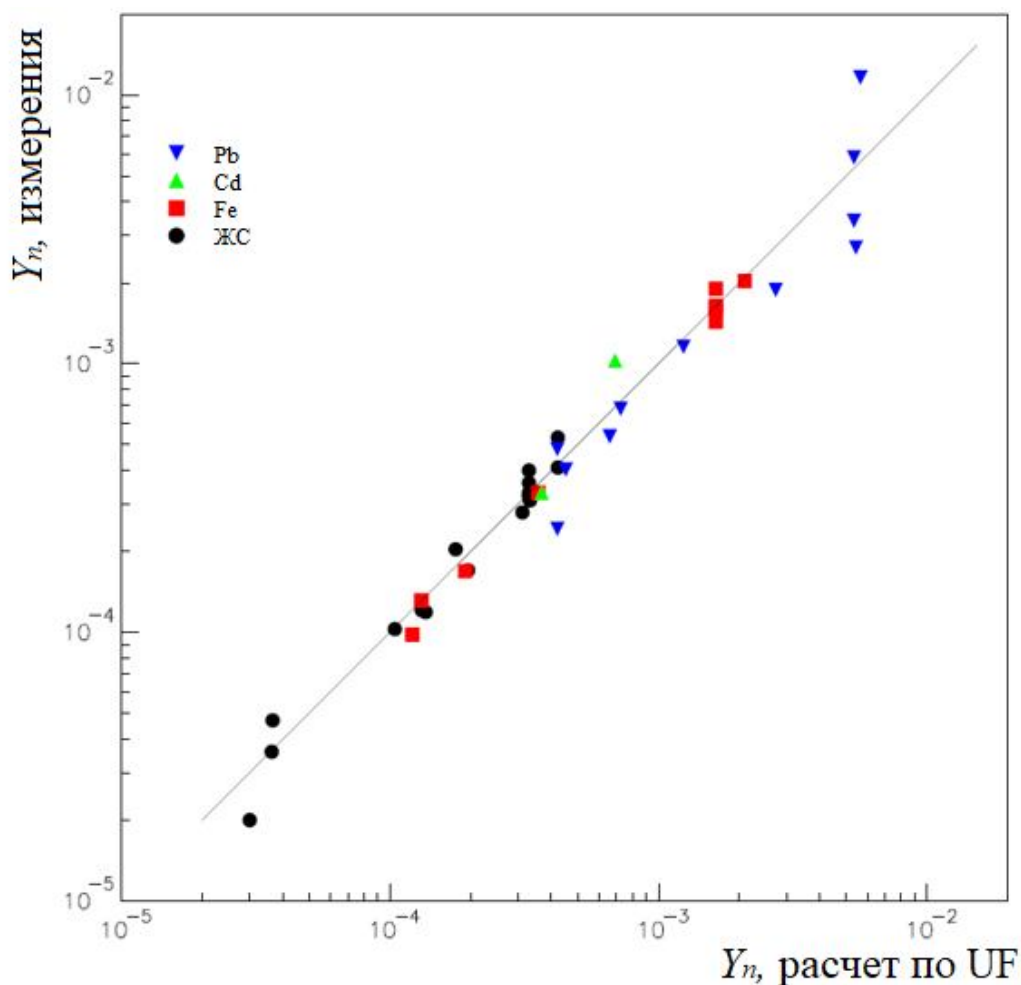


Рис. 1.7. Соответствие измерений (38 величин) и расчета выхода Y_n по UF. Погрешности данных указаны в Табл.1.1.

Разброс экспериментальных данных относительно прямой на Рис.1.7. связан с факторами, рассмотренными в разделах 1.3 и 1.4, а также с точностью соответствия UF процессам генерации нейтронов мюонами. Для оценки погрешности, с одной стороны, экспериментального определения

выхода Y_n и, с другой стороны, погрешности UF, можно использовать свойство UF, позволяющее привести величину выхода Y_n для любых A и \bar{E}_μ к заданным A^* и \bar{E}_μ^* . Выбирая $A^* = 56$ и $\bar{E}_\mu^* = 100$ ГэВ, получаем распределение $P(Y_n)$ на Рис.1.8., которое характеризуется средней величиной $\langle Y_{Fe} \rangle = 7.11 \cdot 10^{-4} \text{ н/}\mu\text{/(г см}^{-2}\text{)}$, абсолютной ошибкой $\Delta Y_{Fe} = 1.42 \cdot 10^{-4}$ и относительной ошибкой (68% доверительный интервал) $\sigma^{\text{ex}} = 20\%$. Выбор других опорных значений A^* и \bar{E}_μ^* не влияет на величину σ^{ex} . Как следует из проведенного в параграфе 1.3 анализа, на разброс результатов измерений выхода Y_n влияют факторы как экспериментального характера, так и физического – структура ядра. Влияние условий эксперимента можно учесть, структура же ядра, участвуя в формировании величины выхода, не приводит к её значительному отклонению от основной зависимости в виде UF.

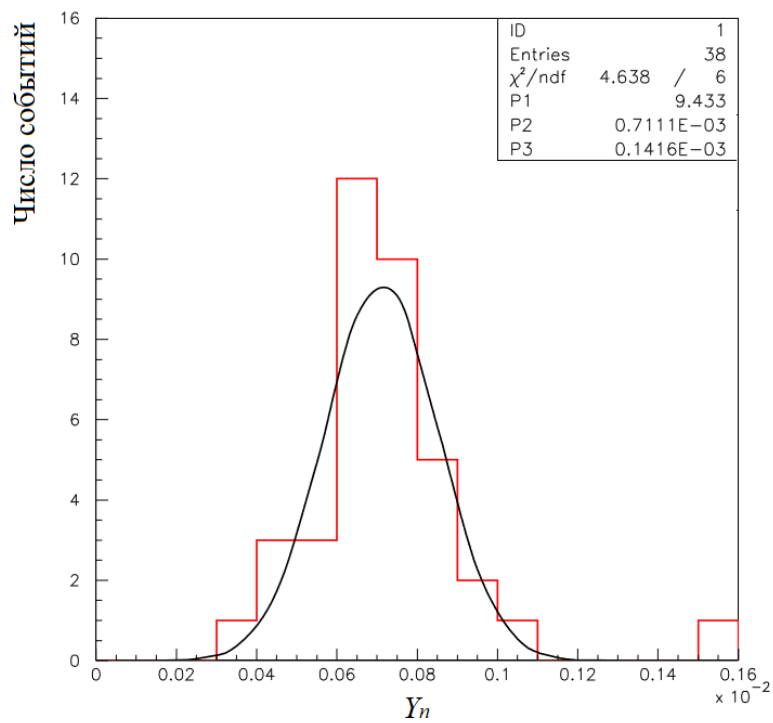


Рис. 1.8. Распределение 38 значений выхода Y_n , полученных в измерениях для различных A и \bar{E}_μ , приведенных к $A = 56$ и $\bar{E}_\mu = 100$ ГэВ с использованием UF (гистограмма). Кривая – функция Гаусса с параметрами максимального согласия с гистограммой; P2 = $\langle Y_{Fe} \rangle$, P3 = ΔY_{Fe} (68%-ый доверительный интервал).

В таком случае можно заключить: а) полная погрешность измерений выхода сг-нейтронов разными методами на различных глубинах не хуже $\sim 20\%$, б) точность выражения UF также не хуже $\sim 20\%$.

1.6. Выводы к первой главе

Выход нейтронов $Y_n(E_\mu, A)$ $n/\mu/(\text{г}\cdot\text{см}^{-2})$ представляет свойство вещества образовывать нейтроны при прохождении через него мюонов. Выход Y_n является основной количественной характеристикой космогенных нейтронов. Его величина позволяет вычислять скорость образования нейтронов R_n потоком мюонов с энергией \bar{E}_μ и интенсивностью I_μ ($\mu\cdot\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) в веществе A на данной глубине H

$$R_n = I_\mu Y_n(\bar{E}_\mu, A) \quad (n \text{ г}^{-1}\text{с}^{-1}),$$

а также поток нейтронов Φ_n , образуемых потоком мюонов I_μ

$$\Phi_n = I_\mu Y_n(\bar{E}_\mu, A) \lambda_n \quad (n \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}).$$

Число космогенных нейтронов, выходящих из мишени, зависит от выхода $Y_n(E_\mu, A)$ вещества мишени, ее размеров и способности поглощать нейтроны. Если их полное количество (проинтегрированное по поверхности мишени) отнести к числу мюонов и средней длине их пробега в мишени в ($\text{г}/\text{см}^2$), полученная величина приобретает размерность выхода Y_n . Ее можно назвать техническим выходом нейтронов Y_n^{tec} для данной мишени. Расчет величины Y_n^{tec} для мишени данных размеров, формы и вещества требует применения метода Монте-Карло.

Выход космогенных нейтронов, образуемых потоком мюонов с энергией \bar{E}_μ выше 20 ГэВ, определяется генерацией нейтронов в h - и em -ливнях. Основной вклад в полный выход дают нейтроны h -ливней.

Результаты измерений выхода Y_n имеют значительную погрешность. Это связано с погрешностями определения энергии \bar{E}_μ и числа генерированных нейтронов, переходным эффектом для ливней на границе

«мишень – окружающее вещество», образованием h -ливней с большой множественностью нейтронов за конечное время измерений.

Эмпирические выражения $Y_n(\bar{E}_\mu) = c_A E_\mu^\alpha$ и $Y_n(A) = c_E A^\beta$ являются простейшими представлением зависимости выхода нейтронов от E_μ и A . Получаемые подгонкой под экспериментальные или расчетные данные, они отражают тенденции изменения величины $Y_n(E_\mu)$ или $Y_n(A)$, не вскрывая связи с физическими процессами образования нейтронов мюонами.

Универсальная формула $Y_n = b_n^{\text{tot}} E_\mu^\alpha A^\beta$ при $b_n^{\text{tot}} = 4.4 \cdot 10^{-7} (\text{Г/см}^2)^{-1}$, $\alpha = 0.78$ и $\beta = 0.95$ получена в результате лучшей аппроксимации экспериментальных данных. Являясь эмпирическим выражением основной зависимости выхода от E_μ и A , UF связывает потери энергии b_n^{tot} мюонов в веществе A со способностью вещества образовывать нейтроны под воздействием энергии $b_n^{\text{tot}} E_\mu^\alpha$ и раскрывает смысл коэффициентов c_A и c_E в зависимостях $Y_n(\bar{E}_\mu)$ и $Y_n(A)$. Согласно с результатами измерений, UF учитывает влияние на величину выхода реального спектра потока мюонов с энергией \bar{E}_μ .

UF позволяет вычислять величину выхода Y_n для любого вещества на любой глубине эксперимента; в этом смысле формула $Y_n = b_n^{\text{tot}} E_\mu^\alpha A^\beta$ является универсальной. Точность UF не хуже 20%.

Глава 2

Феноменология выхода космогенных нейтронов

Как отмечалось в параграфе 1.1.3., уже в ранних исследованиях генерации cg -нейтронов мюонами было установлено, что при энергиях $\bar{E}_\mu > 20$ ГэВ в выходе cg -нейтронов доминируют нейтроны, образуемые в h - и em - ливнях. Вклад других каналов генерации cg -нейтронов не превышает $\sim 5\%$ величины полного выхода. Рассмотрим феноменологию процессов образования нейтронов в ливнях.

2.1. Выход заряженных пионов и нейтронов в h -ливнях

При описании экспериментальных и расчетных данных выход Y_n связывают с \bar{E}_μ и A степенными зависимостями (п. 1.1.2.)

$$Y_n = c_A E_\mu^\alpha \quad (\text{при } A - \text{const}), \quad (2.1)$$

$$Y_n = c_E A^\beta \quad (\text{при } E - \text{const}), \quad (2.2)$$

в которых α, β – константы. Простые зависимости (2.1, 2.2) при правильных величинах c_A, c_E, α, β хорошо отражают тенденции поведения выхода нейтронов в интервале изменения средних энергий мюонов под землей 20 – 400 ГэВ. Неизменность показателей α, β позволяет объединить выражения (2.1) и (2.2) в виде факторизации:

$$Y_n = c E_\mu^\alpha A^\beta, \quad c - \text{const}. \quad (2.3)$$

В таком случае $c_A = c A^\beta, c_E = c E_\mu^\alpha$.

Степенные зависимости (2.1, 2.2, 2.3) справедливы также для компоненты выхода Y_n^h . Это следует из экспериментальных и теоретических исследований множественных и ядерных процессов в адрон-ядерных столкновениях [34, 35, 37, 80, 81].

В соответствии с (1.8) выход Y_n^h задается выражением

$$Y_n^h = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \langle \sigma_{\mu A}^h v_n^h \rangle, \quad (2.4)$$

где $\sigma_{\mu A}^h$ – сечение образования h -ливня, v_n^h – множественность нейтронов в h -ливне. Сечение $\sigma_{\mu A}^h$ можно записать в виде

$$\sigma_{\mu A}^h = \sigma_{\mu N} A^{\alpha_0}, \quad (2.5)$$

где $\sigma_{\mu N}$ – сечение глубоконеупругого μN -взаимодействия, α_0 – степень нуклонного затенения в ядре для виртуальных фотонов.

В диапазоне энергий E_μ $10 - 10^4$ ГэВ сечение $\sigma_{\mu N}$ постоянно: $\sigma_{\mu N} = 1.1 \times 10^{-28}$ см². Эффект затенения определяется переменной $x = q^2/2m\varepsilon_h$ (m – масса нуклона), где q^2 – квадрат передаваемого четырехмерного импульса, ε_h – переданная энергия. В соответствии с экспериментальными данными, в области переменной $x < 0.1$, которой характеризуется глубоконеупругое фотоядерное взаимодействие космических мюонов, $\alpha_0 = 0.96$ [81, 82].

Преобразуем выражение (2.4), используя формулу (2.5) и полагая $\alpha_0 = 1$:

$$Y_n^h(E_\mu, A) = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \langle \sigma_{\mu N} A^{\alpha_0} v_n^h \rangle \approx \mathcal{N}_A \sigma_{\mu N} \langle v_n^h \rangle = N_{\mu N} \langle v_n^h \rangle \text{ см}^2/\text{Г}. \quad (2.6)$$

Число μA -взаимодействий $N_{\mu N} = \mathcal{N}_A \sigma_{\mu N}$ не зависит от E_μ и, практически, от A . Следовательно, зависимость выхода Y_n^h от E_μ и A содержится в величине $\langle v_n^h \rangle$. Как следует из экспериментов [35, 40, 83], количество нейтронов n_n в глубоконеупругом столкновении частицы с ядром пренебрежимо слабо связано с энергией частицы и в основном зависит от A . Поэтому множественность $\langle v_n^h(E_\mu, A) \rangle$ зависит от множественности заряженных пионов $v_\pi^\pm(E_\mu, A)$ и числа нейтронов n_n :

$$\langle v_n^h(E_\mu, A) \rangle = \langle v_\pi^\pm(E_\mu, A) \rangle n_n(A). \quad (2.7)$$

Величина $\langle v_\pi^\pm \rangle$ определяет выход Y_π^\pm заряженных пионов в h -ливне:

$$Y_\pi^\pm(E_\mu, A) = \frac{\mathcal{N}_A}{A} \langle \sigma_{\mu N} A^{\alpha_0} v_\pi^\pm \rangle \approx N_{\mu N} \langle v_\pi^\pm \rangle \text{ (см}^2/\text{Г)}. \quad (2.8)$$

Зависимость множественности v_π^\pm от E_μ и A можно факторизовать:

$$v_\pi^\pm(E_\mu, A) = c_\pi E_\mu^{\alpha_\pi} A^{\beta_\pi}. \quad (2.9)$$

Подставляя (2.9) в (2.8), получаем выражение для выхода пионов:

$$Y_{\pi^{\pm}}(E_{\mu}, A) = N_{\mu N} c_{\pi} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}}. \quad (2.10)$$

С учетом (2.7) и (2.10) выражение (2.6) для выхода Y_n^h приобретает вид:

$$Y_n^h(E_{\mu}, A) = N_{\mu N} \langle v_n^h \rangle = N_{\mu N} c_{\pi} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}} n_n(A) = Y_{\pi^{\pm}}(E_{\mu}, A) n_n(A). \quad (2.11)$$

2.1.1. Связь выхода $Y_{\pi^{\pm}}$ с ядерными потерями мюона. Феноменологическое выражение для выхода $Y_{\pi^{\pm}}$ заряженных пионов в h -ливнях

Энергия, затрачиваемая на генерацию пионов, является частью ядерных потерь мюонов, а энергия на образование нейтронов отбирается от ливневых заряженных пионов. Следовательно, выходы $Y_{\pi^{\pm}}$, Y_n^h связаны с ядерными энергопотерями мюонов b_n :

$$b_n = \frac{\mathcal{N}_A}{E_{\mu} A} \int_0^{E_{\mu}} \varepsilon_h d\sigma(E_{\mu}, \varepsilon_h). \quad (2.12)$$

Здесь ε_h – энергопередача мюона в h -ливень, в этом случае потери b_n связываются только с генерацией h -ливней и не учитываются энергопотери, затрачиваемые мюоном на создание компоненты выхода Y_n^v посредством виртуальных фотонов. Это справедливо для ультррелятивистских мюонов.

Переходя в выражении (2.12) к средней энергопередаче мюона $\bar{\varepsilon}_h$ и учитывая (2.5), при $\rho = 1$ получаем:

$$b_n = \mathcal{N}_A \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} \sigma_{\mu N} = N_{\mu N} \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} (\text{см}^2/\Gamma). \quad (2.13)$$

Величина $b_n = 4.0 \times 10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \Gamma^{-1}$ постоянна в интервале E_{μ} 10 – 10⁴ ГэВ.

Следовательно, отношение $\bar{\varepsilon}_h/E_{\mu}$ – также константа, так как $\mathcal{N}_A \sigma_{\mu N} = \text{const}$:

$$\bar{\varepsilon}_h/E_{\mu} = b_n / \mathcal{N}_A \sigma_{\mu N} = 6.1 \times 10^{-3}. \quad (2.14)$$

Выражения (2.13) и (2.8) имеют одинаковую форму и размерность с тем отличием, что множественность $\langle v_{\pi^{\pm}} \rangle$ в (2.8) является числом только заряженных пионов в ливне $\bar{\varepsilon}_h$. Число заряженных пионов связано с E_{μ}

зависимостью $v_{\pi^{\pm}} \propto E_{\mu}^{\alpha_{\pi}}$ [1, 84, 85]. Умножая обе части уравнения (2.13) на $E_{\mu}^{\alpha_{\pi}}$, получаем энергию заряженной компоненты ядерных потерь мюона

$$b_n E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} = N_{\mu N} \left(\frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} \right), \quad (2.15)$$

в которой величина $\frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}}$ задает энергию заряженной компоненты ливня $\bar{\varepsilon}_h$ с числом пионов $\langle v_{\pi^{\pm}} \rangle$. Эта энергия распределяется между пионами π_s^{\pm} в актах глубоконеупругого πN -рассеяния. Пренебрегая распадами π_s^{\pm} на лету, можно считать, что заряженная компонента h -ливня теряет всю энергию на ионизацию ($\varepsilon_{1\pi}^{ion}$), расщепление ядер в πA -взаимодействиях (E_{dis}) и массу $m_{\pi}c^2$ заряженных пионов. Величина $\varepsilon_{1\pi}^{ion}$ является энергопотерей ливневого пиона на длине пробега λ_{π} для неупругой πA -реакции. Длина λ_{π} практически не связана с энергией ливневых пионов E_{π} и слабо зависит от A . Подобным образом изменяется величина E_{dis} [40, 83]. Энергию, затрачиваемую на один пион, можно выразить суммой $\varepsilon_{1\pi}^{ion} + E_{dis} + m_{\pi}c^2 = \varepsilon_{1\pi}(A)$, тогда

$$\varepsilon_{1\pi}(A) \langle v_{\pi^{\pm}}(E_{\mu}, A) \rangle = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}}. \quad (2.16)$$

Используя выражение (2.9) для $v_{\pi^{\pm}}$, приходим к равенству

$$c_{\pi} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}} = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} \frac{1}{\varepsilon_{1\pi}(A)}, \quad (2.17)$$

откуда следует $c_{\pi} = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}}$ и зависимость величины $\varepsilon_{1\pi}$ от A :

$$\varepsilon_{1\pi} = 1/A^{\beta_{\pi}}, \quad \varepsilon - \text{ в ГэВ}. \quad (2.18)$$

Множественность $\langle v_{\pi^{\pm}} \rangle$ слабо зависит от A и типа частицы - снаряда. Зависимость $\langle v_{\pi^{\pm}}(A) \rangle$ в виде $A^{\beta_{\pi}}$ при $\beta_{\pi} = 0.14 \pm 0.03$ была получена в эксперименте, описанном в [34] для протонов с энергией 20 – 27 ГэВ; в эксперименте [80] для π^- -мезонов с энергией 17 ГэВ была определена величина $\beta_{\pi} = 0.13 \pm 0.02$. Зависимость $v_{\pi^{\pm}}$ от A возникает вследствие небольшого размножения пионов внутри ядра, в результате чего

уменьшаются величины $\bar{\varepsilon}_{1\pi}^{ion}$ и \bar{E}_{dis} и увеличивается доля энергии ливня, идущая на образование пионов. Роль этого процесса нарастает с увеличением A , что приводит к обратной зависимости $\varepsilon_{1\pi}$ от A .

С учетом равенства (2.18) для $\nu_{\pi^{\pm}}$ получаем:

$$\langle \nu_{\pi^{\pm}}(E_{\mu}, A) \rangle = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}}. \quad (2.19)$$

Подставляя (2.19) в (2.8) и учитывая (2.13), приходим к выражению

$$Y_{\pi^{\pm}}(E_{\mu}, A) = b_n E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}}. \quad (2.20)$$

Величина показателя $\alpha_{\pi} = 0.75$ для заряженных пионов в h -ливнях (в ШАЛ) на основе экспериментальных данных впервые была определена в [84] и подтверждена затем в расчетах [85]. Полагая $\alpha_{\pi} = 0.75$ и $\beta_{\pi} = 0.13$, для выхода $Y_{\pi^{\pm}}$ получаем:

$$Y_{\pi^{\pm}} = b_n E_{\mu}^{0.75} A^{0.13}. \quad (2.21)$$

В работе [86], закрывавшей «Турин-эффект» (дополнительный процесс генерации мюонов низкой энергии на больших глубинах [87]), авторы связали число положительных пионов N_{π^+} ($\text{см}^2 \text{ г}^{-1}$) в h -ливнях, развивающихся в грунте, с потерями b_n выражением:

$$N_{\pi^+} = b_n n_0 E_{\mu}^{0.70}, \quad (2.22)$$

в котором $n_0 = 0 \div 4$ – безразмерный подгоночный параметр; при этом авторами использовалась величина $b_n = 5.7 \times 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$, заметно бóльшая современной $b_n = 4.0 \times 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$.

В работе [88] с помощью МК-пакета FLUKA для выхода Y_{π^+} в ЖС было получено:

$$Y_{\pi^+} = 4.45 \times 10^{-7} E_{\mu}^{0.80}. \quad (2.23)$$

Видим, что формулы (2.21), (2.22), (2.23) при фиксированном A подобны друг другу. В статье [89] выход Y_{π^+} в ЖС был рассчитан аналитически для глубин 20, 100, 500 м в.э., которым в [88] были приписаны энергии E_{μ} 10.3, 22.4, 80 ГэВ. Можно получить величины выхода Y_{π^+} в ЖС ($\bar{A} = 10.4$), используя

разные выражения для Y_{π^+} при $E_{\mu} = 80$ ГэВ: $Y_{\pi^+} = 0.86 \times 10^{-5}$ [89]; 1.48×10^{-5} [88]; $Y_{\pi^+} = \frac{1}{2} Y_{\pi^{\pm}} = 0.72 \times 10^{-5}$ (по формуле (2.21) в предположении $Y_{\pi^+} = Y_{\pi^-}$). Разброс найденных величин свидетельствует о значительных неопределенностях расчетов. Следует добавить, что величина показателя α , получаемая в различных расчетах методом Монте-Карло, находится в диапазоне от 0.6 до 0.8.

2.1.2. Феноменологическое выражение для выхода Y_n^h нейтронов в h -ливнях

Зависимость выхода Y_n^h от E_{μ} и A содержится в величине $\langle v_n^h \rangle$, которую, как и множественность $\langle v_{\pi^{\pm}} \rangle$ (2.9), можно факторизовать:

$$\langle v_n^h(E_{\mu}, A) \rangle = c_n E_{\mu}^{\alpha_n} A^{\beta}. \quad (2.24)$$

С другой стороны, в соответствии с (2.7) и (2.19) множественность $\langle v_n^h \rangle$ можно также представить в виде

$$\langle v_n^h(E_{\mu}, A) \rangle = \langle v_{\pi^{\pm}} \rangle n_n(A) = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}} n_n(A). \quad (2.25)$$

Правые части уравнений (2.24) и (2.25) равны друг другу, так как представляют одну и ту же величину $\langle v_n^h \rangle$:

$$c_n E_{\mu}^{\alpha_n} A^{\beta} = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}} n_n(A).$$

Поскольку величина n_n не зависит от E_{μ} , то $\alpha_n = \alpha_{\pi}$ и $c_n A^{\beta - \beta_{\pi}} = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}} n_n(A)$.

Отсюда следует $c_n = \frac{\bar{\varepsilon}_h}{E_{\mu}}$ и $n_n(A) = A^{\beta - \beta_{\pi}}$. Обозначая $\beta - \beta_{\pi} = \beta_n$ и подставляя

$n(A) = A^{\beta_n}$ в выражение для v_n^h , с учетом (2.11) и (2.20) получаем:

$$Y_n^h(E_{\mu}, A) = b_n E_{\mu}^{\alpha_{\pi}} A^{\beta_{\pi}} A^{\beta_n}.$$

Экспериментальные данные и расчеты в рамках модели ВНК [35] хорошо согласуются с показателем $\beta_n = 0.74 \pm 0.10$. Используя величину $\beta_{\pi} = 0.13$ и с

учетом неопределенностей приближенно полагая $\beta_\pi + \beta_n \approx 0.90$, приходим к выражению:

$$Y_n^h(E_\mu, A) = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.90}. \quad (2.26)$$

2.2. Феноменология выхода нейтронов Y_n^{em} в em -ливнях

Мюон инициирует em -ливень посредством δ -электрона, γ -кванта радиационного излучения (r) или e^+e^- -пары (p). В em -ливне образуется небольшое количество нейтронов, но, благодаря высокому сечению генерации em -ливней, они дают сравнимый с h -ливнями вклад в выход sg -нейтронов. Em -ливень состоит из электронов e^+ , e^- и ливневых γ -квантов (фотонов). Число ливневых заряженных частиц N_{sh}^e , как и фотонов N_{sh}^γ , пропорционально энергии ливня \mathcal{E}_{em} . Количество фотонов с энергией выше 10 МэВ в 2 – 3 раза больше числа N_{sh}^e . При высоких энергиях \mathcal{E}_{em} в структуре em -ливней появляются адронные h -субливни, образующиеся в реакциях фоторождения пионов. Вероятность этого процесса невелика из-за крутопадающего спектра ливневых фотонов $\propto 1/\varepsilon_\gamma^2$. Ниже вклад h -субливней в величину выхода Y_n^{em} учитываться не будет.

В отличие от h -ливней практически вся энергия em -ливней расходуется на ионизацию среды. Доминирующим процессом образования нейтронов в em -ливнях является фоторождение, так как, во-первых, его сечение в $\sim 10^2$ раз больше сечения электроядерных eA -реакций и, во-вторых, $N_{sh}^\gamma > N_{sh}^e$. Среди процессов фоторождения наибольший вклад в выход Y_n дает ГДР, производящий нейтроны с испарительным спектром. Область ГДР находится в диапазоне от энергии связи нуклона в ядре до ~ 30 МэВ. Максимум ГДР определяется выражением $\varepsilon_\gamma^{\max} \approx 40A^{-0.2}$ МэВ. Сечение фотопоглощения σ_a дается формулой:

$$\sigma_a = \int_0^{m_\pi c^2} \sigma_{\gamma A} dE_\gamma \approx 60 \frac{NZ}{A} 10^{-27} \text{ см}^2 \cdot \text{МэВ}. \quad (2.27)$$

Вследствие большой ширины ГДР 2 – 8 МэВ и расположения его максимума выход фотонейтронов слабо зависит от формы спектра фотонов $P(\varepsilon_\gamma) \propto 1/\varepsilon_\gamma^2$ и связан с их количеством: $Y_n^{em} \propto N_{sh}^\gamma \propto \mathcal{E}_{em}$. Поскольку $N_{sh}^\gamma \propto \mathcal{E}_{em}$, а генерация *em*-ливней определяется сечением $\sigma_{\mu A}^{em}$, то выход Y_n^{em} пропорционален *em*-энергопотерям мюона

$$Y_n^{em} \propto \left(\frac{dE_\mu}{dx} \right)^{em} = k_\delta + [b_r(A) + b_p(A)]E_\mu, \quad (2.28)$$

где k_δ , b_r , b_p – слабо зависящие от E_μ функции. Величина потерь k_δ при энергии E_μ выше 10 ГэВ незначительно растет с энергией и практически не зависит A :

$$k_\delta \propto \frac{Z}{A} \approx \frac{A^{0.96}}{2A} \propto A^{-0.04}; \quad (2.29)$$

следовательно, можно допустить $k_\delta \approx \text{const}$.

Величины b_r и b_p представляют удельные потери энергии

$$b_{r,p} = \left(\frac{1}{E_\mu} \frac{dE_\mu}{dx} \right)_{r,p} = \frac{\mathcal{N}_A}{E_\mu A} \int_0^{E_\mu} \varepsilon_{r,p} \sigma_{r,p}(E_\mu, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (2.30)$$

$\varepsilon_{r,p}$ – энергия радиационного γ -кванта или пары, $\sigma_{r,p}$ – сечение соответствующего процесса.

Потери b_r и b_p в диапазоне \bar{E}_μ 20 – 400 ГэВ практически не зависят от E_μ , в

таком случае $\left(\frac{dE_\mu}{dx} \right)_{r,p} \propto E_\mu$. Со свойствами вещества эти потери связаны

зависимостью

$$b_{r,p}(A) \propto Z^2 / A \approx A^{0.94} / 4 \propto A^{0.94}. \quad (2.31)$$

С тем, чтобы получить выражение для Y_n^{em} , в правую часть уравнения (2.28) следует ввести коэффициент $\nu_n^{\gamma A}(A)$, учитывающий множественность нейтронов при γA -поглощении. Вводя в (2.28) также зависимость от E_μ , получаем выражение для выхода нейтронов в *em*-процессах:

$$Y_n^{em}(E_\mu, A) = c^{em} \nu_n^{\gamma A}(A) [k_\delta + b_r(A) E_\mu^{1.0} + b_p(A) E_\mu^{1.0}], \quad (2.32)$$

где c^{em} – константа, учитывающая долю энергопотерь на генерацию нейтронов, которая одинакова для всех em -ливней.

Для функции генерации фотонейтронов $\sigma_a v_n^{\gamma A}$ в области ГДР была определена аппроксимация $\sigma_a v_n^{\gamma A} = 0.52 \times 10^{-27} A^{1.8}$ МэВ [38]. Сравнивая эту формулу с выражением (2.27) и полагая $NZ / A \approx A^{1.0} / 4 \propto A^{1.0}$, приходим к зависимости $v_n^{\gamma A} = c_{\gamma A} A^{0.8}$, которой характеризуется множественность фотонейтронов в em -ливнях с любой энергией \mathcal{E}_{em} . Можно преобразовать выражение (2.32), в соответствии с (2.31) полагая $b_r(A) \approx a_r A^{0.94}$, $b_p(A) \approx a_p A^{0.94}$ ($a_r, a_p - \text{const}$) и используя зависимость $v_n^{\gamma A} = c_{\gamma A} A^{0.8}$:

$$Y_n^{em}(E_\mu, A) = c^{em} c_{\gamma A} k_\delta A^{0.8} + c^{em} c_{\gamma A} a_r A^{1.74} E_\mu^{1.0} + c^{em} c_{\gamma A} a_p A^{1.74} E_\mu^{1.0}. \quad (2.33)$$

Объединяя константы в коэффициенты c_δ, c_r, c_p , соответствующие разным каналам генерации нейтронов, получаем зависимость выхода Y_n^{em} от E_μ и A :

$$Y_n^{em}(E_\mu, A) = c_\delta A^{0.8} + c_r A^{1.74} E_\mu^{1.0} + c_p A^{1.74} E_\mu^{1.0}. \quad (2.34)$$

В это выражение, представляющее выход нейтронов только в em -ливнях, можно включить член Y_n^v , относящийся к ядерным потерям мюона и соответствующий генерации нейтронов посредством виртуальных фотонов. Несмотря на более жесткий спектр $\propto 1/\varepsilon_\gamma^v$ относительно спектра реальных фотонов в em -ливнях, виртуальные фотоны производят подавляющую часть нейтронов также через ГДР, благодаря его большой ширине. Вследствие этого выражение для Y_n^v принимает вид выражения для выхода нейтронов в δ -ливнях:

$$Y_n^v = c_v A^{0.8}. \quad (2.35)$$

Включая (2.35) в (2.34), получаем выход нейтронов во всех процессах за исключением h -ливней:

$$Y_n^{ph} = (c_\delta + c_v) A^{0.8} + (c_r + c_p) A^{1.74} E_\mu^{1.0}. \quad (2.36)$$

Члены этого выражения имеют общую черту: они представляют нейтроны, образующиеся за счет ядерного фотоэффекта. Эти нейтроны выходят из основных ядер вещества A в отличие от h -ливней, в которых испарительные нейтроны выходят из ядер-остатков A_r . Начиная с энергии $E_\mu \sim 100$ ГэВ в

выходе (2.36) доминирует второй член, поэтому выход Y_n^{ph} можно представить в виде, аналогичном выражению Y_n^h (2.26):

$$Y_n^{ph} = c_{ph} E_\mu^\alpha A^{\beta_{ph}}. \quad (2.37)$$

Таким образом, полный выход нейтронов Y_n является суммой компонент Y_n^h и Y_n^{ph} :

$$Y_n = Y_n^h + Y_n^{ph} = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.90} + c_{ph} E_\mu^\alpha A^{\beta_{ph}}. \quad (2.38)$$

Величина суммарных энергопотерь мюонов при энергиях $E_\mu > 100$ ГэВ в *em*-взаимодействиях примерно на порядок больше потерь b_n . Кроме того, число фотонов в *em*-ливнях от мюонов с энергией E_μ на полтора порядка больше числа π_s^\pm в *h*-ливнях, образуемых мюонами той же энергии. Тем не менее, при энергиях $E_\mu > 100$ ГэВ $Y_n^h > Y_n^{em}$. Это объясняется двумя причинами: а) для средних A сечение неупругого $\pi_s^\pm A$ -рассеяния в ~ 15 раз больше сечения γA -поглощения фотонов в *em*-ливнях; б) множественность нейтронов $\nu_n^{\pi A}$ в расчете на одно $\pi^\pm A$ -взаимодействие превышает $\nu_n^{\gamma A}$ для γA -поглощения в ~ 20 раз. В результате затраты энергии на образование нейтронов в *em*-ливне составляют $\sim 0.1\%$, в то время как в *h*-ливне такой же энергии, развивающемся в таком же веществе, – около 3% .

Формула (2.38) несколько переоценивает величину выхода Y_n , так как в ней дважды присутствует компонента Y_n^v – будучи зависимой от потерь b_n , она содержится как в Y_n^{ph} , так и в компоненте Y_n^h . Компонента Y_n^v дает вклад в зависимость выхода Y_n от структуры ядра, но, в соответствии с неравенствами $Y_n^h > Y_n^{em} \gg Y_n^v$, роль ее в полном выходе Y_n невелика.

Подставляя в (2.38) $Y_n^{UF} = Y_n$ и $b_n = 4.0 \times 10^{-7}$, получаем выражение:

$$4.4 \cdot 10^{-7} \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95} = 4.0 \times 10^{-7} \bar{E}_\mu^{0.75} A^{0.90} + c_{ph} \bar{E}_\mu^\alpha A^{\beta_{ph}}, \quad (2.39)$$

соответствующее равенству

$$Y_n^{UF} = Y_n^h + Y_n^{em}. \quad (2.40)$$

Отсюда, используя выражения для Y_n^h и Y_n^{UF} в (2.39), можно определить доли адронной Q^h и электромагнитной Q^{em} компонент в полном выходе сг-нейтронов:

$$Q^h = Y_n^h / Y_n^{UF} = 0.91 (\bar{E}_\mu)^{-0.03} A^{-0.05},$$

$$Q^{em} = 1 - Q^h.$$

В диапазоне чисел A от 12 до 207 величины Q^h , например для $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ, заключены в пределах 0.68 и 0.59.

2.3. Выводы ко второй главе

Выход сг-нейтронов является функцией переменных \bar{E}_μ и A ; при постоянных α и β выход можно факторизовать в виде $Y_n(\bar{E}_\mu, A) = c \cdot E_\mu^\alpha A^\beta$. Фиксированность и величина показателей α , β определяются свойствами глубоконеупругого фотоядерного и электромагнитного взаимодействий ультрарелятивистских мюонов, а также характеристиками развития h -, em -ливней и генерации нейтронов в ливнях.

Феноменологическое рассмотрение механизмов генерации сг-нейтронов показывает, что коэффициент c представляет относительные энергопотери мюонов в ядерных или электромагнитных взаимодействиях.

В полном выходе Y_n доминируют нейтроны, образуемые в глубоконеупругих πA -столкновениях с соответствующим выходом Y_n^h . Посредством величины Y_n^h выход Y_n связан с выходом $Y_\pi = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.13}$ заряженных пионов, который, в свою очередь, определяется ядерными потерями $b_n = 4.0 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ ультрарелятивистских мюонов. На связь величин Y_π и b_n в виде (2.22) впервые было указано Чудаковым и сотрудниками [86].

Адронная компонента выхода сг-нейтронов Y_n^h происходит от выхода Y_π и также зависит от b_n . Феноменологическое выражение для $Y_n^h = b_n E_\mu^{0.75} A^{0.90}$ является ядром универсальной формулы UF и определяет ее форму.

Глава 3

Расчеты выхода космогенных нейтронов в зависимости от \bar{E}_μ и A

3.1. Аналитические расчеты

Помимо вычисления конкретных величин выхода, целями расчетов является определение генеральных зависимостей $Y_n(\bar{E}_\mu)$ и $Y_n(A)$, а также установление физического смысла величин, входящих в эти функции.

Первый аналитический расчет энергетической зависимости выхода сг-нейтронов был выполнен для Al [2]. Зависимость Y_n от \bar{E}_μ для разных веществ (Al, Fe, Cd, Pb) впервые была рассчитана в работе [39]. Расчеты [2] и [39] показали, что зависимость $Y_n(\bar{E}_\mu)$ можно представить в виде $Y_n = c \bar{E}_\mu^\alpha$, где α постоянна во всем диапазоне средних энергий мюонов под землей 20 – 400 ГэВ и пренебрежимо слабо зависит от A . В пионерских расчетных работах были установлены пределы значений показателя α 0.7 – 0.8 для ядер от Al до Pb. Затем на базе экспериментальных данных и расчетов была зафиксирована приблизительная величина $\alpha \approx 0.75$. С привлечением всех имеющихся на сегодня измерений и проведенного в Главе 2 феноменологического анализа величина α может быть уточнена: она составляет 0.78 ± 0.02 [56, 73]. Ниже будем считать зависимость Y_n от \bar{E}_μ установленной в пределах погрешности ± 0.2 показателя α .

В последнее время стала активно исследоваться зависимость выхода Y_n от A , что объясняется широким набором материалов, используемых в подземных экспериментах. На рис. 3.1 приведены результаты аналитических расчетов зависимости $Y_n(A)$ при энергии $E_\mu = 280$ ГэВ. На этом рисунке представлены также экспериментальные величины выходов для ЖС, Fe, Cd, Pb. Значения измеренных выходов получены приведением табличных данных величин Y_n из Таблицы 1.1 к энергии $E_\mu = 280$ ГэВ по закону $Y_n \propto E_\mu^{0.78}$ с последующим усреднением по шестнадцати измерениям для ЖС, девяти – для Fe, двум – для Cd и одиннадцати – для Pb (Табл. 3.1).

Результаты аналитических расчетов хорошо согласуются (кроме расчетов для алюминия [1, 2, 27]) как с измерениями для ядер Al, Fe, Cd и Pb, так и с формулой UF.

Таблица 3.1. Результаты аналитических расчетов и измерений выхода в единицах $10^{-4} n/\mu/(\text{Г}\cdot\text{см}^{-2})$ для $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ.

элемент	Массовое число, A	Аналитический расчет [39]	Аналитический расчет			Среднее по измерениям
			[1]	[2]	[27]	
ЖС (C_nH_{2n})	10.4	—	—			3.3 ± 0.3
$^{27}_{13}\text{Al}$	27	7.2	3.8	2.8	4.9	—
$^{56}_{26}\text{Fe}$	56	16.2	—			15.6 ± 1.2
$^{112}_{48}\text{Cd}$	112	30.0	—			37.6 ± 11.4
$^{207}_{82}\text{Pb}$	207	60	—			52.7 ± 5.5

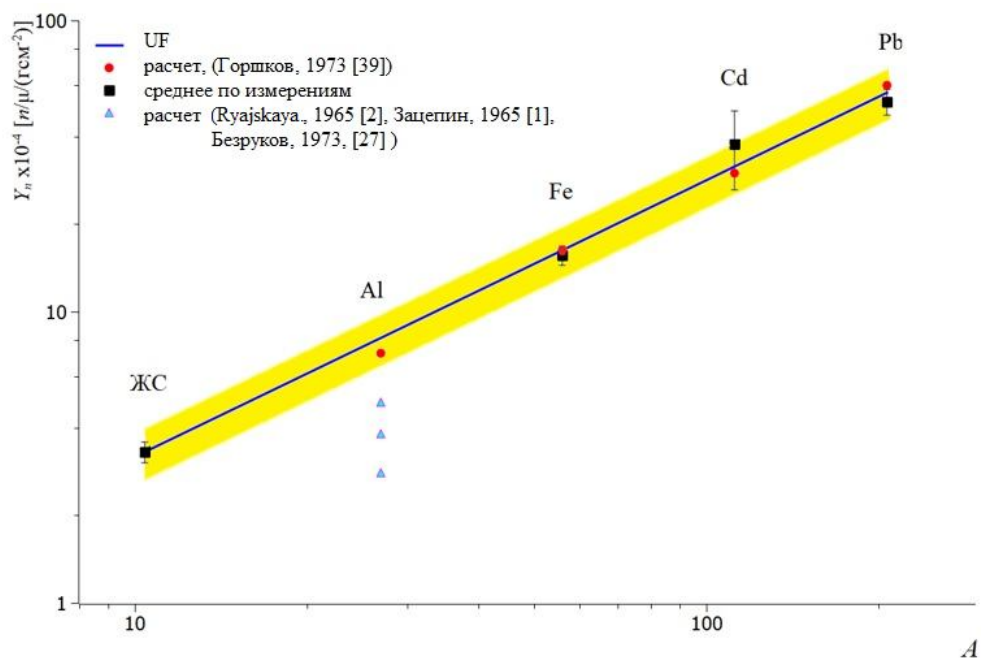


Рис. 3.1. Аналитические расчеты и данные измерений выхода для ЖС, Al, Fe, Cd, Pb при $E_\mu = 280$ ГэВ; расчеты [39] – с учетом спектра мюонов; желтая полоса – область значений UF с погрешностью 20%.

3.2. Расчеты методом Монте-Карло

Начиная с 2000 года для расчетов выхода Y_n стал активно применяться метод Монте-Карло. В работе [88] для расчета характеристик ядерноактивных частиц, генерируемых мюонами, впервые была использована программа FLUKA в версии FLUKA1999. Затем для этих же целей стала использоваться программа GEANT в различных версиях Geant4.

Сегодня МК-расчеты выхода сg-нейтронов, помимо России (ИЯИ РАН), проводятся во многих лабораториях мира: научными группами в LNGS(Италия), LSM (Франция), Boulby (Англия), Canfranc (Испания), Kamiokande (Япония), Soudan (США), CJUL (Китай), Karlsruhe (Германия). Целью расчетов является как совершенствование программных МК-пакетов для адекватного моделирования процессов генерации сg-нейтронов, так и установление характеристик нейтронной компоненты фона в конкретных экспериментах.

Пакет программ FLUKA (FLUktuierende KAskade) первоначально был ориентирован на моделирование взаимодействий частиц высокой энергии и их продуктов, в то время как GEANT (Geometry And Tracking) был нацелен на описание прохождения частиц через вещество с учетом геометрии и состава мишени и детектора. Оба пакета развивались с конца 70-х годов для планирования ускорительных экспериментов и обработки экспериментальных данных. Сегодня модифицированные пакеты FLUKA (язык программирования - FORTRAN) и Geant4 (C++) обладают практически одинаковыми возможностями при моделировании взаимодействий частиц и ядер и описании характеристик продуктов взаимодействий.

На рис. 3.2 представлены результаты расчетов выхода Y_n (A) для некоторых веществ, полученные с помощью FLUKA разными авторами при энергии $E_\mu = 280$ ГэВ (Табл. 3.2). Эта энергия, соответствующая экспериментально определенной средней энергии мюонов 280 ± 18 ГэВ на глубине установки LVD, была выбрана для унификации результатов с целью их сравнения между собой. Разброс точек на рис. 3.2 не позволяет решить

одну из основных задач расчета – с достаточной точностью определить показатели α и β в зависимостях выхода от E_μ и A . Точки систематически находятся ниже прямой UF, которая соответствует экспериментальным данным.

МК-расчеты выхода сг-нейтронов проводятся для моноэнергетического потока мюонов с энергией \bar{E}_μ . Но нейтроны под землей генерируются потоком мюонов с энергетическим спектром $N(E_\mu)$ и средней по спектру энергией \bar{E}_μ , соответствующей данной глубине H_0 . Поэтому функция генерации нейтронов $\sigma_{\mu A} \nu_n$ в выражении (1.8) является не только суммарной по μA -взаимодействиям, но и интегральной по спектру мюонов на глубине H_0 . В силу энергетической зависимости выхода нейтронов $E_\mu^{0.78}$ и квазиплоской формы дифференциального спектра $\frac{dN_\mu}{dE} \propto 1/(\epsilon_\mu + E_\mu)^{\gamma_\mu}$ основное количество нейтронов производится мюонами высокоэнергетического участка спектра (ϵ_μ – энергия, при которой начинают доминировать радиационные потери и квазиплоский спектр мюонов приобретает форму спектра на поверхности, $\epsilon_\mu > \bar{E}_\mu$). В работах [90], [91] показано, что использование при расчетах моноэнергетического потока мюонов с энергией \bar{E}_μ завышает величину выхода Y_n относительно выхода при реальном спектре мюонов с \bar{E}_μ на 12 % для $\bar{E}_\mu \sim 100$ ГэВ и на $\sim 5\%$ для $\bar{E}_\mu \sim 300$ ГэВ в случае $\alpha = 0.75$. Тем не менее, поскольку, с одной стороны, величина \bar{E}_μ является естественным энергетическим параметром, характеризующим поток мюонов и их взаимодействий на данной глубине, и, с другой стороны, ошибки определения энергии \bar{E}_μ и соответствующего ей числа нейтронов превышают отличие $Y_n^{\text{mon}}(\bar{E}_\mu)$ от $Y_n^{\text{real}}(\bar{E}_\mu)$, измеренный выход Y_n приписывается энергии \bar{E}_μ .

Таблица 3.2. Результаты расчетов выхода $Y_n (A)$ в единицах $10^{-4} n/\mu/(\text{Г}\cdot\text{см}^{-2})$ методом Монте-Карло для фиксированной энергии $E_\mu = 280 \text{ ГэВ}$.

Вещество	Массово е число, A	FLUKA			Geant4		
		[92] Mei06	[71] Kud03	[93] Ara05	[94] Man16	[93] Ara05	[95] Hor08
ЖС (C_nH_{2n})	10.4	2.56	2.6	2.5	2.54	2.4	2.1
$^{12}_6C$	12	3.25	3.6		3.12	2.8	
$^{16}_8O$	16				3.26	2.7	
H_2O	14.3				2.68		2.3
Rock GS	22.9				3.6		
Granite	24				4.17		
Gypsum Цемент	24.2				3.3		
$^{23}_{11}Na$	23	7.35	7.5	3.7		4.5	
$^{27}_{13}Al$	27				6.06		
NaCl	30.6	8.02	8.5		6.22	4.9	
$^{24}_{12}Mg$	24				4.29		3.4
$^{28}_{14}Si$	28				4.01		
$^{39}_{19}K$	39				5.46		
$^{40}_{18}Ar$	40				13.9		
$^{40}_{20}Ca$	40				3.91		
$^{48}_{22}Ti$	48				12.4		
$^{52}_{24}Cr$	52				11.9		
$^{56}_{26}Fe$	56	16.0	14.8		12.3	7.6	9.9
$^{64}_{29}Cu$	64			13.1		8.4	10.7
$^{73}_{32}Ge$	73						13.4
$^{112}_{48}Cd$	112	18.5				16.3	
$^{131}_{54}Xe$	131				27.2	16.1	

$^{157}_{64}\text{Gd}$	157		18.8			19.3	
$^{197}_{79}\text{Au}$	197	28.3	35.4			23.4	
$^{207}_{82}\text{Pb}$	207	47.0	43.5	42.1	38.7	26.6	31.2

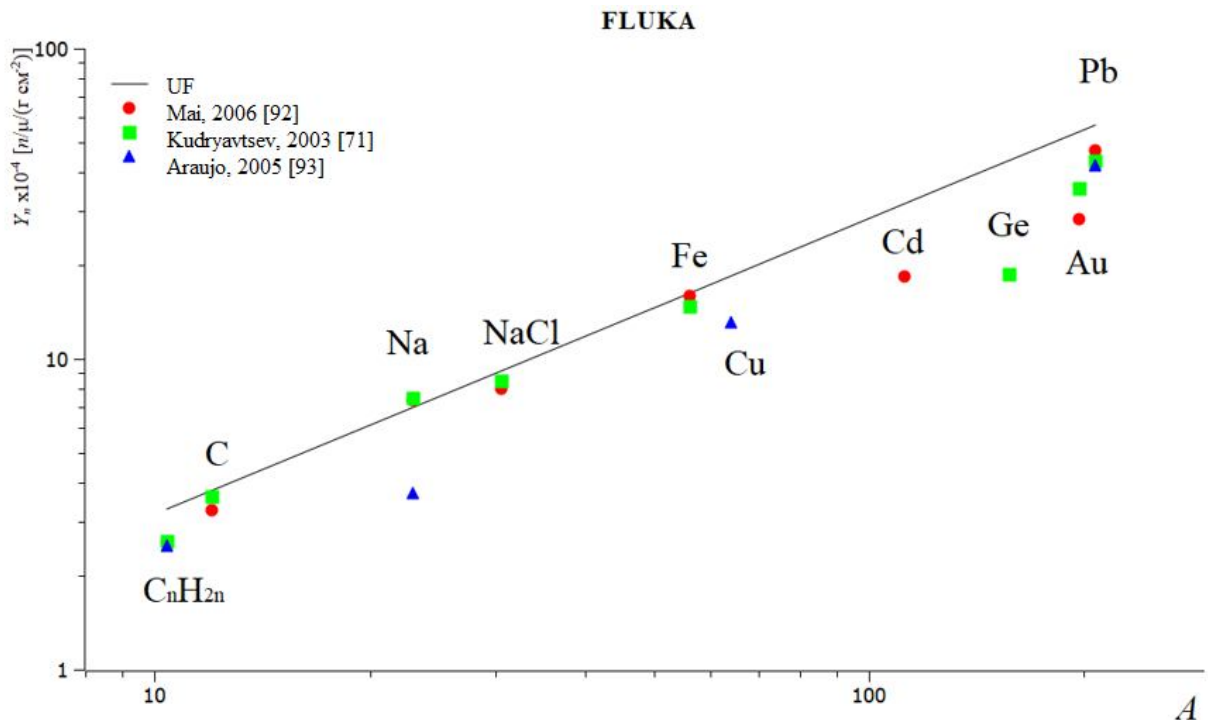


Рис. 3.2. Расчет выхода Y_n с использованием пакета FLUKA для фиксированной энергии $E_\mu = 280$ ГэВ (Табл. 3.2). Прямая – расчет по UF.

На рис. 3.3 показаны результаты расчетов $Y_n(A)$ с использованием Geant4 (табл. 3.2). По сравнению с результатами FLUKA (рис. 3.2), их совокупность в целом следует прямой UF, но величины выхода значительно ниже ожидаемых в эксперименте. Таким образом, МК расчеты для различных A дают значения Y_n систематически меньшие экспериментальных даже при использовании фиксированной энергии E_μ^* , что завышает величину выхода относительно расчетов с реальным спектром мюонов со средней энергией $\bar{E}_\mu = E_\mu^*$.

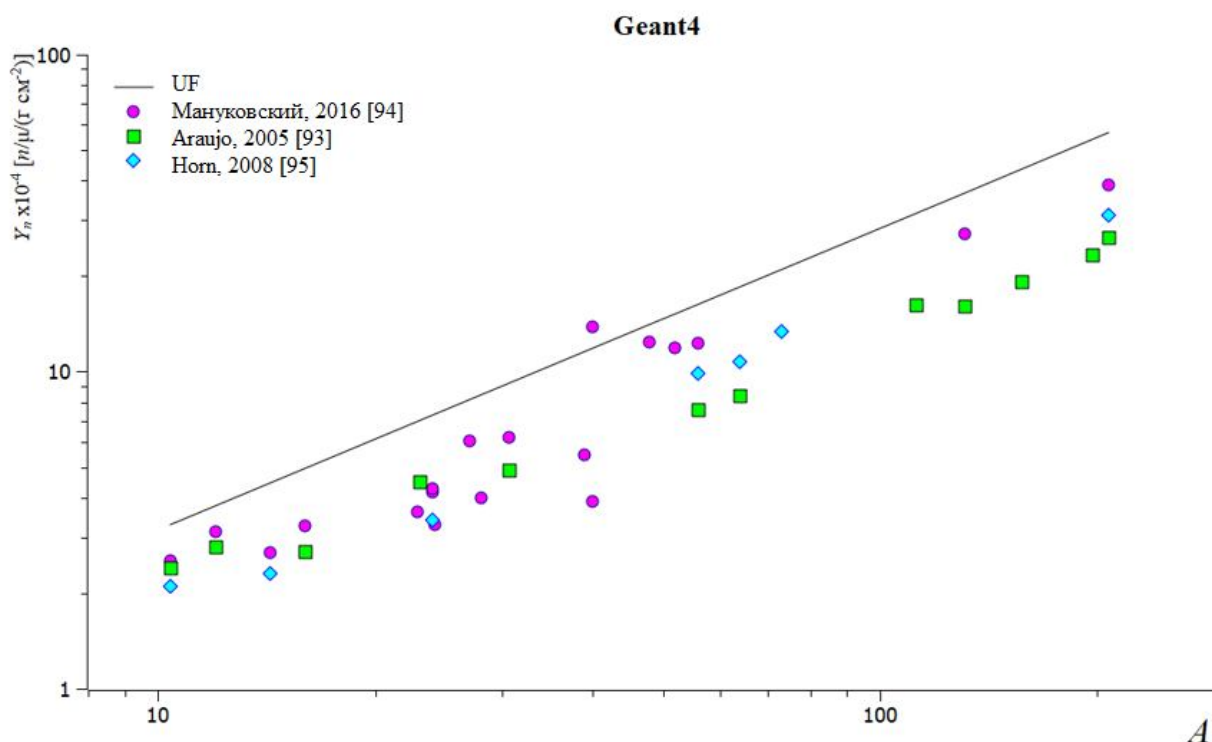


Рис. 3.3. Расчеты выхода Y_n с использованием пакета Geant4 для фиксированной энергии $E_\mu = 280$ ГэВ (Табл. 3.2). Прямая – расчет по UF.

Как отмечено в [96], в расчетах выхода с использованием FLUKA доминирует генерация нейтронов в πA -столкновениях, в то время как в Geant4 определяющую роль играет фоторождение нейтронов.

Соотношение результатов МК-расчетов выхода Y_n (Табл. 3.2) и величин Y_n , полученных с помощью UF, показано на Рис. 3.4. Практически все точки располагаются ниже прямой при $\alpha = 45^\circ$, что говорит о систематически заниженных МК-величинах выхода относительно экспериментальных данных. В большинстве МК-расчетов не анализируется погрешность получаемых результатов. Погрешности рассчитанных величин выхода от $\sim 0.1\%$ до $\sim 6\%$, указанные только в некоторых из работ [52, 53, 61, 93, 95], не согласуются с разбросом данных, представленных на графиках Рис. 3.2 и Рис. 3.3.

Погрешность МК-расчетов в целом можно оценить с помощью процедуры, примененной к результатам измерений (Рис. 1.7): приведением

расчетных выходов (Табл. 3.3) к $A^* = 56$ и $\bar{E}_\mu^* = 100$ ГэВ с использованием UF.

В таблицу 3.3 включены результаты МК-расчетов (всего 42 величины) для веществ, выходы которых были определены в измерениях: ЖС, Fe, Cd, Pb (Табл. 1.1). Результирующая гистограмма (Рис. 3.5) характеризуется средним значением $\bar{Y}_{Fe}^{МК} = 5.64 \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²) и относительной погрешностью – «стандартной ошибкой» (68%-ным доверительным интервалом) $\sigma^{МК} = (1.32 \times 10^{-4}) / (5.64 \times 10^{-4}) \approx 0.23$. Сравнение гистограмм для экспериментальных данных (Рис. 1.6, $\bar{Y}_{Fe}^{exp} = 7.11 \times 10^{-4}$ н/μ/(г/см²), $\sigma^{exp} = 0.20$) и для рассчитанных (Рис. 3.5) показывает, что смещенная оценка МК-расчетов относительно результатов измерений составляет 21%: $\sigma_{сист.}^{МК} = |\bar{Y}_{Fe}^{МК} - \bar{Y}_{Fe}^{exp}| / \bar{Y}_{Fe}^{exp} = 0.147 \cdot 10^{-4} / 1.711 \cdot 10^{-4} = 0.21$ (здесь $\sigma_{сист.}^{МК}$ является систематической ошибкой и смещенной оценкой величины $Y_n = \bar{Y}_{Fe}^{exp}$). Включив ее в погрешность и квадратично суммируя с величиной расчетов $\sigma^{МК}$, при стандартном разбросе $\sigma^{МК} = 0.23$ вычисляем полную погрешность МК-расчетов в первом приближении: $\sigma_{tot}^{МК} = \sqrt{(\sigma_{сист.}^{МК})^2 + (\sigma^{МК})^2} = \sqrt{(0.21)^2 + (0.23)^2} = 0.31$.

На самом деле, величина $\sigma^{МК}$, помимо погрешностей, присущих используемым программным пакетам, включает в себя погрешность вычисляемой величины Y_n , связанную с неопределенностью энергии \bar{E}_μ .

Таблица. 3.3. МК-данные для пересчета величин выхода к Fe=56 и $E_\mu=100$ ГэВ с помощью UF.

Расчет, ссылка	E_μ , ГэВ	$Y_n^{ЖС} \times 10^{-4}$ $A=10.4$	$Y_n^{Fe} \times 10^{-4}$ $A=56$	$Y_n^{Cd} \times 10^{-4}$ $A=112$	$Y_n^{Pb} \times 10^{-4}$ $A=207$
Geant4 [33]	16.7	0.39			

Geant4 v.9.2 [63]	55	0.95			
Geant4 v.9.2 [47]	63.9	0.75			
FLUKA [47]	63.9	0.83			
Geant4 [33]	86.0	1.20			
Geant4 v.9.4 [94]	100	1.13	4.96		14.6
Geant4 v 9.2 [63]	120	1.61			
Geant4 [33]	125.0	1.71			
Geant4 v.9.2 [47]	143	1.34			
FLUKA [47]	143	1.72			
Geant4 v 9.2 [63]	200	2.33			
Geant4 v 8.2 [52]	260				28.5
Geant4 v 9.4 [52]	260				34.5
Geant4 v 9.2 [52]	260				43.6
Geant4 v 9.2 [63]	263	2.7			
Geant4 v 9.2 [53]	267				32.0
Geant4 v 9.2 [63]	270	2.83			
Geant4 v 9.4 [94]	280	2.54	12.3		38.7
FLUKA [92]	280	2.56	16.0	18.5	47.0
FLUKA [71]	280	2.60	14.8		43.5
FLUKA [93]	280	2.50			42.1
Geant4 v 6.2 [93]	280	2.40	7.6	16.3	26.6
Geant4 v 8.2 [95]	280	2.1	9.9		31.2
FLUKA [61]	283	2.46			
Geant4 v 9.6 [61]	283	3.00			
Geant4 v 9.2 [63]	346	3.8			
Geant4 v 9.2 [63]	380	4.0			

Величина энергии \bar{E}_μ , соответствующая глубине наблюдения, имеет неопределенность (10 – 20)%. Прямым методом с помощью детектора

переходного излучения [97] величина $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ (усредненная по энергии одиночных и пар мюонов) с погрешностью 6% была определена только для экспериментов в Лаборатории Гран Сассо. Точность $\sim 3\%$ величин \bar{E}_μ в экспериментах [48, 51, 53], установленных расчетным путем, представляется завышенной, на что указывает почти двукратное отличие значений глубины экспериментов с примерно одинаковой величиной \bar{E}_μ в Табл. 1.1: [27] и [48] (316 и 610 м в.э. при $\bar{E}_\mu \sim 90$ ГэВ), [51] и [53] (2700 и 4850 м в.э. при $\bar{E}_\mu \sim 260$ ГэВ). Примем величину относительной погрешности выхода Y_n , связанной с неопределенностью средней энергии $\sigma(\bar{E}_\mu) \approx 0.1$.

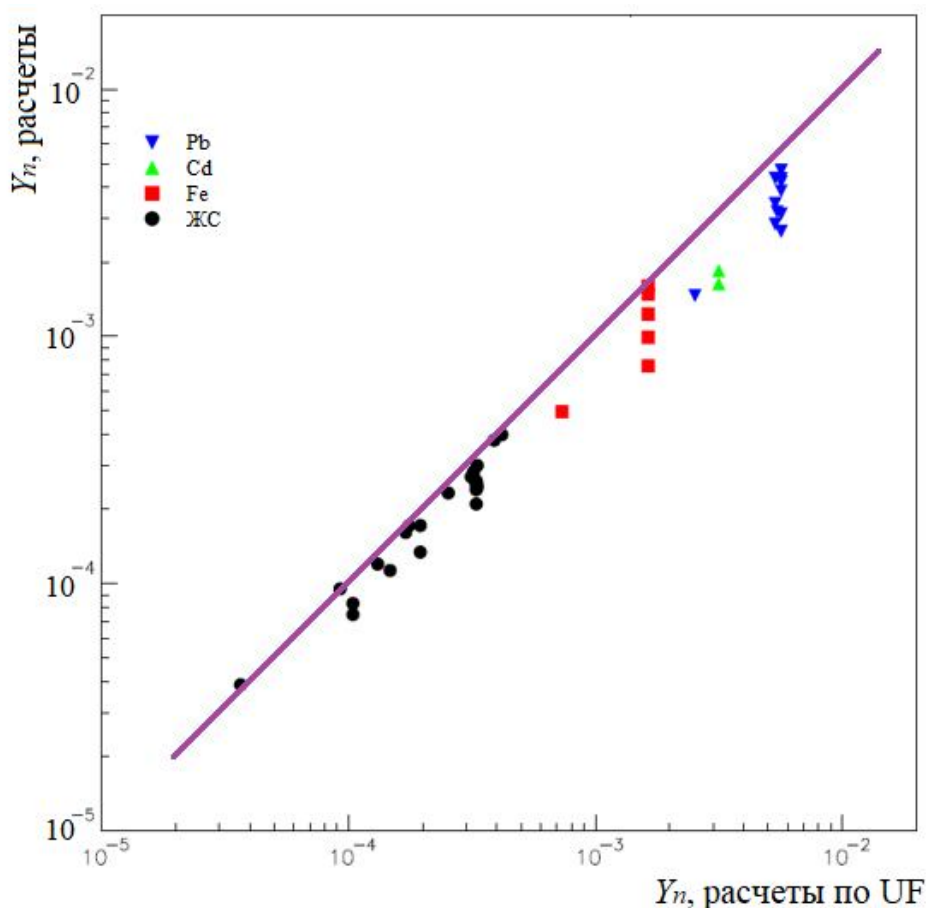


Рис. 3.4. Соответствие величин выхода Y_n , полученных по UF, и МК-расчетов (Табл. 3.3) для веществ, использовавшихся в измерениях.

Имеющиеся МК-расчеты были выполнены для моноэнергии \bar{E}_μ , что приводит к завышению величины выхода на $\sim 10\%$. Увеличивая величину

смещённой оценки $\sigma_{\text{сист}}^{\text{МК}} = 0.21$ до $\sigma_{\text{сист}}^{\text{МК}} = |0.9 \bar{Y}_{\text{Fe}}^{\text{МК}} - \bar{Y}_{\text{Fe}}^{\text{exp}}| / \bar{Y}_{\text{Fe}}^{\text{exp}} = 0.286$, для реальной полной погрешности МК-расчётов $\sigma_{\text{real}}^{\text{МК}}$ окончательно получаем:

$$\sigma_{\text{real}}^{\text{МК}} = \sqrt{(\sigma^{\text{МК}})^2 + (\sigma(\bar{E}_{\mu}))^2 + (\sigma_{\text{сист}}^{\text{МК}})^2} = \sqrt{(0.234)^2 + (0.1)^2 + (0.286)^2} = 0.38.$$

Таким образом, погрешность МК-расчётов почти в два раза больше погрешности экспериментов, что говорит о необходимости совершенствования МК-программ для расчета выхода сg-нейтронов. С другой стороны, согласие UF с экспериментальными результатами и аналитическими расчётами для пяти веществ (ЖС, Al, Fe, Cd, Pb; Рис. 3.1) позволяет с лучшей, по сравнению с МК-расчётами (Geant4, FLUKA), точностью оценивать по UF величину Y_n и для других веществ, наиболее часто используемых в низкофоновых подземных экспериментах: аргона, меди, германия, ксенона, вольфрама.

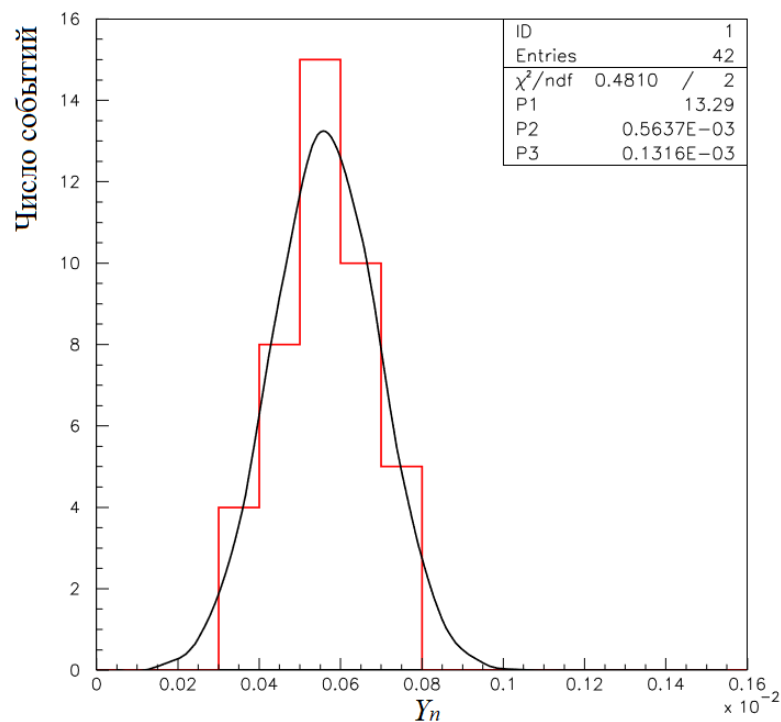


Рис. 3.5. Распределение 42 величин выхода Y_n (гистограмма), полученных МК-расчётами (Geant4, FLUKA) для различных A и \bar{E}_{μ} , приведенных к $A^* = 56$ и $\bar{E}_{\mu}^* = 100$ ГэВ с использованием UF. Кривая – гауссиан с параметрами максимального согласия с гистограммой.

3.3. Характеристики сg-нейтронов в стандартном грунте

Подземные эксперименты проводятся в выработках самого различного грунта: от гипса и соли до известняка и гранита. Поскольку выход сg-нейтронов связан с величиной A и энергией \bar{E}_μ , поток нейтронов, создаваемый мюонами в грунте, зависит от химического состава грунта, окружающего экспериментальную установку, и глубины её расположения. Для приведения к стандартным условиям глубину выражают или в метрах водного эквивалента (м в.э.) или гектограммах стандартного грунта (1гг = 100 г/см²). Стандартный грунт – это гипотетическое вещество, характеристики которого $A = 22$, $Z = 11$, $\rho = 2.65$ г/см³ близки к средним характеристикам наиболее распространенных горных пород. Выразить глубину экспериментов в единицах стандартного грунта было предложено в 1967 г. [98] для учёта влияния химсостава грунта на энергопотери мюона, что не достигается приведением к метрам водного эквивалента, так как энергопотери мюона зависят от Z/A (ионизационные потери) и Z^2/A (образование пар, тормозное излучение). Использование в расчёте стандартного грунта позволяет просто оценить поток сg-нейтронов в подземном эксперименте без предварительного исследования химсостава окружающего грунта.

Результаты первого расчёта выхода Y_n и его зависимости от \bar{E}_μ были представлены в работах [1, 2]. Расчёт относился авторами к грунту, но был выполнен с использованием имевшихся на тот момент экспериментальных данных для вещества с $A = 27$ и $Z = 13$, то есть – для алюминия. Было получено, что зависимость выхода от \bar{E}_μ можно описать функцией $\text{const} \cdot \bar{E}_\mu^\alpha$, где α около 0.7. При этом результаты расчёта, представленные графически в [1], лучше согласуются с $\alpha \sim 0.75$.

В последовавших затем публикациях [2, 27, 50, 99] графические представления расчёта [1] отличаются друг от друга, сохраняя величину показателя α около 0.75. Если зависимость $Y_n(\bar{E}_\mu)$ записать в виде $Y_n =$

$a \cdot \bar{E}_\mu^{0.75}$, то значения коэффициента a в этих представлениях оказываются в интервале от $a_{\min} = 4.1 \times 10^{-6}$ [99] до $a_{\max} = 7.5 \times 10^{-6}$ [27]. В проведенных измерениях [27, 50, 55, 62, 70] были получены величины выхода для различных \bar{E}_μ . В статье [100] результаты измерений [27] и расчета [1] были приписаны стандартному грунту. Вместе с тем, в публикациях [50, 62, 101, 102] измеренные в экспериментах [27] выходы теми же авторами относились к ЖС и констатировалось их согласие с расчётом [1] ($a \approx 6 \times 10^{-6}$, $\alpha \approx 0.75$). Последнее может быть справедливым только в случае неверного допущения о независимости выхода от A . Выход нейтронов для алюминия, точнее – функция генерации нейтронов $\langle \sigma_{\mu A} \nu_n \rangle / A$, был рассчитан также в [49] (функция генерации связана с выходом Y_n числом Авогадро \mathcal{N}_A). Результат расчета [49] в диапазоне энергий \bar{E}_μ 10 – 400 ГэВ можно аппроксимировать в среднем зависимостью $Y_n = 14 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.70}$. Данная зависимость в диапазоне \bar{E}_μ 10 – 400 ГэВ в ~ 1.9 раза превышает расчет [1], который описывается функцией $Y_n = 6 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.75}$, и в ~ 1.5 раза превосходит зависимость с максимальными значениями выхода $Y_n = a_{\max} \bar{E}_\mu^{0.75}$, показанную на графике в [27].

Неоднозначность графических представлений одних и тех же расчетов [1, 50], декларируемое авторами согласие расчетной зависимости $Y_n = 6 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.75}$, полученной для алюминия, с экспериментальными данными как для ЖС, так и для стандартного грунта, а также наличие расчета [49], дающего более высокие значения для алюминия, – все эти факты говорят о противоречивости ранних расчетов выхода нейтронов. Кроме того, ни один из расчетов не имел отношения к стандартному грунту.

В современных расчетных работах выход сg-нейтронов для стандартного грунта и его зависимость от \bar{E}_μ и H не публиковались. Таким образом, сегодня нет расчетных характеристик сg-нейтронов для

стандартного грунта. Сейчас появилась возможность получить эти характеристики аналитически, используя UF.

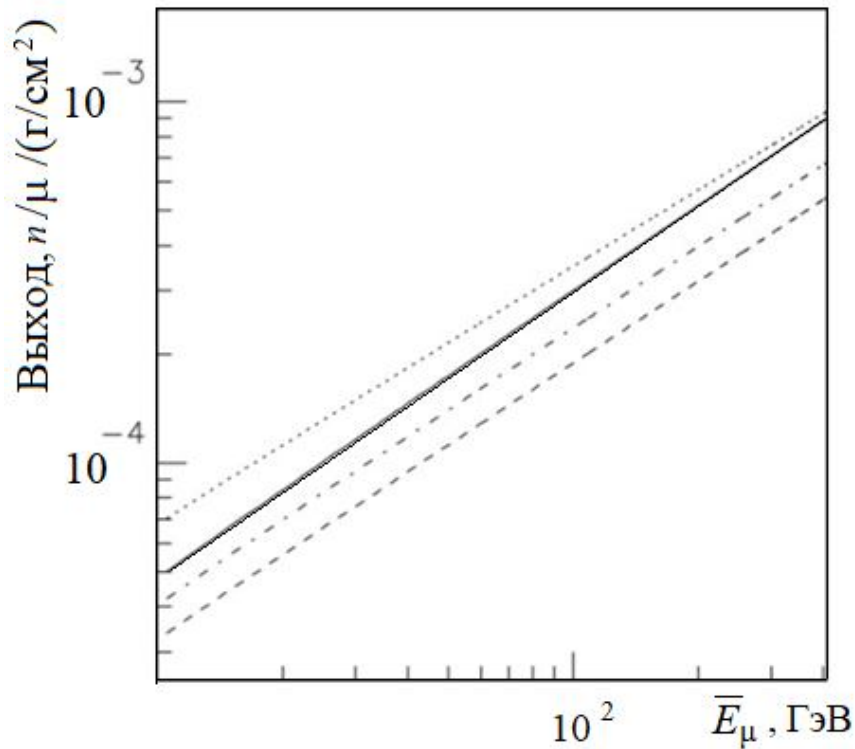


Рис. 3.6. Выход космогенных нейтронов. Кривые: точечная (алюминий, $A = 27$) – $Y_n = 14 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.70}$ [49]; сплошная (стандартный грунт, $A = 22$, расчет по UF) – $Y_n = 8.3 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.78}$; штрихпунктирная (алюминий, $A = 27$) – $Y_n = 7.5 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.75}$ [27]; штриховая (алюминий) – $Y_n = 6 \times 10^{-6} \bar{E}_\mu^{0.75}$ [1].

Функция $Y_n(\bar{E}_\mu)$ для стандартного грунта, рассчитанная с помощью UF, и алюминия [1, 27, 49] показана на рис. 3.6. Видим, что выход, полученный в [1] для $A = 27$, меньше расчета по UF для $A = 22$ в ~ 1.5 раза.

Для перехода от $Y_n(\bar{E}_\mu)$ к зависимости $Y_n(H)$ необходимо задать связь \bar{E}_μ с H . Используем зависимость \bar{E}_μ от H в виде [76]:

$$\bar{E}_\mu = \epsilon_\mu(\gamma_\mu - 2)^{-1} [1 - \exp(-bH)]. \quad (3.1)$$

Это выражение следует из формулы для энергопотерь мюонов в слое вещества H :

$$-dE_\mu/dH = a + bE_\mu, \quad (3.2)$$

здесь a – полные ионизационные потери ($a > k\delta$), b – суммарные потери для трех радиационных процессов. Отношение $(a / b) = \epsilon_\mu$ представляет критическую энергию мюона, при которой ионизационные потери равны радиационным; если $E_\mu \ll \epsilon_\mu$, то доминируют ионизационные потери, при $E_\mu \gg \epsilon_\mu$ – радиационные. Величины a и b слабо зависят от E_μ : изменение E_μ от 1 ТэВ до 10 ТэВ приводит к увеличению a в стандартном грунте от 268 до 293 ГэВ·(км в.э.)⁻¹, b увеличивается от 0.392 до 0.435 (км в.э.)⁻¹ (Таблица 24.2 в [103]).

На больших глубинах, отвечающих условию $H \gg 1/b$, в формуле (3.1) сомножитель $[1 - \exp(-bH)] \approx 1$, что при $\epsilon_\mu = \text{const}$ приводит к выражению предельной средней энергии потока атмосферных одиночных мюонов в стандартном грунте

$$\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = \epsilon_\mu(\gamma_\mu - 2)^{-1}. \quad (3.3)$$

При значениях параметров $\epsilon_\mu = 693$ ГэВ, $\gamma_\mu = 3.77$, использованных в работе [76], величина предельной энергии $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 392$ ГэВ; при $\epsilon_\mu = 618$ ГэВ, $\gamma_\mu = 3.7$ $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 364$ ГэВ [77]; при $\epsilon_\mu = 495$ ГэВ, $\gamma_\mu = 3.7$ $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 291$ ГэВ [95]. Как видим, величина \bar{E}_μ^{lim} рассчитывается с большой погрешностью.

В эксперименте LSD [62] глубине установки 5.2 км в.э. была приписана энергия $\bar{E}_\mu = 385$ ГэВ. Измерения выходов $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} , проведенные на LSD (Табл. 1.1), хорошо согласуются (в пределах 0.2σ) с расчетом величин выхода по UF для $\bar{E}_\mu = 385$ ГэВ. То же самое можно сказать о выходах $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} на LVD: результаты измерений величин $Y_{\text{ЖС}}$ и Y_{Fe} хорошо согласуются с расчетом по UF для $\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ (Табл. 3.1, Рис. 3.1). Рассматривая эти факты как указание на соответствие величин H и \bar{E}_μ в экспериментах LSD и LVD, определяем энергию \bar{E}_μ^{lim} , используя выражение

$$\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = \bar{E}_\mu [1 - \exp(-bH)]^{-1}, \quad (3.4)$$

полученное преобразованием формулы (3.1).

При различных наборах параметров ϵ_μ , γ_μ , b , определенных в работах [76, 77, 95], для LSD получаем величины \bar{E}_μ^{lim} от 429 до 446 ГэВ, для LVD – от 377 до 403 ГэВ. Таким образом, энергию \bar{E}_μ^{lim} сегодня трудно назвать хорошо установленной. В данной работе будет использоваться величина $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 400$ ГэВ с погрешностью 10%, то есть $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 400 \pm 40$ ГэВ.

При значениях параметров ϵ_μ , γ_μ , b , определенных в [76] достигается наилучшее согласие единственного прямого измерения (с использованием TRD) средней энергии одиночных мюонов $\bar{E}_\mu = 270$ ГэВ в эксперименте MACRO [97] и расчета ($\bar{E}_\mu = 278$ ГэВ при $H = 3100$ м в.э. [92]). Результаты расчета функции $Y_n(H)$ с помощью выражения (3.1), связывающего глубину H с энергией \bar{E}_μ , а также функция $Y_n(H)$ из работы [1] при определении глубины H также по формуле (3.1), показаны на рис. 3.7.

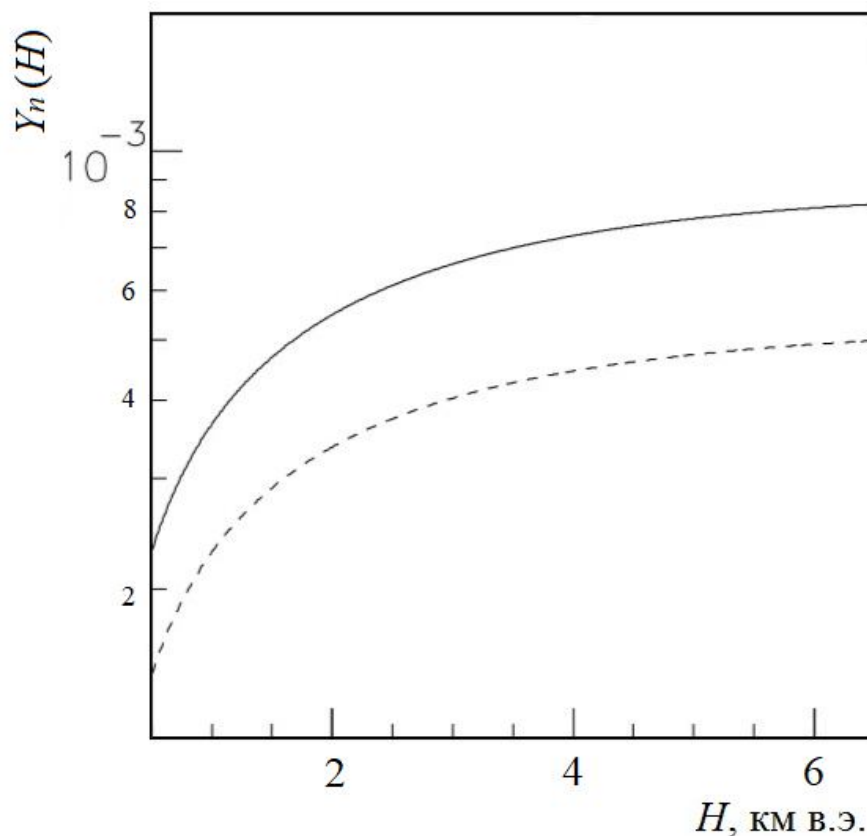


Рис. 3.7. Зависимость выхода Y_n нейтронов в грунте от глубины H . Кривые: сплошная – расчет с помощью UF ($A = 22$); штриховая – расчет [1] ($A = 27$).

3.3.1. Темп образования и поток сg-нейтронов

Темп образования нейтронов $R_n(H)$ в стандартном грунте и поток нейтронов $\Phi_n(H)$ на границе «камера-грунт» на глубине H необходимы для оценки фоновых эффектов в подземных экспериментах. Поток $\Phi_n(H)$ выражается через $R_n(H)$ и площадь поверхности камеры S_c :

$$\Phi_n(H) = R_n(H)/S_c. \quad (3.5)$$

Темп образования нейтронов в объеме грунта V зависит от глобальной интенсивности мюонов $I_\mu(H)$ и выхода $Y_n(H)$:

$$R_n(H) = I_\mu(H)V\rho Y_n(H) (nc^{-1}). \quad (3.6)$$

Объем V определяется эффективной толщиной l_n слоя грунта, окружающего камеру, из которого в неё поступают сg-нейтроны. В современных экспериментах характерные размеры подземных помещений гораздо больше l_n , следовательно,

$$V \approx S_c l_n. \quad (3.7)$$

Подставляя (3.7) в (3.6), а (3.6) в выражение (3.5), получаем:

$$\Phi_n(H) = I_\mu(H)Y_n(H) l_n\rho (n \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}). \quad (3.8)$$

Произведение $l_n\rho$ ($\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$) является длиной релаксации λ , характеризующей ослабление k изотропного потока нейтронов в грунте: $k = \exp(-L/\lambda)$, L ($\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$) – толщина слоя грунта. Следовательно, формула (3.8) представляет определение потока сg-нейтронов в грунте на глубине H .

Имеющиеся экспериментальные данные [104, 105] для двух веществ, наиболее близких по физическим свойствам к стандартному грунту – кварца (SiO_2 , $\bar{A} = 20$, $\bar{Z} = 10$, $\rho = 2.65 \text{ г/см}^3$) и алюминия ($A = 27$, $Z = 13$, $\rho = 2.7 \text{ г/см}^3$), в интервале энергий нейтронов T_n от 1 до 10 МэВ дают эффективные величины λ (SiO_2) $\approx 30 \text{ г/см}^2$, λ (Al) $\approx 40 \text{ г/см}^2$ (в области энергий до 10 МэВ находится около 70% нейтронов, образуемых мюонами в грунте). Для энергии $T_n \sim 20 \text{ МэВ}$ длина λ увеличивается на 10%. От состава породы, окружающей подземную камеру (бетон, соль, известняк, базальт, гранит), длина релаксации зависит слабо. Для наших оценок потока нейтронов в

стандартном грунте выберем $\lambda = 35 \text{ г/см}^2$. Подставляя эту величину в (3.8) и записывая выход Y_n в виде UF (1.29), при $A = 22$ получаем поток нейтронов, выходящих из грунта через границу «камера - стандартный грунт»:

$$\Phi_n(H) = 2.9 \times 10^{-4} I_\mu(H) \bar{E}_\mu^{0.78}(H) \quad (n \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}). \quad (3.9)$$

Для интенсивности I_μ используем формулу из работы [92]:

$$I_\mu(H) = a_1 \exp(-H/c_1) + a_2 \exp(-H/c_2), \quad (3.10)$$

где $a_1 = 68 \times 10^{-6}$, $a_2 = 2.1 \times 10^{-6}$, $c_1 = 0.285$, $c_2 = 0.698$, H – вертикальная глубина под плоской поверхностью в км в.э.

Зависимость (3.9) вместе с результатами расчетов потока нейтронов [60, 92, 106] показана на рис. 3.8. Диапазон H охватывает глубины расположения современных подземных лабораторий от 0.5 до 6 км в.э., которым, согласно выражению (3.1), соответствует диапазон средних энергий мюонов \bar{E}_μ 70 – 360 ГэВ.

Следует подчеркнуть, что выход Y_n задает полное число сг- нейтронов с энергиями больше нуля. Определение потока нейтронов с энергией выше некоторой требует применения метода Монте-Карло с учетом формы энергетического спектра нейтронов и характеристик их транспорта в грунте.

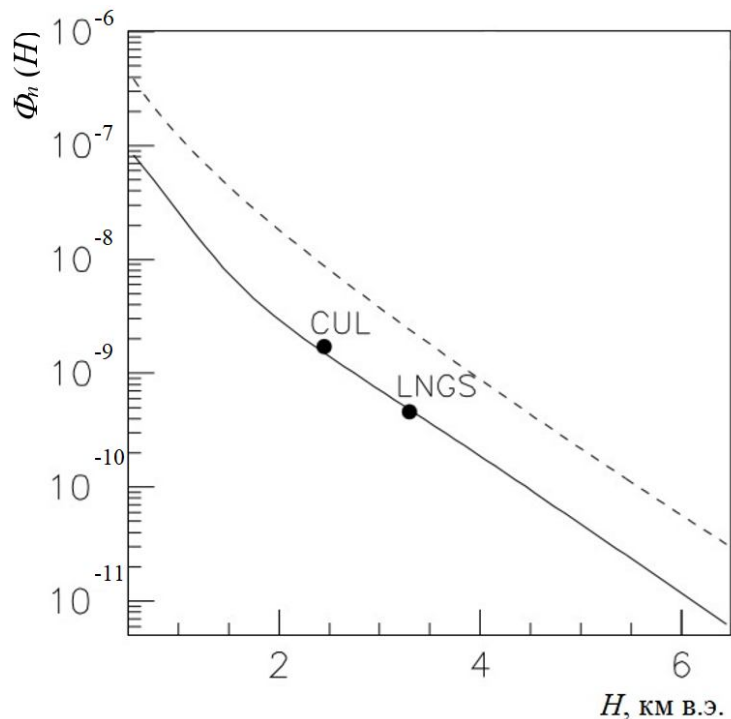


Рис. 3.8. Полный поток нейтронов от мюонов в грунте. Кривые: штриховая – расчет, $\bar{A} = 23$, [92]; сплошная – расчет по UF (стандартный грунт $A = 22$, настоящая работа). Точки – поток sg -нейтронов в грунте подземных лабораторий Canfranc (грунт CUL, расчет для 2450 м в.э. – $1.73 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [106]); Gran Sasso (грунт LNGS, расчет для 3300 м в.э. – $4.58 \times 10^{-10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [60]).

3.3.2. Точность оценки потока sg -нейтронов в грунте

Низкофоновые эксперименты требуют все более точного знания характеристик фона. Выражения (3.8), (3.10) позволяют при планировании эксперимента и анализе данных оценить поток sg -нейтронов на границе «камера-грунт» по формуле (3.9). Погрешность выражения (3.8) относительно погрешности UF ($\sim 20\%$) увеличивается за счет ошибки в интенсивности I_μ и длине $\lambda = l_n \rho$. Точность определения λ для грунта около 14%. При определении I_μ с помощью функций, фитирующих экспериментальные данные (вариант такой функции (3.10) предложен в [92]), ошибка величины I_μ может достигать 15%. В этом случае погрешность определения потока нейтронов при известном химсоставе грунта составит $\sim 29\%$. Помимо указанных погрешностей точность оценки потока sg -нейтронов в конкретном грунте с помощью выражения (3.9) будет определяться отличием химсостава этого грунта от стандартного. От химсостава зависит, во-первых, величина выхода нейтронов (через множитель A^β в UF) и, во-вторых, длина релаксации нейтронов λ . Утяжеление грунта увеличивает как выход нейтронов, так и, незначительно, длину λ . Наиболее распространенные скальные породы имеют \bar{A} в интервале 20 – 25. Таким образом, применение выражения (3.9) для определения потока $\Phi_n(H)$ при неизвестном составе грунта приводит к неопределенности около 30%. Точность оценки потока нейтронов можно повысить, устанавливая величины I_μ и \bar{E}_μ экспериментально, как это было сделано (для \bar{E}_μ) в работе [97].

3.4. Выводы к третьей главе

Аналитические расчеты выхода Y_n , учитывающие энергетический спектр мюонов, в пределах погрешности измерений согласуются с экспериментальными величинами выхода Y_n для ядер с $A = 10.4, 27, 56, 112, 207$, а также с величинами выходов, вычисленными с помощью универсальной формулы (UF).

Универсальная формула позволяет рассчитать выход Y_n , а затем и поток сг-нейтронов на любой глубине $H > \sim 100$ м в.э. для любого вещества, входящего в состав установки и её защиты, а также для гипотетического вещества – стандартного грунта. Последнее даёт возможность оценивать величину потока сг-нейтронов, образуемых мюонами на любой глубине в любом грунте, с погрешностью $\sim 30\%$ без учета химсостава грунта.

Имеющиеся факты: а) согласие прямого измерения энергии \bar{E}_μ на глубине LVD и соответствующих этой энергии измеренных и рассчитанных по UF величин $Y_{ЖС}$ и Y_{Fe} , б) согласие выходов $Y_{ЖС}$ и Y_{Fe} , полученных на LSD, с расчётом по UF при $\bar{E}_\mu = 385$ ГэВ, позволяют считать величины энергий \bar{E}_μ и глубин H в экспериментах LVD и LSD соответствующими друг другу. Данное соответствие задает величину предельной средней энергии потока мюонов под землёй $\bar{E}_\mu^{\text{lim}} = 400 \pm 40$ ГэВ.

Расчёты выхода Y_n , выполненные различными группами с применением МК-программных пакетов Geant4 и FLUKA для ядер в диапазоне A от 10.4 до 207, занижают реальную величину выхода. Погрешность МК-расчетов основной количественной характеристики сг-нейтронов – выхода Y_n – превышает погрешность измерений почти в два раза. Отсюда следует необходимость совершенствования МК-программ, без которых невозможен учёт фоновых эффектов в проводимых и планируемых подземных экспериментах.

Глава 4

Энергетический спектр космогенных нейтронов

Сегодня можно констатировать, что одна из главных характеристик потока сг-нейтронов, выход Y_n , достаточно хорошо исследована. На основе экспериментальных данных и закономерностей электромагнитных и ядерных взаимодействий мюонов, глубоконеупругих множественных процессов установлена связь выхода Y_n с энергопотерями ультрарелятивистских мюонов и массовым числом вещества A в виде UF [56, 73, 107]. Полученное аналитическое выражение позволяет с достаточной точностью вычислять величину выхода Y_n , а следовательно – потока и темпа образования сг-нейтронов для любого A на глубинах больше 100 м в.э., где средняя энергия потока мюонов $\bar{E}_\mu > 20$ ГэВ.

Этого нельзя сказать о другой важной характеристике – энергетическом спектре генерации (спектр «в источнике») сг-нейтронов $F^s(T_n)$, T_n – кинетическая энергия нейтрона. Спектром $F^s(T_n)$ определяется спектр изолированных нейтронов $F^{is}(T_n)$ (нейтронов на границе полубесконечного слоя вещества, в котором они генерируются), проникающая способность сг-нейтронов и набор возможных эффектов, производимых ими в детекторах, материалах защиты и грунте и создающих фон при измерениях.

4.1. Процессы формирования энергетического спектра сг-нейтронов

Существующие общие представления о механизме генерации сг-нейтронов ультрарелятивистскими мюонами сложились в рамках теории адронных и электромагнитных ливней, генерируемых мюонами в веществе, с привлечением идей о внутриядерных нуклонных каскадах (ВНК) и фоторождении нейтронов [35, 37].

Основными положениями этих представлений являются:

- а) в любом веществе h -ливни дают основной вклад в образование нейтронов, несмотря на значительно меньшее сечение генерации h -ливней по сравнению с em -ливнями, что объясняется бóльшей множественностью нейтронов ν_n в h -ливнях;
- б) подавляющая часть нейтронов h -ливней образуется в результате πN -взаимодействий ливневых заряженных пионов с нуклонами ядер; нейтроны, рожденные в ВНК (cas -нейтроны, включая нейтроны отдачи πN -рассеяния, свободно выходящие из ядер), располагаются во всем диапазоне энергий sg -нейтронов; в области энергий $T_n > 30$ МэВ их средняя энергия \bar{T}_n^{cas} около 150 МэВ; в последней фазе ВНК появляются выходящие из ядер-остатков «испарительные» нейтроны в количестве примерно в 2 раза большем, чем cas -нейтроны, и энергией $T_n^{ev} < 30$ МэВ; небольшое число нейтронов h -ливня производится в π^-A -захватах и в em -субливнях, инициируемых π^0 -распадами, эти нейтроны имеют энергии до 30 МэВ;
- в) нейтроны em -ливней в подавляющем большинстве образуются фотонами посредством гигантского дипольного резонанса, то есть являются испарительными и обладают энергией до 30 МэВ; энергии выше 30 МэВ могут иметь нейтроны прямого фотоэффекта (фотоскалывание нейтрона), γ -поглощения дейтериевой np -парой в ядре и нейтроны h -субливней, появляющихся в составе em -ливней в результате множественного фоторождения пионов, но вклад перечисленных каналов в полный выход sg -нейтронов незначителен;
- г) спектр $F^s(T_n)$ формируется ev - и cas -нейтронами; число ev -нейтронов N_n^{ev} , генерируемых в em - и h -ливнях, значительно превышает число cas -нейтронов N_n^{cas} ; в области $T_n > 30$ МэВ спектр $F^s(T_n)$ имеет два участка – пологий и более крутой, для представления формы спектра чаще всего используется зависимость $1/T^\alpha$ с различными величинами показателя α .

При отсутствии общего понимания механизма формирования энергетического спектра sg -нейтронов приведенные положения не дают

ответа на следующие практические вопросы: 1) соответствует ли зависимость $T^{-\alpha}$ процессам генерации сг-нейтронов и показателем α какой величины можно характеризовать спектр $F^s(T_n)$ в области $T_n > 30$ МэВ до и после «перегиба»; 2) при какой энергии T_n^{ch} изменяется форма спектра и какие процессы вызывают его перегиб; 3) возможно ли «обрезание» спектра и если «да», то в результате какого процесса и при какой энергии; 4) какую долю в полном выходе составляют нейтроны испарительной области; 5) как величины, перечисленные в пунктах 1 – 4, зависят от энергии \bar{E}_μ и массового числа A вещества.

Установление формы спектра $F^s(T_n)$ по экспериментальным данным и получение ответов на приведенные вопросы осложняется ограниченным числом измерений и их значительными погрешностями. За время экспериментального исследования, начиная с 1954 г. [41], энергетические характеристики сг-нейтронов, генерируемых мюонами с различной энергией \bar{E}_μ в разных веществах, измерялись в шести экспериментах: [108, 109, 110, 111, 112, 113]. В работах [108, 109] был получен спектр изолированных нейтронов $F^{\text{is}}(T_n)$ в диапазоне энергий не выше 90 МэВ. Спектр генерации нейтронов $F^s(T_n)$ определялся в четырех последних работах: до 80 МэВ в [110] и [113] и до 400 МэВ – в [111] и [112].

Выполненные в последние годы расчеты для различных веществ с использованием программных пакетов FLUKA и Geant4 [52, 60, 93, 95, 96, 114] (Рис. 4.1), будучи значительно не согласующимися между собой по форме спектра (и по величине выхода Y_n), не позволяют расчетным путем определить как характеристики спектра $F^s(T_n)$, так и связь характеристик с энергией \bar{E}_μ и величиной A .

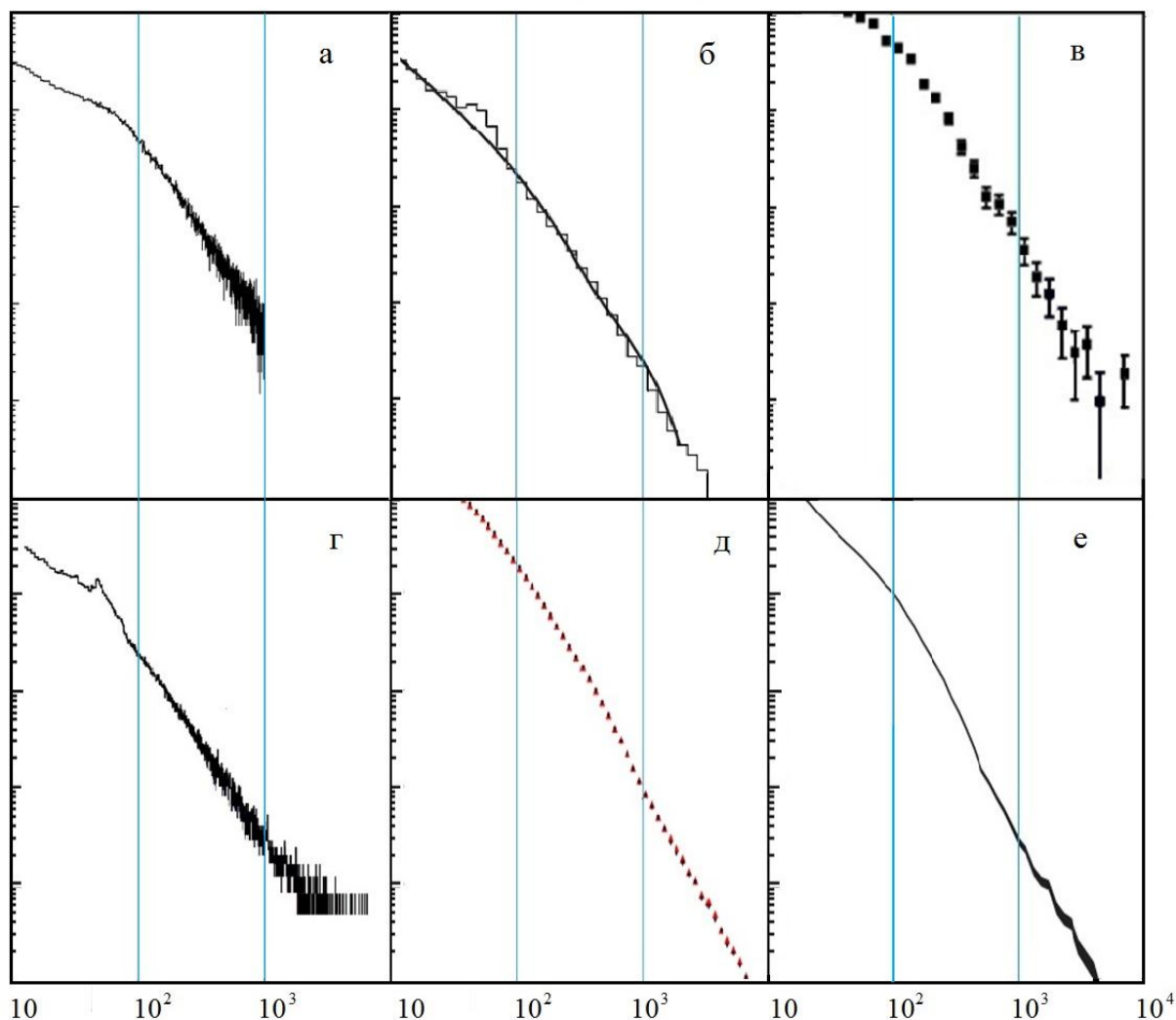


Рис. 4.1. Энергетические спектры генерации $F^S(T_n)$ нейтронов мюонами фиксированной энергии E_μ , рассчитанные методом Монте-Карло для различных веществ.

По оси x – кинетическая энергия нейтрона T_n (МэВ), по оси y – величина $F^S(T_n)$ в относительных единицах: а – ЖС, FLUKA, $E_\mu = 285$ ГэВ [114]; б – ЖС, FLUKA (кривая) и Geant4 (гистограмма), $E_\mu = 280$ ГэВ [93]; в – Pb, FLUKA, $E_\mu = 300$ ГэВ [96]; г – ЖС, Geant4, $E_\mu = 280$ ГэВ [95]; д – грунт, Geant4, $E_\mu = 275$ ГэВ [60]; е – Pb, Geant4, $E_\mu = 260$ ГэВ, [52].

4.2. Образование нейтронов в h -ливнях: рассмотрение в рамках аддитивной кварковой модели сильных взаимодействий

Наиболее проникающие нейтроны, формирующие спектр $F^s(T_n)$ в области $T_n > 30$ МэВ, образуются в h -ливнях. Эти ливни инициируются глубоконеупругим μA -рассеянием $\mu A \rightarrow v_\pi^\pm + mN + (A - m) + \mu'$ (v_π^\pm , m – множественности образующихся заряженных пионов и нуклонов, $m \leq A$) и развиваются в веществе вследствие размножения пионов в глубоконеупругих πA -столкновениях: $\pi A \rightarrow v_\pi^\pm + mN + (A - m)$. Как в μA -, так и в πA -реакциях множественное рождение пионов является результатом неупругого столкновения падающей частицы с одним из внутриядерных нуклонов. Множественная генерация пионов происходит, главным образом, в глубоконеупругих мягких процессах, вносящих основной вклад в сечение глубоконеупругого взаимодействия адронов. Эти процессы характеризуются небольшими поперечными импульсами рождающихся пионов $p_\perp < 1$ ГэВ/с, в отличие от жестких с $p_\perp > 1$ ГэВ/с.

Рассмотрим образование нейтронов в h -ливнях в рамках кварковой модели сильных взаимодействий. В аддитивной кварковой модели в основе мягких множественных процессов лежит упругое qq -рассеяние двух квазисвободных валентных (структурных) кварков (в жестких процессах взаимодействуют токовые кварки). Этот процесс можно изобразить кварковой диаграммой на Рис. 4.2. В данном варианте представления πN -взаимодействия антикварк налетающего пиона \bar{q}_π упруго рассеивается на кварке q_N нуклона-мишени N . Оба кварка приобретают импульсы, достаточные для выхода из конфайнментов взаимодействующих адронов. Разрыв глюонной связи рассеявшегося антикварка \bar{q}_π с кварком-спектатором q_π вызывает появление виртуальных $q\bar{q}$ -пар с их последующей рекомбинацией в струю пионов фрагментационной области. Количество рекомбинировавших $q\bar{q}$ -пар и, следовательно пионов, определяется энергией антикварка \bar{q}_π . Среди пионов фрагментации присутствует и лидирующий

пион с энергией около $\frac{1}{2}$ от начальной, образованный кварком-спектатором q_π и антикварком виртуальной пары $q\bar{q}$. Вылет кварка q_N из нуклона также приводит к появлению $q\bar{q}$ -пар и их рекомбинации в адроны пионизационной области. Дикварк-спектатор q_Nq_N адронизируется («обесцвечивается») и превращается в нуклон отдачи N_r (r -нуклон).

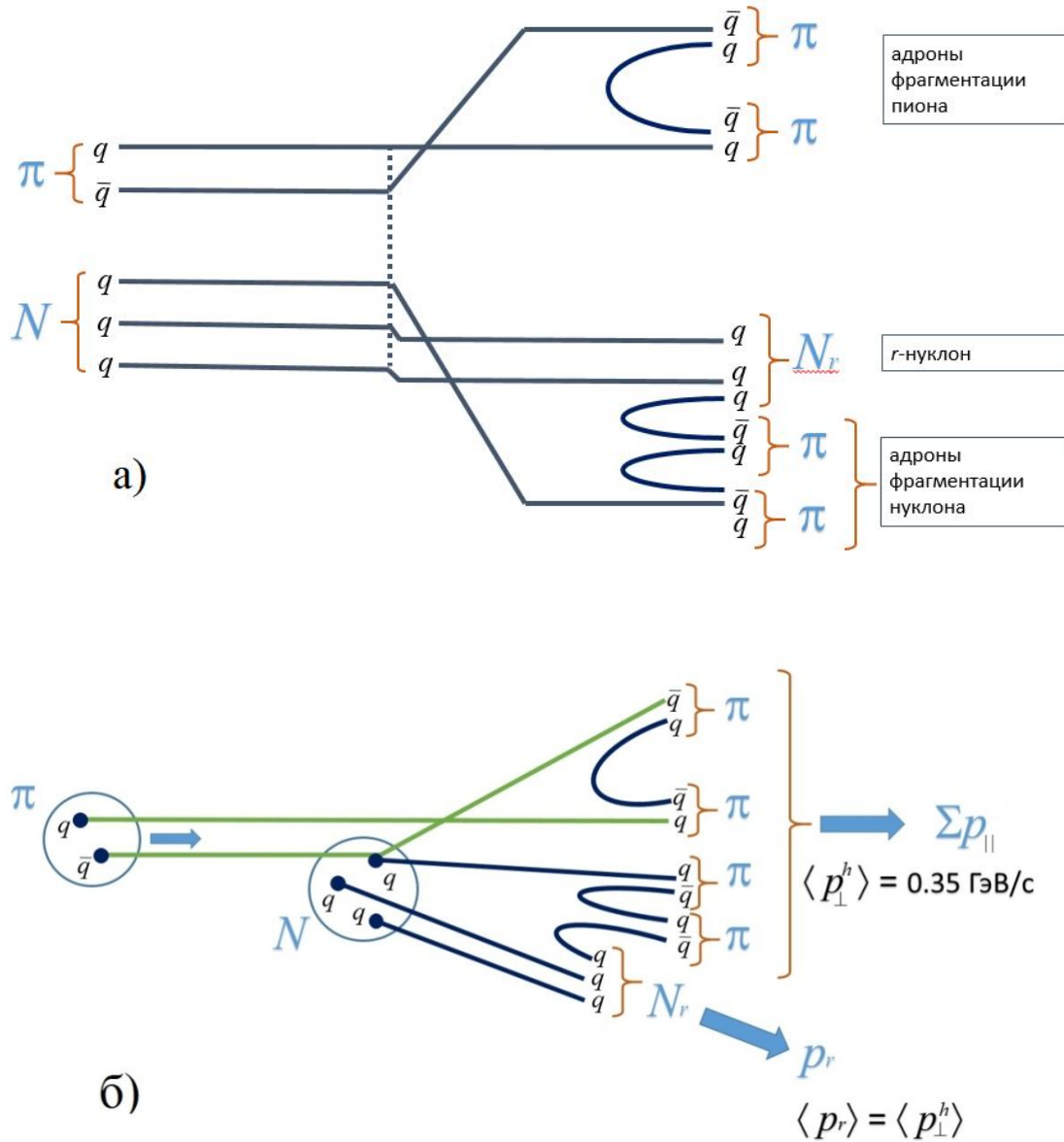


Рис. 4.2. Кварковая диаграмма столкновения валентных кварков в глубоконеупругом πN -рассеянии с образованием нуклона отдачи N_r , а) – в системе центра масс, б) в лабораторной системе.

Из экспериментов в космических лучах и на ускорителях известно, что при соударении частиц ультрарелятивистских энергий пионы (адроны) в образующихся струях имеют независимый от энергии взаимодействия средний поперечный импульс $\langle p_{\perp}^h \rangle \approx 0.35$ ГэВ/с. В теории сильных взаимодействий КХД эта величина соответствует масштабу глюонных вакуумных флюктуаций с характерным размером нуклона ~ 1 Фм (10^{-13} см), который является размером нуклонного конфайнмента. При получении дополнительного импульса (в нашем случае – от \bar{q}_{π}) кварк q_N может достичь границы конфайнмента (периферии нуклона). Здесь дипольное глюонное поле, связывающее вылетающий кварк с дикварком $q_N q_N$, сжимается в струну, которая разрывается, если кварк обладает достаточным импульсом. Следствием разрыва становится множественное образование пионов.

Натяжение глюонной струны определяется константой сильного взаимодействия α_F (Рис. 4.3.). Константа и, следовательно, натяжение струны на периферии нуклона резко нарастает с увеличением расстояния до вылетающего кварка q_N . Разрыв струны происходит в среднем при одном и том же её натяжении на расстоянии $r_q \sim 1$ Фм независимо от импульса вылетающего кварка. В результате образовавшийся из дикварка $q_N q_N$ r -нуклон получает в ядре направленный по движению вылетающего кварка импульс p_r , средняя величина которого должна соответствовать натяжению струны при размере конфайнмента ~ 1 Фм, то есть $\langle p_r \rangle \approx 0.35$ ГэВ/с, что приводит к равенству $\langle p_r \rangle \approx \langle p_{\perp}^h \rangle$. Отсюда следует независимость средней энергии, переданной r -нейтрону, от энергии πN -взаимодействия и массового числа A . Дальнейшая судьба r -нейтрона определяется его энергией и местоположением в ядре. Образовавшиеся в πN -столкновении ливневые пионы выходят из ядра в основном без столкновений, так как длина их свободного пробега в ядерном веществе $\bar{\lambda}_{\pi N} \sim 5$ Фм превышает радиусы практически всех ядер.

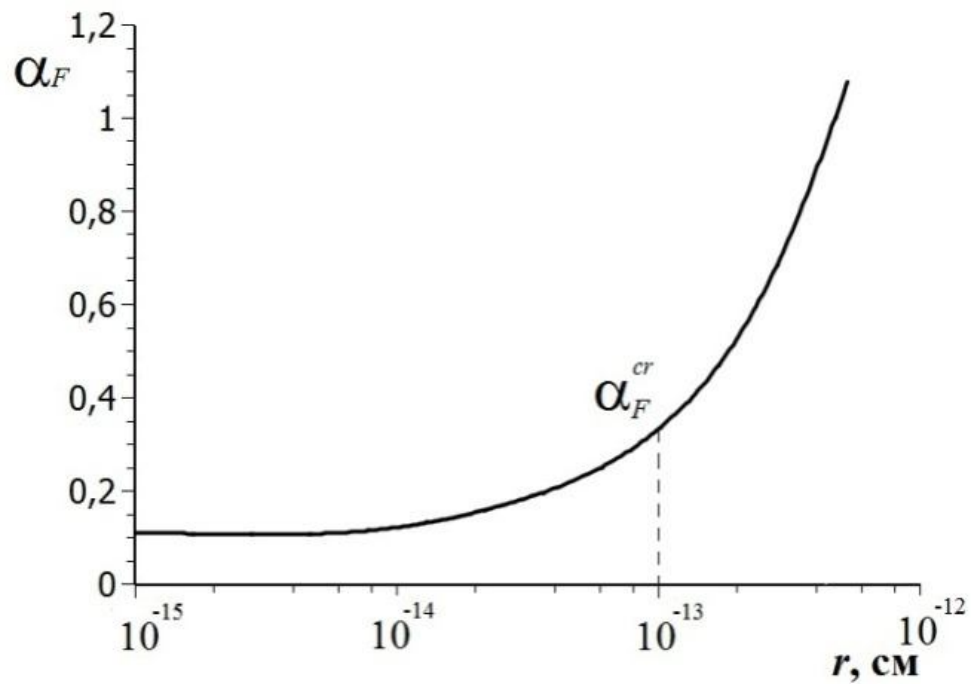


Рис. 4.3. Зависимость константы сильного взаимодействия α_F от расстояния r между кварками внутри нуклона, величина α_F^{cr} соответствует размеру нуклона $\sim 10^{-13}$ см.

4.3. Энергетический спектр δ -нейтронов

4.3.1. Спектр нейтронов отдачи $F(\xi_r)$

В соответствии с выражением $pc = \beta_0 E$ ($E = m_N c^2 + T_N$) r -нуклон, получая импульс $\langle p_r \rangle = 0.35$ ГэВ/с, приобретает энергию $\bar{\xi}_r = 63$ МэВ в дополнение к энергии его фермиевского движения в ядре $T_F \approx 30$ МэВ. Нуклон отдачи может остаться в ядре, покинуть ядро без столкновения или инициировать ВНК в упругом NN -столкновении. В процессе ВНК энергия r -нуклона дробится, при этом часть cas -нуклонов (в том числе и нейтронов) может выйти из ядра. В упругом NN -столкновении энергия делится между нуклонами в среднем поровну, если такая пропорция не запрещена блокировкой Паули. Поэтому при средней энергопередаче $\bar{\xi}_r = 63$ МэВ выходящие из ядра cas -нейтроны обладают в основном энергиями «испарительной» области до ~ 30 МэВ. Следовательно, энергетический

спектр нейтронов в диапазоне $T_n \geq 30$ МэВ формируются r -нейтронами, выходящими из ядер без столкновения.

Поскольку r -нейтрон является продуктом упругого $q_\pi q_N$ -рассеяния, спектр $F(\mathcal{E}_r)$ энергопередач q_N -кварка r -нейтрону должен характеризоваться зависимостью $F(\mathcal{E}_r) \propto 1/\mathcal{E}_r^2$, соответствующей упругому рассеянию двух квазисвободных точечных зарядов. Таким же спектром обладают δ -электроны, образуемые заряженными частицами при их ионизационном торможении в веществе. r - Нейтрон, способный после выхода из ядра производить ядерные частицы (p, α, n, t) в nA -неупругих реакциях, отвечает определению δ -частицы. Для перехода в разряд δ -частицы r -нейтрон в ядре должен получить энергию, не меньшую $\mathcal{E}_r^{\min} = \varepsilon_b + \varepsilon_{\text{th}} = 15$ МэВ, так как энергии его связи в ядре $\varepsilon_b \approx 8$ МэВ, а порог неупругих nA -реакций $\varepsilon_{\text{th}} \approx 7$ МэВ [115].

Наличие минимальной энергопередачи \mathcal{E}_r^{\min} при заданной средней энергии $\bar{\mathcal{E}}_r$ спектра известной формы $F(\mathcal{E}_r) = \text{const} \cdot \mathcal{E}_r^{-2}$ указывает на существование предельной энергии r -нейтронов \mathcal{E}_r^{\max} . Её величину можно найти, используя определение среднего:

$$\bar{\mathcal{E}}_r = \frac{\int_{\mathcal{E}_r^{\min}}^{\mathcal{E}_r^{\max}} \mathcal{E}_r F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r}{\int_{\mathcal{E}_r^{\min}}^{\mathcal{E}_r^{\max}} F(\mathcal{E}_r) d\mathcal{E}_r} = \frac{\mathcal{E}_r^{\min} \mathcal{E}_r^{\max} \ln(\mathcal{E}_r^{\max} / \mathcal{E}_r^{\min})}{\mathcal{E}_r^{\max} - \mathcal{E}_r^{\min}}. \quad (4.1)$$

При $\mathcal{E}_r^{\max} \gg \mathcal{E}_r^{\min}$ это выражение принимает вид $\bar{\mathcal{E}}_r \approx \mathcal{E}_r^{\min} \ln(\mathcal{E}_r^{\max} / \mathcal{E}_r^{\min})$; подставляя сюда $\bar{\mathcal{E}}_r = 63$ МэВ и $\mathcal{E}_r^{\min} = 15$ МэВ, получаем $\mathcal{E}_r^{\max} \approx 1$ ГэВ. Энергия \mathcal{E}_r^{\max} является максимальной энергопередачей r -нуклону в глубоконеупругом мягком πN -рассеянии, которая определяется энергией натяжения глюонной струны между валентным кварком q_N и дикварком $q_N q_N$ перед её разрывом.

Можно отметить, что «поперечная» энергия 1 ГэВ, соответствующая импульсу $p_\perp = 2$ ГэВ/с, находится на границе области, где в полное сечение

глубокоупругого рассеяния начинают давать вклад жесткие процессы с участием токовых кварков.

Как следует из выражения (4.1), при фиксированной величине $\bar{\mathcal{E}}_r$ энергия \mathcal{E}_r^{\max} сильно зависит от величины \mathcal{E}_r^{\min} . Несмотря на физическую обоснованность, ее выбор содержит определенный произвол, допускающий отклонение $\sim 50\%$ от выбранного значения. Таким образом, при \mathcal{E}_r^{\min} 11.5 или 18.5 МэВ для \mathcal{E}_r^{\max} получаем, соответственно, 2.8 или 0.6 ГэВ. Полагая, что область «поперечной» энергии менее 1 ГэВ включает в себя подавляющую часть мягких процессов, ниже принимаем $\mathcal{E}_r^{\max} = 1$ ГэВ.

4.3.2. Спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$

Спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$ формируется r -нейтронами (Рис. 4.2), вышедшими из ядер без столкновений (T_δ – энергия нейтрона вне ядра). Энергетический спектр r -нейтронов до выхода из ядра $F(T_r)$ задается спектром энергопередач $F(\mathcal{E}_r)$ с включением фермиевской энергии T_F : $F(T_r) = F(\mathcal{E}_r + T_F)$. При свободном выходе из ядра r -нейтрон теряет энергию T_F и энергию связи $\varepsilon_b \approx 8$ МэВ, следовательно: $T_\delta^{\min} = \mathcal{E}_r^{\min} - \varepsilon_b \approx 7$ МэВ, $T_\delta^{\max} = \mathcal{E}_r^{\max} - \varepsilon_b \approx 10^3$ МэВ. На «обрезание» спектра δ -нейтронов указывает обнаруженный в фотоэмульсионных экспериментах с частицами высокой энергии эффект предельной фрагментации ядра – независимость числа вторичных медленных частиц и средней энергии δ -нуклонов от энергии первичной частицы, если последняя превышает ~ 5 ГэВ [36, 40].

Наличие максимальной энергии T_δ^{\max} , базирующееся на модели глубокоупругого мягкого πN -рассеяния, не означает полного «обрезания» спектра sg -нейтронов. Имеются процессы, приводящие к появлению δ -нейтронов с энергией выше 1 ГэВ. В первую очередь – это упругое πN -рассеяние в области энергий пионов $E_\pi > 10$ ГэВ, в которой могут образовываться нейтроны с энергией $T_\delta > 1$ ГэВ. Сечение упругого πN -

рассеяния $\sigma_{\pi N}^{\text{el}} \sim 4$ мб составляет не более 20% от неупругого: $\sigma_{\pi N}^{\text{in}} \sim 20$ мб. Другие процессы, такие как срыв нейтрона реальными и виртуальными фотонами высокой энергии и глубоконеупругое жесткое πN -рассеяние, дают вклад меньший 2% вклада упругого рассеяния. Таким образом, под «обрезанием» спектра сг-нейтронов при энергии ~ 1 ГэВ понимается его резкое укрупнение.

Вероятность выхода r -нейтрона из ядер без столкновения определяется местом его появления в ядре (точка πN -взаимодействия) и средней длиной свободного пробега в ядерном веществе $\bar{\lambda}_r$. Распределение точек πN -столкновений в ядре не зависит от энергии ливневых пионов, но связано с массовым числом A . Сечение глубоконеупругого рассеяния пиона на свободном нуклоне в диапазоне энергий 5 – 100 ГэВ практически постоянно: $\sigma_{\pi N} \approx 20$ мб. [103]. Величина эффективного сечения πN -рассеяния в ядре $\sigma_{\pi N}^{\text{eff}}$ меньше вследствие нуклонного затенения: $\sigma_{\pi N}^{\text{eff}} = \sigma_{\pi N} A^{\alpha-1}$, где $\alpha = 0.75$ – параметр затенения [81]. Таким образом, средняя длина свободного пробега пиона высокой энергии в ядерном веществе $\bar{\lambda}_{\pi N}$ выражается зависимостью

$$\bar{\lambda}_{\pi N} = (\sigma_{\pi N}^{\text{eff}} \bar{n}_\chi)^{-1} \text{ см},$$

\bar{n}_χ – средняя концентрация нуклонов на пути пиона χ . Пион в среднем пересекает ядро радиуса R по хорде $\bar{\chi} = \frac{4}{3}R = \frac{4}{3} (1.3 A^{1/3}) \text{ Фм} = 1.73 A^{1/3} \text{ Фм}$, находящейся на расстоянии примерно $\frac{3}{4}R$ от центра ядра (Рис. 4.4). Распределение концентрации нуклонов по радиусу ядра описывается выражением

$$n(R) = n_0 \{1 + \exp[(R - R_0)/\Delta]\}, \quad (4.2)$$

где $n_0 = \text{const}$ – концентрация нуклонов в керне ядра, связанная со средней концентрацией нуклонов в ядре \bar{n} соотношением $n_0 = 1.9 \bar{n}$; $R_0 = 1.08 A^{1/3} \text{ Фм}$ – расстояние от центра ядра до области с концентрацией $n_0/2$, $\Delta \approx 0.55 \text{ Фм}$ – скорость убывания концентрации n на периферии ядра. Концентрация \bar{n}_χ связана с n_0 и средней концентрацией $\bar{n} = 10^{38} \text{ см}^{-3}$ нуклонов в ядре: $\bar{n}_\chi \approx 0.4$

$n_0 \approx 0.76 \bar{n}$. Подставляя значения \bar{n}_χ и $\sigma_{\pi N}^{\text{eff}}$ в выражение для $\bar{\lambda}_{\pi N}$, получаем $\bar{\lambda}_{\pi N} = 6.58 A^{1/4}$ Фм. Интегральная вероятность πN -столкновения $P_{\pi N}$ на длине $\bar{\chi}$ определяется отношением $\bar{\chi} / \bar{\lambda}_{\pi N}$: $P_{\pi N} = 1 - \exp(-\bar{\chi} / \bar{\lambda}_{\pi N})$. Величина отношения $\bar{\chi} / \bar{\lambda}_{\pi N}$ слабо связана с массовым числом A ($\bar{\chi} / \bar{\lambda}_{\pi N} = 0.263 A^{1/12}$), ее можно полагать константой ($\bar{\chi} / \bar{\lambda}_{\pi N} \approx 0.368$ при $A^{1/12} \approx 1.4$). В таком случае $P_{\pi N}$ – также константа: $P_{\pi N} = 0.308$.

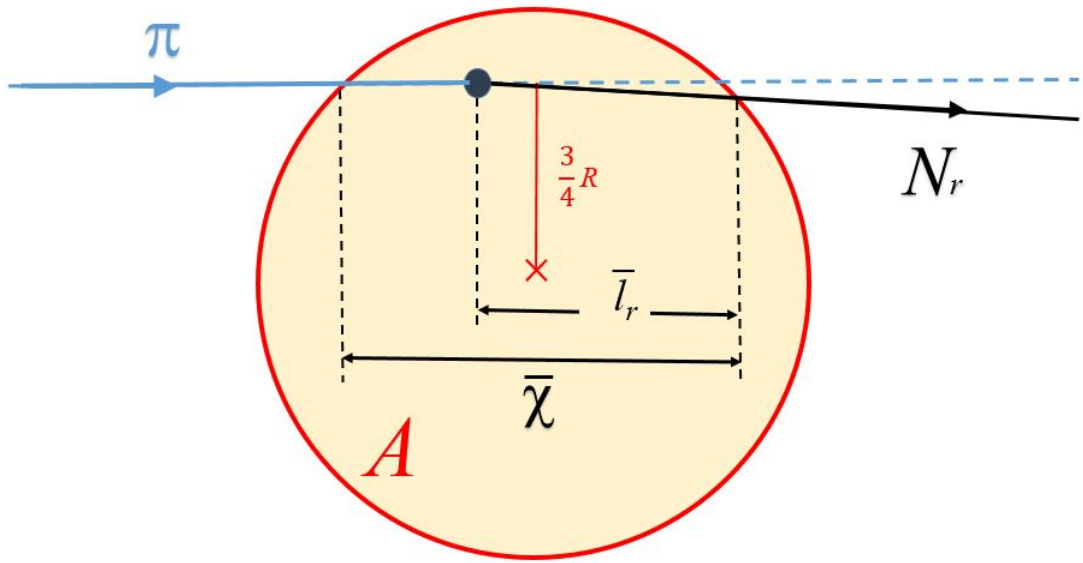


Рис.4.4. πN - столкновение в ядре A .

Эффективным расстоянием от точки входа пиона в ядро до столкновения с нуклоном будем считать медианную длину l_m в распределении πN -столкновений по хорде $\bar{\chi}$. Она определяется из уравнения $0.5 P_{\pi N} = 1 - \exp(-l_m / \bar{\lambda}_{\pi N})$:

$$l_m = - \bar{\lambda}_{\pi N} \ln(1 - 0.5 P_{\pi N}) = 1.10 A^{1/4} \text{ Фм.} \quad (4.3)$$

Следовательно, r -нейтрон появляется на расстоянии $\bar{l}_r = \bar{\chi} - l_m = 1.32 A^{1/4}$ Фм по хорде $\bar{\chi}$ до выхода за пределы ядра.

При направлении импульса нейтрона в конусе по движению налетающего пиона условием выхода нейтронов из ядра без столкновения является превышение пробегом r -нейтрона в ядре $\bar{\lambda}_r = (\bar{\sigma}_{nN} \bar{n}_\chi)^{-1}$ длины \bar{l}_r : $\bar{\lambda}_r$

$\geq \bar{l}_r$. Приравнивание пробега r -нейтрона \bar{l}_r длине $\bar{\chi} - l_m$ является некоторым приближением, так как нейтрон отдачи отклоняется от траектории влетающего в ядро пиона под действием натяжения глюонной струны и собственного внутриядерного фермиевского движения.

Сечение $\bar{\sigma}_{nN}(T_n)$ представляет усредненную величину сечения рассеяния нейтрона на нуклонах ядра

$$\bar{\sigma}_{nN} = \frac{(A-Z)\sigma_{nn} + Z\sigma_{np}}{A}, \quad (4.4)$$

где σ_{nn} и σ_{np} – эффективные сечения рассеяния нейтрона на свободном нейтроне и протоне. Зависимости сечений σ_{nn} , σ_{np} от энергии T_n представлены на Рис. 4.5. В области энергии T_n от 30 до ~ 200 МэВ сечение σ_{np} больше величины σ_{nn} в 3 – 1.5 раза. Поскольку для большинства ядер $A - Z \approx Z$, можно считать, что в диапазоне энергий нейтрона 30 – 200 МэВ сечение $\bar{\sigma}_{nN}$ практически не зависит от состава ядра $\bar{\sigma}_{nN} \approx \frac{1}{2} (\sigma_{nn} + \sigma_{np})$ и $\bar{\sigma}_{nN} \propto 1/T_n$. При этих энергиях величину $\bar{\sigma}_{nN}$ приближенно можно вычислять по формуле: $\bar{\sigma}_{nN}(T_n) \approx (6 \cdot 10^3 / T_n)$ мб, T_n – в МэВ.

Равенство $\bar{\lambda}_r = \bar{l}_r$ и выражения для $\bar{\lambda}_r$ и \bar{l}_r позволяют определить критическую величину сечения $\bar{\sigma}_{nN}^{cr} = 100 A^{1/4}$ мб, а затем и соответствующую ей энергию: $T_r^{cr}(A) = 6 \cdot 10^3 / \bar{\sigma}_{nN}^{cr} \approx 60 A^{1/4}$ МэВ, которая является пороговой энергией для свободного выхода r -нейтрона из ядра. Энергии T_r^{cr} в спектре $F(T_r)$ соответствует энергия $T_\delta^{cr} = T_r^{cr} - (T_F + \varepsilon_b) \approx T_r^{cr} - 40$ МэВ = $60 (A^{0.25} - 0.67)$ МэВ в спектре δ -нейтронов $F(T_\delta)$. Следовательно, в области энергий δ -нейтронов $T_\delta \geq T_r^{cr}(A)$ спектр $F(T_\delta)$ повторяет форму спектра $F(\varepsilon_r) \propto 1/\varepsilon_r^2$, то есть $F(T_\delta) \propto 1/T_\delta^2$.

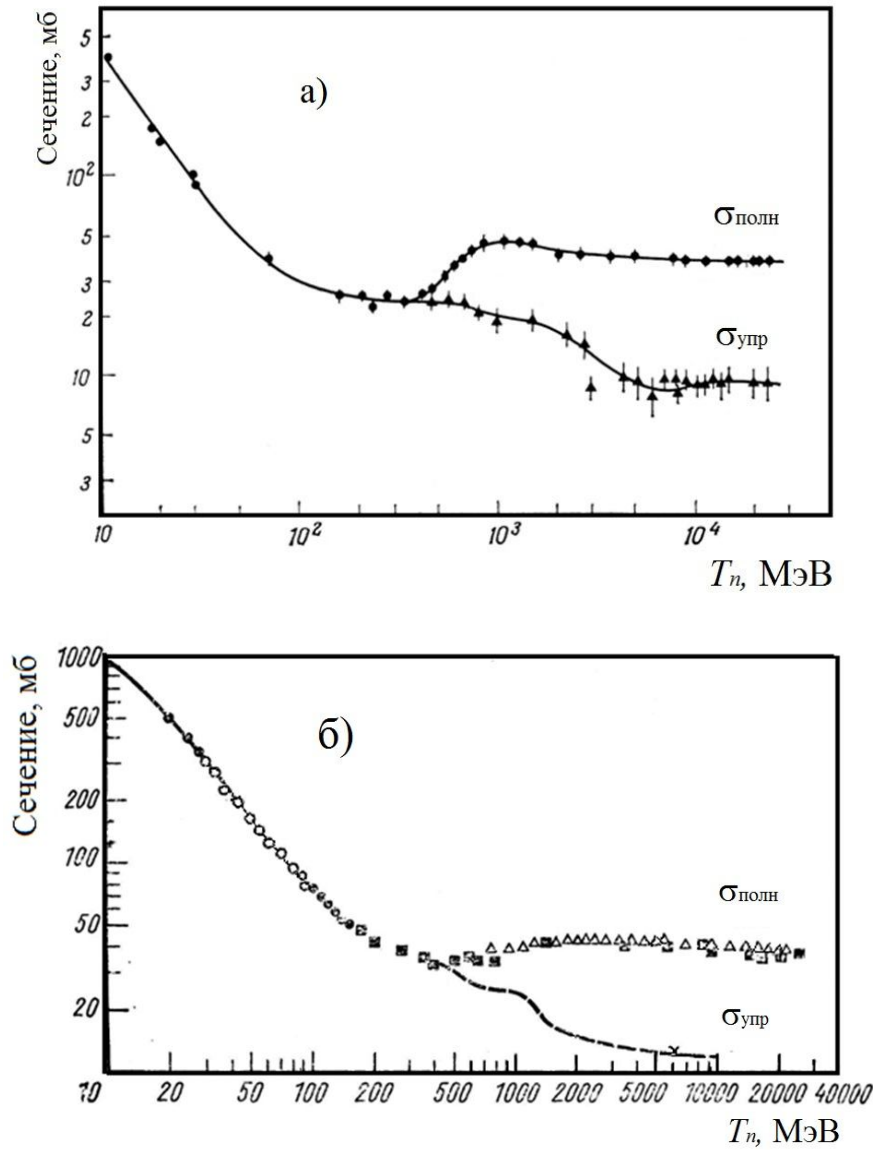


Рис. 4.5. Полные и упругие сечения для нейтрон-нейтронного (а) и нейтрон-протонного (б) рассеяния.

В диапазоне $T_r < T_r^{\text{cr}}$ доля P_δ свободно выходящих из ядра r -нейтронов определяется отношением $\bar{\lambda}_r / \bar{l}_r$, преобразуя которое, получаем

$$P_\delta \propto \frac{\bar{\lambda}_r}{\bar{l}_r} = \frac{1}{\bar{\sigma}_{nN}(T_r) \bar{n}_\chi \bar{l}_r(A)} \propto T_r A^{-1/4}, \quad (4.5)$$

так как \bar{n}_χ – константа, $\bar{l}_r \propto A^{1/4}$, а $\bar{\sigma}_{nN} \propto 1/T_r$.

Под действием фактора P_δ спектр $F(T_r)$ в диапазоне $\sim 45 \text{ МэВ} < T_r < T_r^{\text{cr}}$ трансформируется в спектр δ -нейтронов с энергией T_δ от T_δ^{min} до T_δ^{cr} :

$$F(T_\delta) \propto F(T_r) \cdot P_\delta(T_r) \propto \frac{1}{T_r^2} T_r A^{-1/4} = T_\delta^{-1} A^{-1/4}. \quad (4.6)$$

Таким образом, спектр δ -нейтронов в любом веществе охватывает диапазон от $T_\delta^{\min} \sim 7$ МэВ до $T_\delta^{\max} \sim 1000$ МэВ. В области от T_δ^{\min} до T_δ^{cr} спектр $F(T_\delta)$ имеет вид $1/T_\delta$, в диапазоне $T_\delta^{\text{cr}} \div T_\delta^{\max}$ он описывается законом $1/T_\delta^2$.

Зависимость от A спектра δ -нейтронов $F(T_\delta) \propto A^{-1/4}$ обратна по отношению к зависимости энергии перегиба $T_\delta^{\text{cr}} \propto A^{1/4}$. Следовательно, при увеличении A энергия T_δ^{cr} растет, в то время как значения спектра $F(T_\delta)$ уменьшаются. Это свидетельствует об уменьшении доли δ -нейтронов в полном числе sg -нейтронов и возрастании доли ev -нейтронов. С уменьшением A величина энергии перегиба спектра $F(T_\delta)$ также уменьшается, а затем при $A \sim 4$ исчезает вовсе, поскольку все r -нейтроны переходят в разряд δ -нейтронов. Следует отметить, что для ядер с $A < 12$ выражение для T_r^{cr} приобретает большую погрешность. Это объясняется отсутствием у данных ядер ядра с постоянной концентрацией n_0 , размер которого задается формулой (4.2).

4.4. Измерения спектра генерации sg -нейтронов $F^s(T_n)$

Измеряемый спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$ является спектром sg -нейтронов «в источнике» $F^s(T_n)$, то есть $F(T_\delta) \equiv F^s(T_n)$. Спектр $F^s(T_n)$ можно получить в эксперименте, геометрия которого отвечает следующим требованиям:

- а) слой вещества-мишени, в котором потоком мюонов образуются нейтроны, должен располагаться вблизи детектора на фиксированном расстоянии от него с учетом направленности δ -нейтронов сверху вниз;
- б) мишенный слой должен иметь фиксированную толщину в несколько пробегов $\lambda_{\pi A}$, но не влияющую на форму спектра $F^s(T_n)$;

в) при наличии слоя вещества между мишенью и детектором его толщина не должна приводить к деформации формы спектра нейтронов, выходящих из мишени.

В некоторых экспериментах необходимым является исключение пересечения детектора мюоном (с ливнем или без), что препятствует измерению величины энерговыделения появляющегося в детекторе нейтрона.

Спектр генерации δ -нейтронов $F^{\delta}(T_{\delta})$ был получен в экспериментах KARMEN [110], LVD [111] и в подземной лаборатории Soudan [113]. В эксперименте KARMEN нейтроны генерировались мюонами и ливнями главным образом в 7000-тонной железной защите, окружающей жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 65 м³. Триггером для регистрации нейтронов служило пересечение мюоном плоскостей активной защиты детектора, фиксирующей время и координаты мюонно-ливневого события. Для анализа отбирались события пересечения мюоном железной защиты, содержащие коррелированные с мюоном импульсы сцинтилляционного детектора. Основной задачей эксперимента KARMEN было исследование νA -сечений в пучке ускорительных нейтрино, поэтому установка находилась на небольшой глубине под землей. Нейтроны от атмосферных мюонов изучались как источник фона при измерениях. Средняя энергия мюонов, проходящих через защиту, соответствовала глубине ~ 40 м в.э., то есть имела величину около 15 ГэВ. Мюоны такой энергии образуют главным образом νe -нейтроны, так как доминирующими каналами их генерации являются $\mu^{-}A$ -захват и фоторождение виртуальными фотонами. Тем не менее, фиксация временных, пространственных и энергетических характеристик сигналов сцинтилляционного детектора позволяла устанавливать энерговыделения δ -нейтронов, вылетающих из железной защиты, а затем и определить форму спектра «видимых» энерговыделений ε_{vis} в интервале энергий 20 – 80 МэВ. Авторы работы [110] описали спектр регистрируемых энерговыделений δ -нейтронов $F(\varepsilon_{\text{vis}})$ законом $\exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/\varepsilon_0)$, где $\varepsilon_0 \approx 42$ МэВ (Рис. 4.6). Как следует

из графика, в обсуждаемом диапазоне 20 – 80 МэВ из 59 экспериментальных точек 38 лежат выше прямой, представляющей закон $\exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/42)$, 19 точек – ниже, две точки визуально согласуются с аппроксимацией. Несоответствие эксперимента и зависимости $\exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/42)$ наиболее ярко проявляется на «хвосте» спектра: при погрешности измерений около 35% в области энергий 60 – 80 МэВ выше прямой располагаются 17 точек из 20. Лучшей аппроксимацией данных KARMEN в диапазоне 20 – 80 МэВ является экспонента с параметром $\varepsilon_0 = 57.8 \pm 9.4$. Значительная погрешность величины ε_0 связана с определением значений темпа счета по графику на Рис. 4.6. Учитывая этот факт, далее полагаем $\varepsilon_0 \approx 60$ МэВ. Эта величина поддерживается результатом эксперимента Soudan [113], описанного ниже.

Соотношение зависимостей $F(\varepsilon_{\text{vis}}) \propto \exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/60)$ и $F(\varepsilon_{\text{vis}}^{\delta})$ показано на Рис. 4.7. Кривая $F(\varepsilon_{\text{vis}}^{\delta})$ представляет зависимость $N(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$, в которой энергия T_{δ} пересчитана в видимое энерговыделение $\varepsilon_{\text{vis}}^{\delta}$ с использованием функции квантинга $q(T_{\delta}) = \varepsilon_{\text{vis}}^{\delta}/T_{\delta}$, полученной для ЖС с составом $\sim \text{C}_{10}\text{H}_{20}$ в работе [116]. Здесь допускалось, что нейтрон всю энергию T_{δ} передает протонам отдачи. В действительности нейтрон в ЖС теряет свою энергию порциями в актах np -рассеяния и упругих и неупругих $n\text{C}$ -столкновениях. Сделанное допущение незначительно влияет на форму кривой $F(\varepsilon_{\text{vis}}^{\delta})$. Кривые на Рис. 4.7 нормированы на число событий при энерговыделении $\varepsilon_{\text{vis}} = 30$ МэВ, которое соответствует энергии $T_{\delta} = 47$ МэВ. Взаимное расположение кривых $F(\varepsilon_{\text{vis}})$ и $F(\varepsilon_{\text{vis}}^{\delta})$ показывает, что экспериментальные данные KARMEN в диапазоне (30 – 80) МэВ могут быть описаны законом T_{δ}^{-1} .

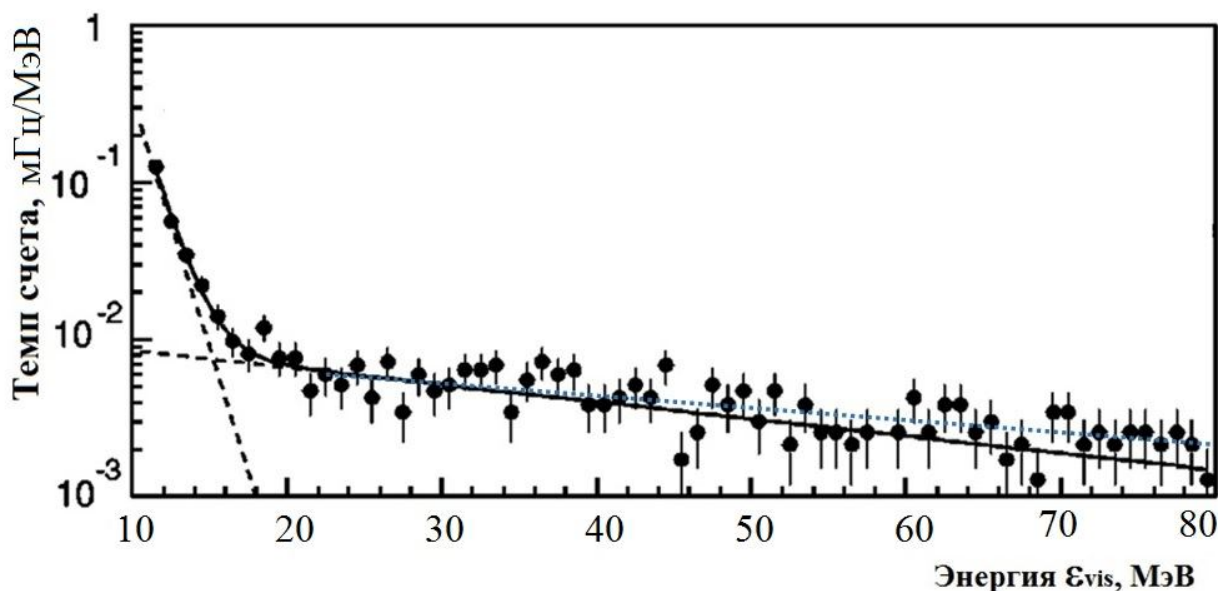


Рис.4.6. Спектр регистрируемых энергий sg -нейтронов в эксперименте KARMEN. Сплошная линия – аппроксимация данных авторами работы [110]. Пунктирная линия – лучшая аппроксимация данных $\propto \exp(-\epsilon_{vis}/60 \text{ МэВ})$ в диапазоне 30 – 80 МэВ.

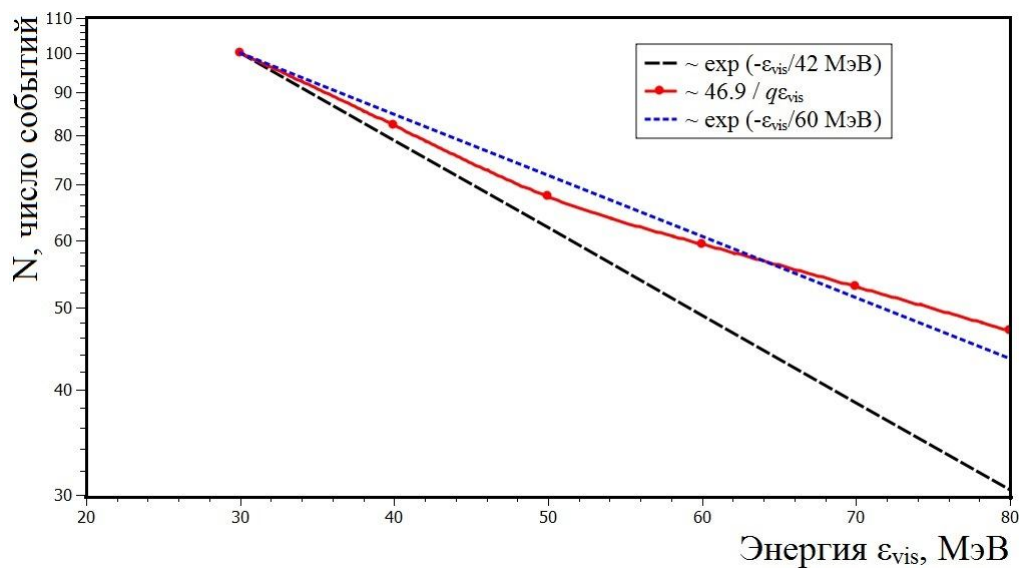


Рис. 4.7. Спектры регистрируемых энергий sg -нейтронов ϵ_{vis} в диапазоне 30 – 80 МэВ. Штриховая линия – аппроксимация данных авторами эксперимента KARMEN; пунктирная линия – аппроксимация данных законом $\exp(-\epsilon_{vis} / 60 \text{ МэВ})$; сплошная кривая – зависимость $1/T_n$ с учетом квэнчинга. Зависимости нормированы при $\epsilon_{vis} = 30 \text{ МэВ}$.

На определение спектра $F^S(T_n)$ был нацелен эксперимент [113] в подземной лаборатории на глубине 2100 м в.э. ($\bar{E}_\mu \sim 210$ ГэВ) в шахте Soudan (США). Измерения были выполнены с помощью счетчика цилиндрической формы ($\varnothing = 13$ см, $L=100$ см), заполненного 12 литрами ЖС. Диапазон измеряемых энергий ε_{vis} – (4 – 60) МэВ. Сверху диапазон ограничивался возможностями электроники. Взаимодействие нейтронов в ЖС отделялось от взаимодействий электронов, γ -квантов и мюонов по форме импульсов ФЭУ. Полученная невысокая статистика 24 события за 655 дней измерений под землей не позволяет сделать определенных заключений о форме спектра в интервале 30 – 60 МэВ. Интерес представляют результаты, полученные авторами во время калибровочных измерений на поверхности: спектр энергий ε_{vis} нейтронов в диапазоне (30 – 56) МэВ $\propto \exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/60 \text{ МэВ})$ (Рис. 4.8) совпал с подправленным спектром KARMEN (Рис. 4.6). То есть авторами работы [113] был получен спектр $F^S(T_n)$ на земной поверхности. Этот факт можно объяснить регистрацией δ -нейтронов, генерируемых пионами широких атмосферных ливней (ШАЛ) в крыше и стенах помещения, в котором проводились измерения.

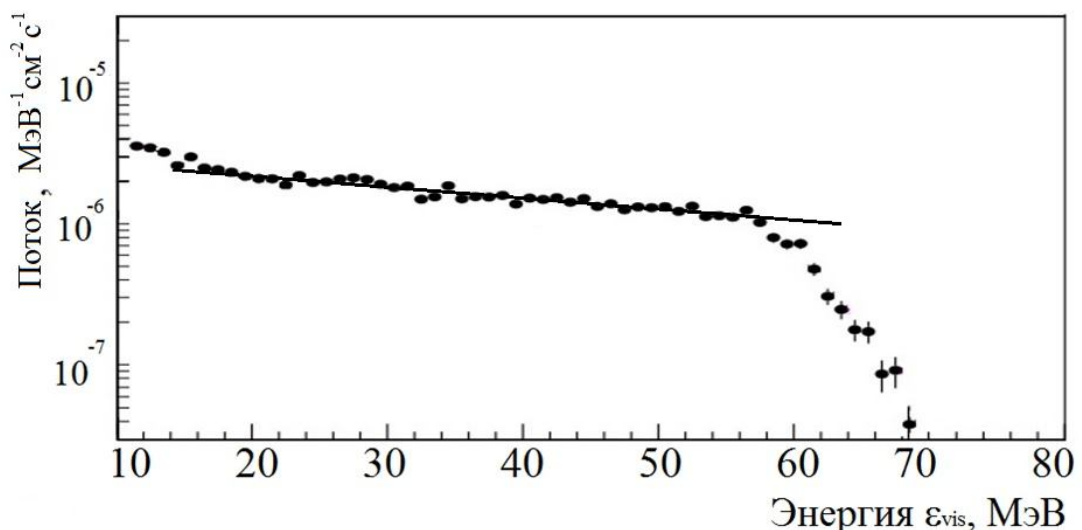


Рис.4.8. Наблюдаемый спектр энерговывделений сg-нейтронов в эксперименте Soudan (точки) [113]. Прямая – зависимость $\exp(-\varepsilon_{\text{vis}}/60 \text{ МэВ})$.

Вывод о πA -происхождении нейтронов с энергиями выше 30 МэВ следует из результатов измерения спектра нейтронов в Лаборатории Гран Сассо (LNGS) на высоте 1000 м с применением сцинтилляционного счетчика объемом 1.5 м^3 [112]. Измеренный спектр $F^s(T_n)$ в диапазоне (30 – 400) МэВ (Рис. 4.9) с перегибом около 90 МэВ соответствует спектру $F^s(T_\delta)$ генерации δ -нейтронов, полученному под землей в эксперименте LVD (Рис. 4.10). На поверхности нейтроны с энергией выше 30 МэВ, как и в эксперименте Soudan, генерировались пионами ШАЛ в крыше и стенах экспериментального корпуса. Подобие спектров нейтронов в области энергий выше 30 МэВ, полученных на поверхности и под землей, имеет естественное объяснение: в обоих случаях они генерируются пионами h -ливней в актах глубокоэластичного πA -рассеяния, при котором энергетические характеристики образующихся δ -нейтронов не зависят от энергии ливневых пионов.

Спектр $F^s(T_n)$ в эксперименте LVD (Рис. 4.10) [111] получен при $\bar{E}_\mu = 280 \text{ ГэВ}$ в подземном зале LNGS. Диапазон измеряемых энерговыделений ограничен величиной $\sim 450 \text{ МэВ}$ из-за насыщения электроники канала регистрации счетчика.

Нейтроны генерировались в веществе башни T1 установки, состоящей из ЖС и железа (рис. 4.11). Железо входит в состав элементов конструкции башни, образующих регулярную ячеистую структуру, ячейкой которой является сцинтилляционный счетчик с объемом 1.5 м^3 . Массы ЖС и Fe приблизительно одинаковы. Спектр $F^s(T_n)$ нейтронов, производимых околоразрывными мюонами в мишенной колонне (t-колонне) длиной 6.2 м, шириной 2.2 м и высотой 7.5 м (56 счетчиков с общей массой ЖС 67 т и такой же массой Fe), восстанавливался по спектру «видимых» энерговыделений нейтронов в 60 счетчиках детектирующего объема (d-объема) с массой ЖС 72 тонны (рис. 4.11.) [111]. d-Объем окружен счетчиками вето-системы, исключаяющей пересечения d-объема мюонами.

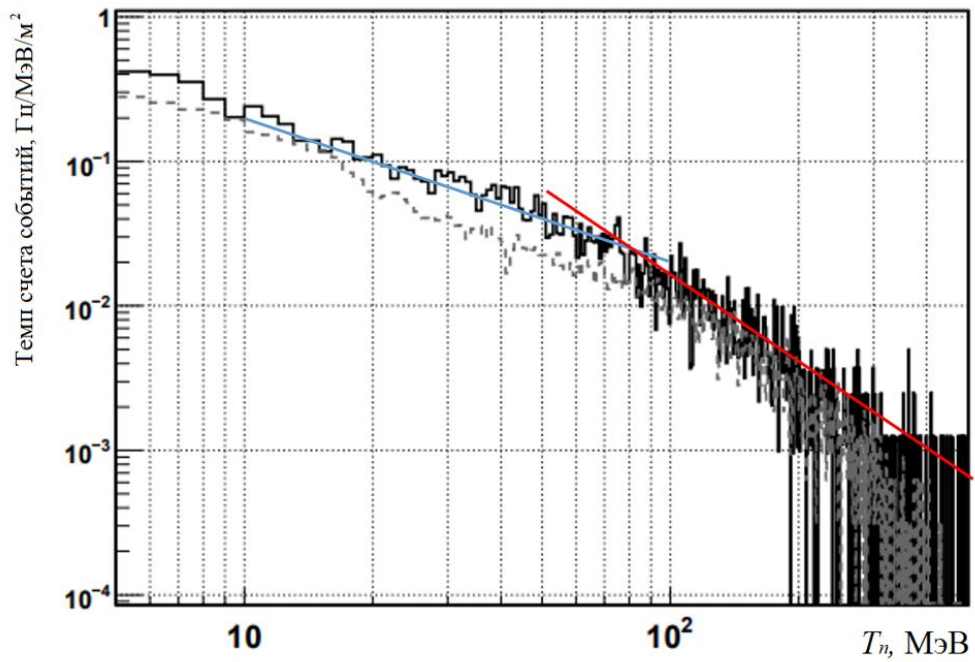


Рис. 4.9. Гистограмма – измеренный спектр $F^s(T_n)$ на высоте 1000 м над уровнем моря, пунктир – МК-расчёт. Синяя прямая – зависимость T_n^{-1} , красная – T_n^{-2} . График из работы [112].

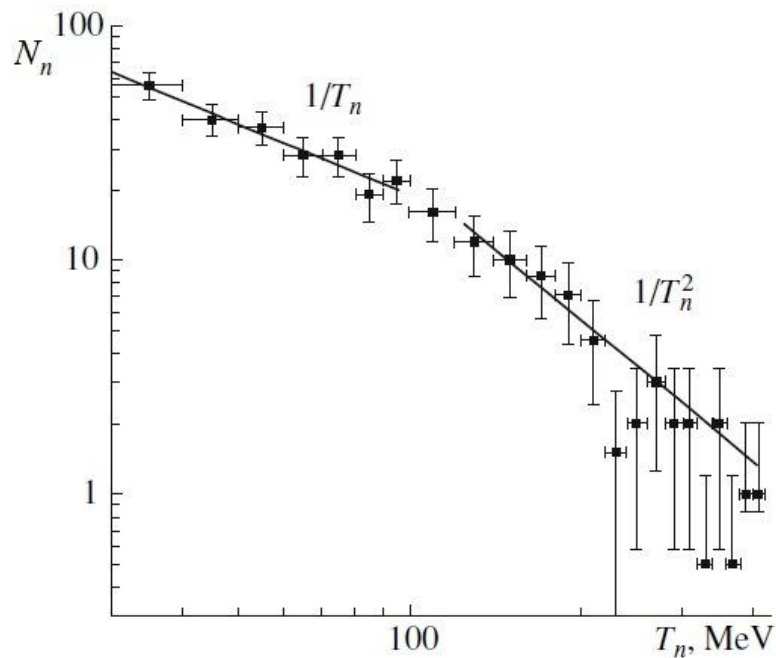


Рис. 4.10. Спектр $F^s(T_n)$ в эксперименте LVD [111], N_n – число нейтронов.

d-Объем отделяется от t-колонны слоем ЖС 78 г/см^2 и слоями железа с полной толщиной 45 г/см^2 , входящими в состав разделительной полуколонны С2 (28 счетчиков). Полуколонна С2, включающая в себя легкое и тяжелое вещество, эффективно экранирует d-объем от частиц электромагнитной (γ , e) и адронной (p , π^\pm) компонент em - и h -ливней, развивающихся в t-колонне. В то же время разделительная полуколонна с данным составом и размерами слабо деформирует форму спектра $F^s(T_n)$. Это объясняется следующими причинами. Нейтроны с энергией $T > 30 \text{ МэВ}$, пересекая полуколонну, взаимодействуют в основном с ядрами С и Fe. В упругом nC - и nFe -рассеянии нейтроны теряют менее 10% своей энергии. При неупругом nA -взаимодействии δ -нейтроны с энергией $> 30 \text{ МэВ}$ инициируют развитие в ядре ВНК, что приводит к дроблению энергии T_δ и практическому исчезновению нейтронов, испытавших неупругое nA -рассеяние, с энергией выше 30 МэВ. Поскольку сечение этого процесса, слабо варьируясь, практически не зависит от энергии падающего нейтрона (Рис. 4.12), неупругое рассеяние нейтронов в разделительной полуколонне незначительно влияет на форму спектра $F^s(T_n)$.

Заметную роль в рассматриваемых процессах могло бы сыграть np -рассеяние, в результате которого нейтрон теряет в среднем $\frac{1}{2}$ энергии. Но поскольку длина свободного пробега δ -нейтронов с $T_\delta > 30 \text{ МэВ}$ относительно np -рассеяния в ЖС $\lambda_{np} > 50 \text{ см}$ сравнима со средней длиной 75 см траектории частицы в ЖС (длина средней хорды счетчика), а доля np -столкновений в ЖС около 20%, этот процесс также слабо меняет форму спектра $F^s(T_n)$ δ -нейтронов на выходе из разделительной полуколонны. О слабом влиянии на форму спектра нейтронов с энергиями $10 - 10^3 \text{ МэВ}$ слоя проходимого ими вещества толщиной до нескольких пробегов λ_{nA} говорят также расчеты методом Монте-Карло [37, 96].

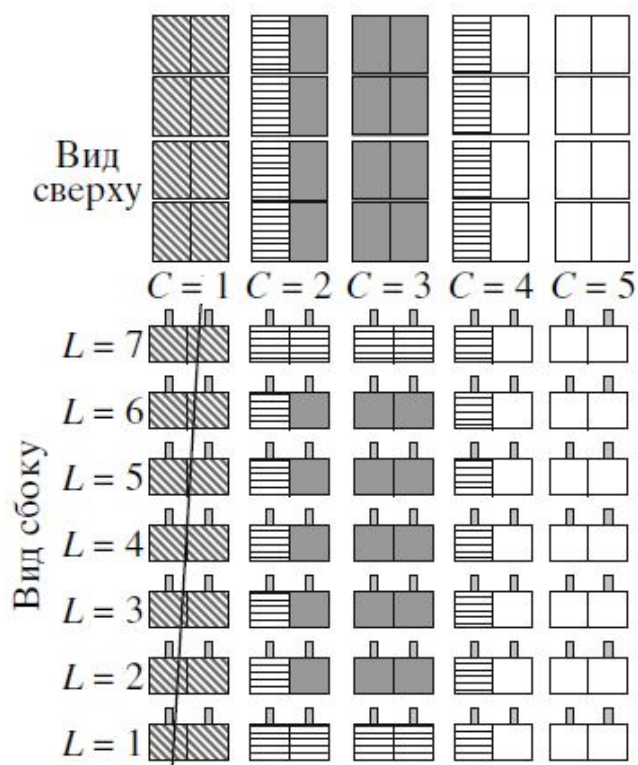


Рис.4.11. Схема измерения спектра $F^s(T_n)$ в эксперименте LVD [111]. C1 ÷ C5 – колонны башни, L1 ÷ L7 – уровни башни. Вид сверху представляет счетчики, расположенные на уровнях L2 ÷ L6. Наклонная штриховка – счетчики t-колонны, горизонтальная штриховка – счетчики разделительной полуколонны и veto-системы, серая заливка – счетчики d-объема. Околовертикальная линия – мюонный трек в t-колонне.

К энергосигналам нейтронов относились импульсы с амплитудой выше 5 МэВ, регистрируемые счетчиками d-объема во временном интервале 250 нс после мюонного события в t- колонне. Для увеличения числа искомым событий за фиксированное время работы башни T1 за t-колонну поочередно принималась каждая колонна башни с сохранением конфигурации d-объема и veto-системы относительно t-колонны. Исключение составила конфигурация veto-системы при выборе в качестве мишени центральной колонны C3: в этом случае veto-система не имела стенки (полуколонны), отделяющей d-объем от грунта.

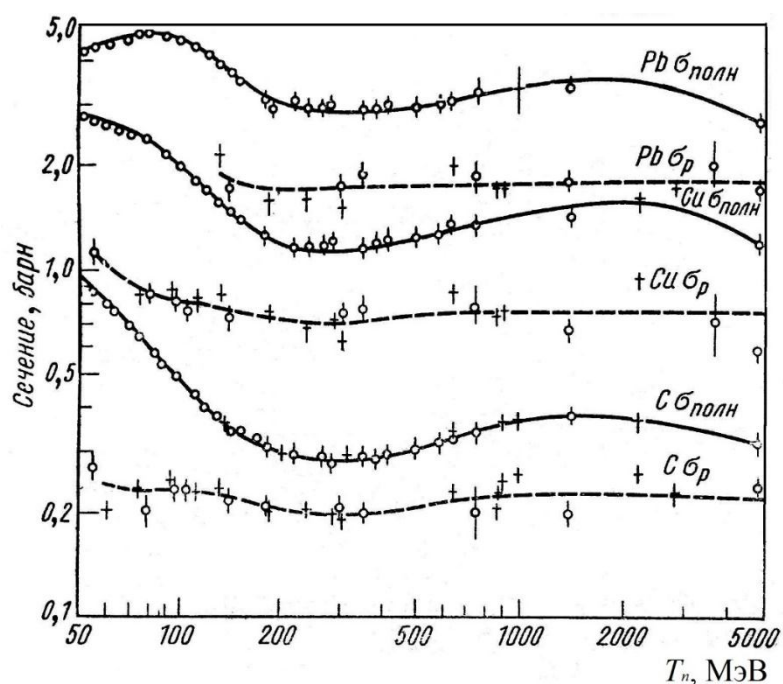


Рис. 4.12. Сечения nA -рассеяния для С, Сu, Рb; σ_p – сечение неупругого процесса.

Искомый спектр $F^s(T_n)$ в эксперименте LVD формируется нейтронами, образующимися в глубоконеупругих πC -, πFe -, πp -взаимодействиях, доли которых в полном числе nA -взаимодействий составляют 48% (πC), 37% (πFe), 15% (πp). В отличие от спектра $F^s(\pi p) \propto 1/T_\delta^{-2}$, спектры δ -нейтронов в углероде и железе меняют форму (с T^{-1} на T^{-2}) при 72 МэВ и 124 МэВ, соответственно. Поскольку доля πp -взаимодействий мала, измеряемый спектр $F^s(T_n)$ формируется нейтронами от πC - и πFe -взаимодействий. Вследствие этого в области энергий от 30 МэВ до ~ 70 МэВ спектр δ -нейтронов описывается зависимостью T_δ^{-1} , выше ~ 120 МэВ – законом T_δ^{-2} .

Данные LVD (Рис. 4.10) в интервале 30 – 120 МэВ аппроксимируются законом $T_\delta^{-\alpha}$ при $\alpha = 1.11 \pm 0.30$, выше 120 МэВ $\alpha = 2.05 \pm 0.14$ [111]. Интервал (70 – 120) МэВ является переходным. Так как πC - и πFe -вклады сравнимы, можно полагать, что форма искомого спектра меняется при энергии около 100 МэВ, то есть $T_\delta^{cr} (\text{ЖС} + Fe) \approx 100$ МэВ.

Установление величины энергии перегиба T_{δ}^{cr} дает возможность рассчитать характеристики спектра $F^s(T_n)$ в диапазоне энергий (30 – 400) МэВ, соответствующем измерениям: среднюю энергию \bar{T}_{δ} для всего диапазона (30 – 400) МэВ, средние энергии $\bar{T}_{\delta}^{(1)}$ и $\bar{T}_{\delta}^{(2)}$ до перегиба и после него. Расчет дает величины $\bar{T}_{\delta}^{(1)} = 58$ МэВ (интервал 30 – 100 МэВ, $F^s(T_n) \propto T_{\delta}^{-1}$), $\bar{T}_{\delta}^{(2)} = 185$ МэВ (интервал 100 – 400 МэВ, $F^s(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-2}$). Средняя по спектру расчетная энергия в диапазоне (30 – 400) МэВ \bar{T}_{δ} равна 107 МэВ. В случае более широкого диапазона измерений 30 – 1000 МэВ расчетная величина \bar{T}_{δ} составила бы 143 МэВ. В эксперименте (Рис. 4.10) при полной статистике 371 нейтрон (185 нейтронов до перегиба и 186 – после него) получено: $\bar{T}_{\delta} = 104 \pm 6$ МэВ; $\bar{T}_{\delta}^{(1)} = 59 \pm 2$ МэВ, $\bar{T}_{\delta}^{(2)} = 174 \pm 14$ МэВ.

Можно видеть, что характеристики спектра $F^s(T_n)$, рассчитанные для интервала энергии сг-нейтронов 30 – 400 МэВ, согласуются с измерениями. Согласие расчетных характеристик спектра $F^s(T_n)$ (формы участков спектра, их средних энергий) с результатами имеющихся экспериментов позволяет сделать вывод о действенности рассмотренной модели генерации сг-нейтронов.

4.5. Спектр изолированных сг-нейтронов $F^{is}(T_n)$

В подземных экспериментах трудноустранимой является компонента нейтронного фона, создаваемая космогенными изолированными нейтронами (is-нейтронами). Изолированными считаются нейтроны, генерация которых в окружающем детектор веществе не связана с детектором ни во времени, ни в пространстве. Этим условием при измерениях спектра $F^{is}(T_n)$ исключаются нейтроны от мюонов и ливней, пересекающих детектор или вето-систему.

Под землей спектр $F^{is}(T_n)$ формируется на границе грунта и экспериментального зала. Будучи равновероятно генерируемыми в объеме грунта, сг-нейтроны, достигая стенок камеры, проходят его различные

толщины. В результате спектр генерации нейтронов $F^S(T_n)$ трансформируется в спектр $F^{is}(T_n)$. Изолированные нейтроны испарительной области спектра $F^S(T_n)$ с энергиями $T_n \leq 30$ МэВ имеют изотропное пространственное распределение. Поэтому, несмотря на общую направленность потока мюонов и ливней сверху вниз, выходящие из стен камеры изолированные ν -нейтроны образуют диффузный поток с примерно одинаковой интенсивностью по всей поверхности камеры. Длина релаксации ν -нейтронов в стандартном грунте $\lambda_n^{is} \approx 25$ г/см² [117], что определяет небольшую эффективную толщину слоя грунта ~ 0.3 м, из которого ν -нейтроны выходят в камеру. Энергетический спектр изолированных ν -нейтронов является композицией максвелловских спектров $F^M(T_n) \propto T_n \exp(T_n/T^0)$ с различной ядерной температурой T^0 , связанной с механизмами генерации нейтронов в h - и em -ливнях, а также спектра δ -нейтронов $F(T_\delta) \propto 1/T_\delta$ в области $T_\delta < 30$ МэВ. Средняя энергия космогенных ν -нейтронов 4 – 7 МэВ [35, 118], на выходе из грунта их энергия уменьшается до 1 – 3 МэВ за счет, в основном, квазиупругого рассеяния на ядрах грунта. Невысокая энергия космогенных ν -нейтронов позволяет эффективно подавлять создаваемый ими фон с применением защиты детектора, включающей в себя активные и пассивные элементы.

Как уже отмечалось, наибольшей приходящей способностью обладают sg -нейтроны с энергиями $T_n > 30$ МэВ, то есть δ -нейтроны. Поток δ -нейтронов под землей характеризуется значительной направленностью сверху вниз. Это объясняется, во-первых, сильной анизотропией углового распределения мюонов $I_\mu(\theta) \propto \cos^n \theta_\mu$ с показателем $n \approx 2 - 5$ на глубине 1000 – 4000 м в.э. под плоской поверхностью, во-вторых, развитием h -ливня по траектории мюона и, в-третьих, выходом δ -нейтронов из ядер в узком конусе по движению ливневых пионов. Зависимость полного сечения nA -взаимодействия от энергии в диапазоне 30 – 150 МэВ в грунте подобна энергетической зависимости сечения $\sigma_{nN} \propto T_n^{-1}$ (Рис. 4.12). Длина свободного

пробега λ_δ δ -нейтронов в грунте с энергиями 30 – 150 МэВ заключена в интервале от 8 до 40 см.

Приведенные особенности сг-нейтронов под землей (незначительное изменение направления их движения от места появления и формы энергетического спектра) в совокупности с условием изолированности определяют область, из которой сг-нейтроны с $T_n > 30$ МэВ приходят к детектору. Она располагается над детектором и вокруг его верхней части. Помимо соотношения поверхностей детектора и камеры форма и размеры области зависят от пробега λ_δ и углового распределения δ -нейтронов. Число $P_D(T_\delta)$ падающих на детектор is -нейтронов пропорционально объему этой области $V(T_\delta)$: $P_D(T_\delta) \propto V(T_\delta)$. Продольный размер области связан с пробегом λ_δ , поперечный – с угловым распределением δ -нейтронов. В таком случае объем $V(T_\delta)$ можно представить в виде цилиндра с высотой, пропорциональной λ_δ , и поперечным сечением, пропорциональным площади $\pi R_\delta^2(\theta_\delta)$: $V(T_\delta) \propto \lambda_\delta(T_\delta) \cdot R_\delta^2(\theta_\delta)$. Величина радиуса R_δ связана с отношением $p_F^\perp / p_r = \text{tg}\theta_\delta \propto R_\delta$, где p_F^\perp – средний поперечный импульс фермиевского движения нуклона в ядре, p_r – импульс r -нейтрона, θ_δ – угол вылета образующегося δ -нейтрона из ядра относительно импульса p_r , направленного по движению ливневого пиона, незначительно отклоняющегося от траектории мюона и оси h -ливня.

Таким образом, спектр δ -нейтронов в источнике $F(T_\delta)$ под действием фактора $V(T_\delta)$ трансформируется в спектр регистрируемых изолированных нейтронов $F^{is}(T_\delta)$ (здесь и далее $F^{is}(T_\delta) \equiv F^{is}(T_n)$):

$$F^{is}(T_\delta) \propto V(T_\delta) F^\delta(T_\delta) \propto \lambda_\delta(T_\delta) F^\delta(T_\delta) \text{tg}^2\theta_\delta. \quad (4.7)$$

В диапазоне 30 – 150 МэВ пробег $\lambda_\delta \propto T_\delta$, так как $\sigma_{nA} \propto 1/T_\delta$. Поскольку при этих энергиях $F(T_\delta) \propto 1/T_\delta$, то $F^{is}(T_\delta) \propto \text{tg}^2\theta_\delta = (p_F^\perp / p_r)^2$. Зависимость $\text{tg}\theta_\delta$ от T_δ , полученная при значениях $p_F^\perp c = 239$ МэВ ($T_F = 30$ МэВ) и $T_r = T_\delta + 40$ МэВ, представлена на Рис. 4.13. При нормировке в точке $T_\delta = 30$ МэВ ($T_r = 70$

МэВ, $p_{rc} = 369$ МэВ) она хорошо аппроксимируется функцией $\text{tg}\theta_\delta = 1.8 T_\delta^{-0.3}$. Следовательно, в диапазоне энергий от 30 МэВ до перегиба (~ 100 МэВ) спектр $F^{\text{is}}(T_\delta)$ под землей имеет вид:

$$F^{\text{is}}(T_\delta) \propto \text{tg}^2\theta_\delta \propto T_\delta^{-0.6}. \quad (4.8)$$

Форма спектра $F^{\text{is}}(T_\delta)$ в области $T_\delta^{\text{cr}} \leq T_\delta \leq T_\delta^{\text{max}} \approx 1000$ МэВ определяется величиной $\lambda_\delta(T_\delta)$ и зависимостью $\text{tg}\theta_\delta$ от T_δ . Если полагать, что в интервале 150 – 1000 МэВ длина $\lambda_\delta \approx \text{const}$ (Рис. 4.12) и $\text{tg}^2\theta_\delta \propto T_\delta^{-0.6}$, то при $T_\delta \approx T_\delta^{\text{cr}}$ спектр $F^{\text{is}}(T_\delta)$ резко укрупняется:

$$F^{\text{is}}(T_\delta) \propto \lambda_\delta (\text{tg}^2\theta_\delta) F^{\text{s}}(T_\delta) \propto T_\delta^{-0.6} T_\delta^{-2} = T_\delta^{-2.6}. \quad (4.9)$$

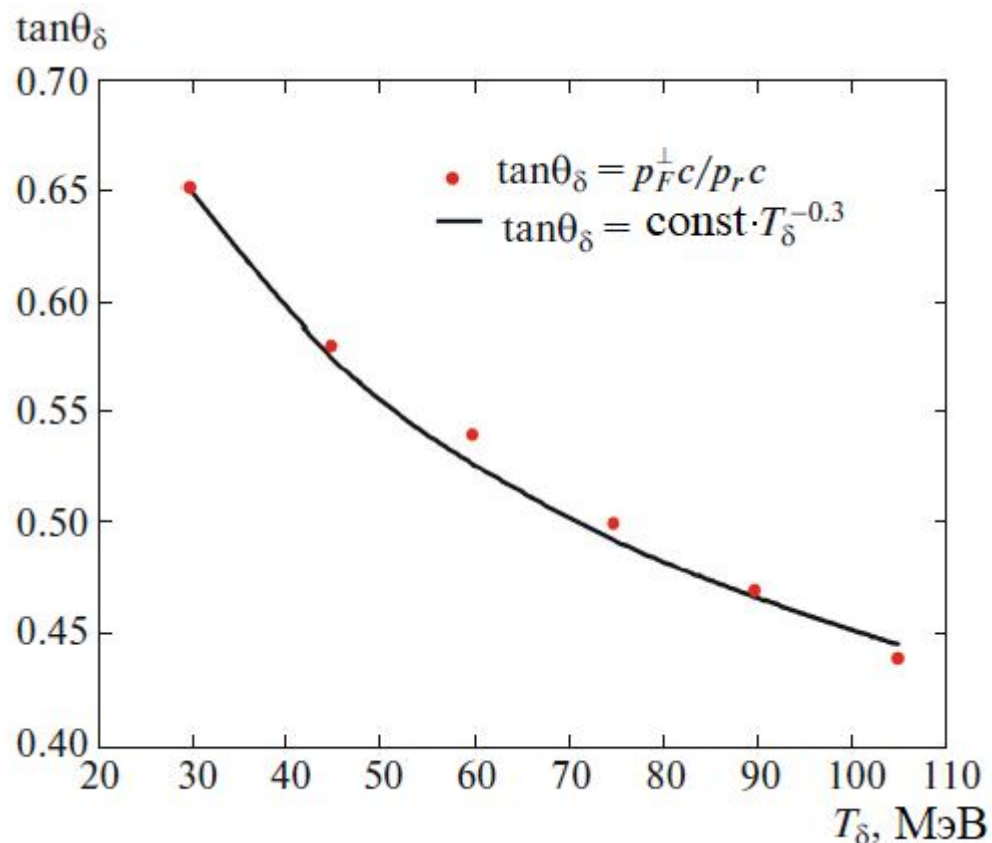


Рис. 4.13. Соотношение зависимости $\text{tg}\theta_\delta = p_F^\perp / p_r$ и функции $T_\delta^{-0.3}$, нормированной на величину $\text{tg}\theta_\delta$ при $T_\delta = 30$ МэВ.

Как было указано выше в этом параграфе, размер области $V(T_\delta)$, формирующей спектр $F^{\text{is}}(T_n)$, связан с угловым распределением мюонов $I_\mu(\theta)$.

Следовательно, спектр $i\bar{s}$ -нейтронов зависит от глубины наблюдения – с ее увеличением доля изолированных нейтронов с энергиями выше ~ 100 МэВ в общем числе нейтронов с $T_n > 30$ МэВ должна уменьшаться за счёт уменьшения для них области $V(T_n)$. Но этот эффект слабо влияет на форму спектра $F^{is}(T_n)$.

Спектр $F^{is}(T_n)$ в диапазоне энергий 20 – 90 МэВ измерялся на 100-тонном сцинтилляционном детекторе цилиндрической формы с примерно равновеликими высотой и диаметром ~ 5.5 м. Детектор находится в соляной шахте на глубине 570 м в.э. [109]. Энергетический диапазон определялся возможностями электроники, ориентированной на регистрацию $\bar{\nu}_e p$ -реакции, вызываемой антинейтрино от коллапсирующих звездных ядер. Нейтроны генерировались в соли потоком мюонов со средней энергией около 125 ГэВ. Энергия нейтронов определялась по энерговыделению протонов отдачи в реакции упругого np -рассеяния с учетом квантинга в ЖС и частиц nC -взаимодействия. Показатель спектра был определен с точностью 20% (Рис. 4.14): $F^{is}(T_n) \propto T_n^{-0.5 \pm 0.1}$. Как видно на Рис. 4.14, спектр [109] удовлетворительно согласуется и с зависимостью $T_n^{-0.6}$.

Спектр изолированных нейтронов, генерируемых в h -ливнях в грунте на глубине 60 м в.э. мюонами со средней энергией ~ 20 ГэВ, был измерен в работе [108] в диапазоне 10 – 60 МэВ (Рис. 4.14). Энергия нейтронов так же определялась по энерговыделению протонов отдачи в пластическом сцинтилляторе весом 3.85 кг цилиндрической формы с диаметром и высотой 17.5 см. Спектр [108] в диапазоне от ~ 25 до 40 МэВ несколько круче спектра [109]. Падение спектра в области $T_n > 40$ МэВ объясняется краевым эффектом, приводящим к недомеру энергии протонов отдачи. Учитывая погрешности измерений, можно заключить, что зависимость (4.8), согласуясь с наиболее экспериментально обеспеченным результатом [109], объясняет форму спектра образующихся в грунте изолированных нейтронов с энергиями от 30 до ~ 100 МэВ. Кроме этого, зависимость (4.9) предсказывает

форму спектра $F^{is}(T_n)$ в области энергий выше ~ 100 МэВ, которая пока не обеспечена данными измерений.

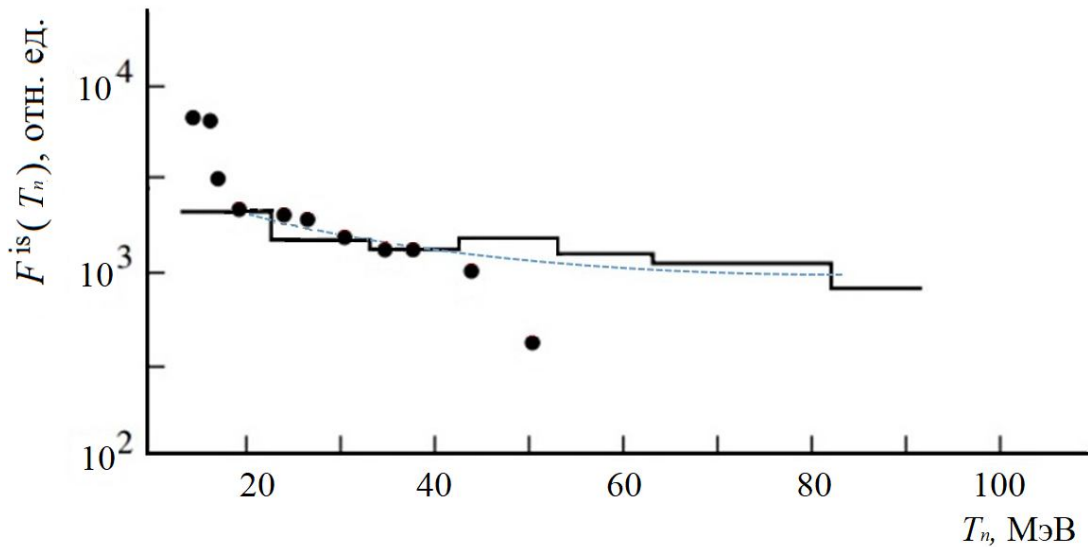


Рис. 4.14. Спектры is-нейтронов. Точки — результаты работы [108]; гистограмма — данные [109]; пунктирная линия — зависимость $T_n^{-0.6}$. Все данные нормированы на значение гистограммы при $T_n = 20$ МэВ.

4.6. Доля δ -нейтронов в общем числе сг-нейтронов

Эксперименты показывают, что число δ -нейтронов N_δ с энергиями $T_\delta \geq 30$ МэВ в ~ 2 раза меньше количества испарительных нейтронов N_h^{ev} , образующихся в h -ливнях [35]. Кроме этого, в расчетах [93, 39, 50] получено, что нейтроны из em -ливней N_{em} составляют, в зависимости от вещества, 25 – 40% от полного количества сг-нейтронов N_n^{tot} . Полагая, что все нейтроны N_{em} принадлежат испарительной области, при $N_{em} = \eta N_n^{tot}$ приходим к выражению:

$$N_n^{tot} = N_\delta + N_h^{ev} + N_{em} = N_\delta + 2 N_\delta + N_{em} = 3 N_\delta + \eta N_n^{tot}. \quad (4.10)$$

Отсюда следует $N_\delta = (1/3) (1 - \eta) N_n^{tot}$ и, в зависимости от A , при $\eta = 0.25 - 0.40$ $N_\delta = (0.20 - 0.25) N_n^{tot}$. Таким образом, число δ -нейтронов с энергиями 30 – 1000 МэВ составляет (20 – 25) % от полного количества сг-нейтронов N_n^{tot} , испарительных (с энергиями до 30 МэВ) – (75 – 80) %.

4.7. Выводы к четвертой главе

Особенности спектра генерации sg -нейтронов находят объяснение в рамках аддитивной кварковой модели глубоконеупругого πA -рассеяния. Спектр формируется взаимодействиями в ядре вещества. Характеристики спектра (форма, средняя энергия, энергия перегиба, средние энергии участков спектра) связаны с механизмом qq -столкновения валентного кварка налетающего пиона с валентным кварком нуклона ядра-мишени и прохождением нейтрона отдачи через ядерное вещество.

Спектр sg -нейтронов занимает диапазон от нуля до примерно 1 ГэВ и состоит из трех компонент. В первой компоненте (энергии до 30 МэВ) доминируют испарительные нейтроны с максвелловским спектром. Присутствующие здесь δ -нейтроны со спектром $1/T_\delta$ практически не влияют на форму результирующего спектра. Средняя энергия 4 – 7 МэВ нейтронов этого участка спектра определяется величиной A и не связана с \bar{E}_μ . Нейтроны первой компоненты в зависимости от A составляют 75 – 80 % от полного числа sg -нейтронов. Во вторую и третью компоненты, охватывающие энергетический диапазон от 30 МэВ до, примерно, 1 ГэВ, входят δ -нейтроны глубоконеупругого πA -рассеяния. Спектр δ -нейтронов $F(T_\delta)$ имеет характерный вид, представимый в \lg -масштабе прямой с перегибом при энергии T_δ^{cr} . Спектр $F(T_\delta)$ является спектром sg -нейтронов «в источнике» $F^s(T_n)$, следовательно $F(T_\delta) \equiv F^s(T_n)$.

Источником δ -нейтронов с энергиями выше 30 МэВ являются h -ливни. Нейтроны em -ливней и образованные в других процессах не влияют на форму спектра в этой области энергий. Форма спектра $F(T_\delta)$ происходит от энергетического спектра δ -частиц $1/T_\delta^2$, которым характеризуется упругое рассеяние квазисвободных валентных кварков. Спектр $F^s(T_n)$ формируется теми из нейтронов отдачи, которые выходят из ядер без столкновений. В результате взаимодействий нейтронов отдачи в ядрах в интервале от 30 МэВ до энергии перегиба T_δ^{cr} спектр $1/T_\delta^2$ принимает форму второй компоненты

$1/T_\delta$. Нейтроны третьей компоненты от энергии T_δ^{cr} до ~ 1 ГэВ имеют спектр $1/T_\delta^2$, так как все выходят из ядер без столкновений. Энергия перегиба T_δ^{cr} спектра $F(T_\delta)$ связана с массовым числом A зависимостью $T_\delta^{\text{cr}} \approx 60 (A^{0.25} - 0.67)$ МэВ; для ядер с $A \leq 4$ спектр $F(T_\delta)$ принимает моноформу $\propto T_\delta^{-2}$, в то время как для $A = 207$ (Pb) вторая компонента спектра, пропорциональная T_δ^{-1} , достигает энергии ~ 190 МэВ.

Величина средней энергии δ -нейтронов $\bar{T}_\delta \sim (120 - 150)$ МэВ слабо связана с A и не зависит от энергии ливневых пионов. Вследствие этого форма спектра $F(T_\delta)$ и энергия \bar{T}_δ генерируемых в грунте нейтронов остаются неизменными при увеличении глубины и соответственном росте средней энергии мюонов \bar{E}_μ . По этой же причине форма спектра $F(T_\delta)$ нейтронов в атмосфере должна повторять форму спектра sg -нейтронов под землей.

Энергетический спектр изолированных нейтронов $F^{\text{is}}(T_n)$ также имеет трехкомпонентный вид. В спектре $F^{\text{is}}(T_n)$ средняя энергия ev -нейтронов первой компоненты ниже средней энергии ev -нейтронов спектра генерации $F^{\text{s}}(T_n)$ вследствие процессов квазиупругого и упругого рассеяния нейтронов на ядрах среды. Под землей спектр $F^{\text{is}}(T_n)$ с энергиями выше 30 МэВ формируется δ -нейтронами, приходящими к детектору из области их генерации без заметного изменения энергии и направления. Расположение этой области относительно детектора и ее размеры определяются угловым распределением мюонов на глубине наблюдения, угловым распределением δ -нейтронов при выходе из ядер и длиной свободного пробега в грунте, зависящей от их энергии. Основным фактором, определяющим форму спектра $F^{\text{is}}(T_n)$, является размер области, из которой δ -нейтроны достигают детектора. Под действием этого фактора вторая компонента спектра $F(T_\delta)$ приобретает вид $F^{\text{is}}(T_n) \propto T_n^{-0.6}$, а третья компонента $\propto T_\delta^{-2}$ трансформируется в пропорциональную $T_n^{-2.6}$.

Важной из полученных особенностей является «обрезание» спектра при энергии ~ 1 ГэВ, соответствующей максимальному поперечному импульсу $p_{\perp} \sim 2$ ГэВ/ c в глубоконеупругих процессах. В измерениях «обрезание» пока не установлено, так как определение энергии сg-нейтронов в этой энергетической области представляет собой достаточно сложную экспериментальную задачу. Спектры сg-нейтронов, полученные методом Монте-Карло, не демонстрируют резкого изменения формы в районе энергий выше 1 ГэВ (Рис. 4.1). В то же время эффект предельной фрагментации ядра в глубоконеупругом адрон-ядерном взаимодействии, а также поведение сечения σ_{nN} (Рис. 4.4) в области $T_n \geq 1$ ГэВ (означающее доминирование образования пионов в nN -столкновениях с потерей энергии нейтрона как внутри ядра, так и вне его) указывают на возможность «обрезания» спектра сg-нейтронов.

Имеющиеся сегодня расчеты спектра сg-нейтронов методом Монте-Карло не согласуются между собой и с измерениями. Предлагаемые аппроксимации результатов МК-расчетов функцией $T_n^{-\alpha}$ при $\alpha = \text{const}$ [119], суммой экспонент $\exp(-aT_n)$ или комбинацией этих функций [88, 92, 114] не проясняют механизма формирования спектра сg-нейтронов. МК-расчеты пока не обеспечивают моделирования процессов генерации нейтронов мюонами высоких энергий, адекватного реальным. Установленные в данной Главе физические процессы, формирующие спектр сg-нейтронов, позволяют подобрать и откорректировать монтекарловские программы, необходимые для оптимизации экспериментов и расчета фоновых эффектов.

Глава 5

Пространственное распределение космогенных нейтронов

Экспериментальный интерес представляет поперечная компонента пространственного распределения sg -нейтронов. Поперечная компонента характеризует способность sg -нейтронов уходить от мюонного трека (μ -трека) и становиться изолированными, создающими сложную для исключения составляющую фона в низкофоновых экспериментах. Таким образом, поперечным распределением (\perp -распределением) sg -нейтронов является распределение $N(R_{\perp})$ числа нейтронов по величине R_{\perp} – кратчайшему расстоянию между μ -треком и местом захвата (исчезновения) нейтрона.

Распределение $N(R_{\perp})$ связано с угловым распределением sg -нейтронов при их генерации и длиной пробега, а следовательно – со спектром $F^s(T_n)$, имеющим трехкомпонентный состав. Нейтроны первой компоненты со средней энергией ~ 6 МэВ (ev -нейтроны), будучи при генерации изотропно распределенными по углу θ относительно μ -трека и обладая сечениями взаимодействий с ядрами среды $\sigma_{nA} > 1$ барн, остаются большей частью вблизи области их генерации – μ -трека или ливня. Полагая, что наибольшими поперечными размерами $\sim \lambda_{\pi}$ (λ_{π} для стандартного грунта ~ 120 г/см²) обладают h -ливни, получаем поперечный размер $R_{\perp}^{sh} \sim 120$ г/см², ограничивающий область генерации ev -нейтронов (в стандартном грунте при $\rho = 2.65$ г/см³ $R_{\perp}^{max} \sim 50$ см, в ЖС – приблизительно 150 см).

Нейтроны второй компоненты спектра $F(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$, находящиеся в диапазоне 30 – 120 МэВ, доминируют среди δ -нейтронов ($\sim 60\%$) и имеют среднюю энергию $\bar{T}_{\delta} \sim (60 - 70)$ МэВ. Последнее обуславливает их достаточно большие пробеги l_n и углы θ_{δ} ($20^{\circ} - 35^{\circ}$), приводящие к отклонению от μ -трека на значительное расстояние.

Нейтроны третьей компоненты со спектром $\propto T_\delta^{-2}$, обладая высокой энергией $\bar{T}_\delta \sim 200$ МэВ и большой длиной свободного пробега ($4l_n \sim 120$ см в стандартном грунте), могли бы являться заметным источником некоррелируемых с мюоном фоновых эффектов. Но, в силу узкого углового распределения, соответствующего зависимости $\text{tg } \theta_\delta = 1.8 T_\delta^{-0.3}$, они меньше отклоняются от μ -трека ($\theta_\delta < \sim 23^\circ$) и, в основном, не выходят за поперечный размер h -ливня $R_\perp^{\text{sh}} \sim 120$ г/см².

Таким образом, распределение $N(R_\perp)$ в области величин $R_\perp > 120$ г/см² формируется большей частью δ -нейтронами со спектром T_n^{-1} .

5.1. Поперечное распределение sg -нейтронов с энергией выше 20 МэВ

Измерение \perp -распределения sg -нейтронов стало возможным с появлением детекторов, размеры которых в несколько раз превышают длину свободного пробега δ -нейтронов.

$N(R_\perp)$ -распределения sg -нейтронов получены в экспериментах LVD [69, 120, 121], KamLand [51], Borexino [61], Daya Bay [47]. В экспериментах LVD, Borexino и Daya Bay для анализа \perp -распределений использовались все мюонные события, в то время как в эксперименте KamLand отбирались мюоны без ливневого сопровождения. На LVD, вследствие методики измерений, регистрировались нейтроны с энергией $T_n \geq 20$ МэВ, в экспериментах Borexino и Daya Bay – все нейтроны, генерируемые мюонами. Таким образом, на установке KamLand было получено \perp -распределение нейтронов, образуемых виртуальными фотонами, на LVD – нейтронов с энергией выше 20 МэВ (то есть, главным образом δ -нейтронов из h -ливней), на детекторах Borexino и Daya Bay – sg -нейтронов, генерируемых во всех процессах.

До наибольших отклонений $R_\perp = 9.6$ м [121] и 20.0 м [120] \perp -распределение для всех типов мюонных событий (одиночные мюоны, группы, ливни) было измерено на LVD. Первое измерение \perp -распределения

было выполнено на одной башне (Т1) установки LVD [69]. Распределение достигало расстояния $R_{\perp} = 6.5$ м (Рис.5.1), что объясняется размерами башни: длина (вдоль оси всей установки) – 6.2 м, ширина – 13.8 м, высота – 10 м. Как будет показано ниже, при генерации и регистрации нейтронов в одном и том же объеме размеры башни оказываются недостаточными для получения неискаженного \perp -распределения – в области $R_{\perp} > \sim 2.5$ м распределение трансформируется за счет краевого эффекта.

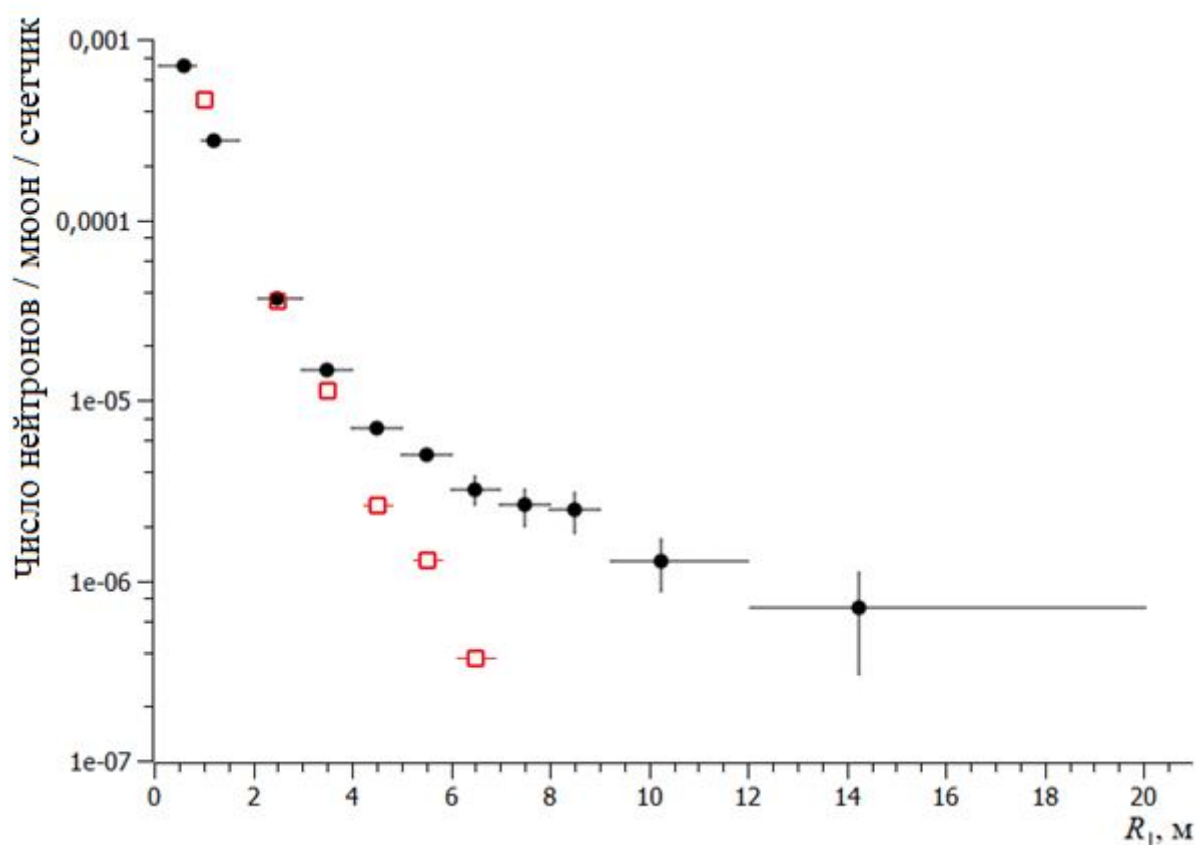


Рис. 5.1. \perp -распределение sg-нейтронов в башне Т1 установки LVD (красные квадраты); черные точки – \perp -распределение, измеренное двумя башнями (Т1+Т2); горизонтальные линии представляют диапазон расстояний R_{\perp} , соответствующий измеренному числу нейтронов.

Треки мюонов, пересекающих башню, восстанавливались по данным трековой системы. Расстояние R_{\perp} вычислялось от центра счетчика, зафиксировавшего нейтрон, до центра ближайшего к нему счетчика из всех сработавших вдоль мюонного трека. Для ливневых событий величиной R_{\perp}

считалась минимальная среди дистанций между центром счетчика с нейтроном и центрами счетчиков, сработавших под действием ливневых частиц. При таком методе установления расстояния R_{\perp} точность его определения не лучше размеров счетчика ~ 1 м.

Регистрацией нейтрона счетчиком являлось появление на выходе счетчика пары импульсов – триггерного с $E \geq 5$ МэВ (в основном от протона отдачи np -рассеяния) и γ -кванта 2.2 МэВ от np -захвата во временном окне ~ 1 мс после триггера. С учетом квантинга ЖС «видимая» энергия протона отдачи 5 МэВ соответствует энергии $T_n \sim 20$ МэВ.

Поперечное распределение $N(R_{\perp})$ до рекордных значений $R_{\perp} = 20$ м было получено в работе [120] при включении в анализ одновременно двух башен LVD (Рис.5.1). Объем мишени, через который проходили мюоны, достигает при этом размеров 14.4 м (длина), 13.8 м (ширина), 10 м (высота). Треки одиночных мюонов, проходивших через первую (Т1), вторую (Т2) или обе вместе башни LVD, восстанавливались по данным трековой системы (около $7 \cdot 10^6$ мюонов, в том числе – с ливневым сопровождением). Расстояние R_{\perp} измерялось от μ -трека до центра счетчика в башне Т1 или Т2, который, как и в работе [69], зафиксировал пару импульсов.

Полученное $\perp(T1+T2)$ -распределение в работе [102] в первом приближении было описано выражением

$$N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} \exp(-R_{\perp}/12 \text{ м}), \quad (5.1)$$

в котором сомножитель R_{\perp}^{-2} является геометрическим фактором, учитывающим падение плотности останавливающихся sg -нейтронов с ростом R_{\perp} в расчете на мюон и м^2 . Умножая обе части выражения (5.1) на R_{\perp}^2 , получаем зависимость

$$R_{\perp}^2 N(R_{\perp}) \propto \exp(-R_{\perp}/12 \text{ м}), \quad (5.2)$$

графически представленную на Рис. 5.2 прямой линией в полулогарифмическом масштабе. Взаимное расположение точек и прямой демонстрирует несоответствие экспериментальных данных $\perp(T1+T2)$

зависимости (5.1). Помимо этого, \perp -распределения T1 и T1+T2 (Рис. 5.1), полученные одним и тем же экспериментальным методом не согласуются между собой. Это противоречие не позволяет установить вид функции $N(R_{\perp})$.

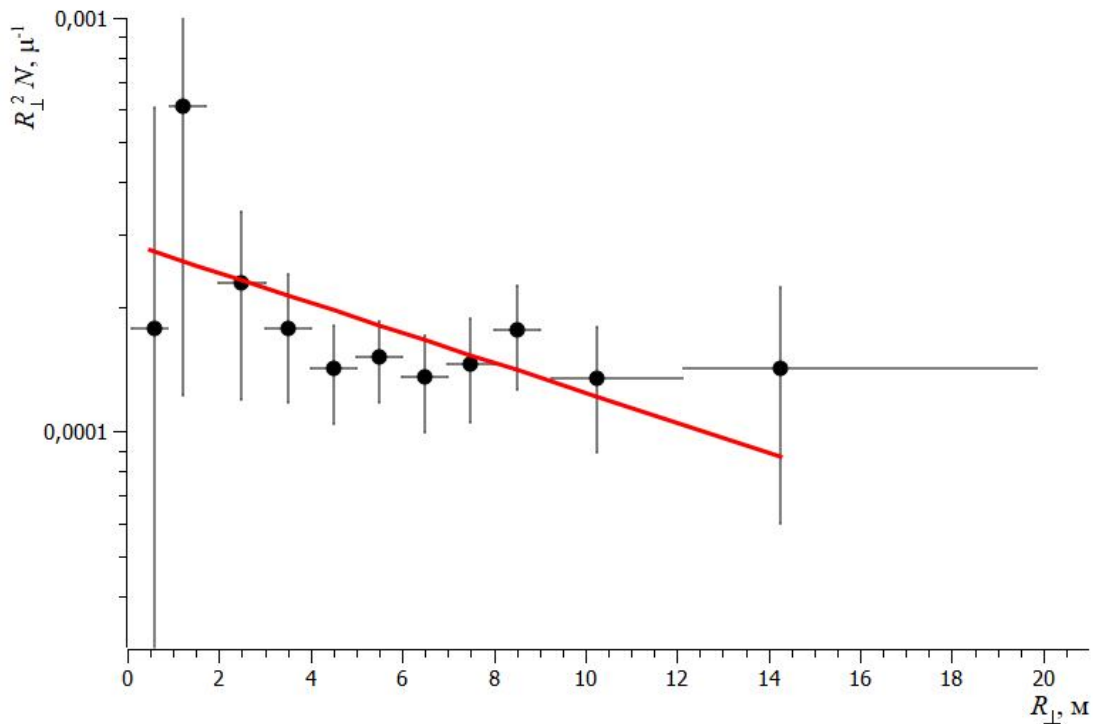


Рис. 5.2. Распределение $R_{\perp}^2 N(R_{\perp})$ для двух башен LVD (T1+T2). Прямая – экспонента $\exp(-R_{\perp}/12 \text{ м})$, нормированная при $R_{\perp} = 2.5 \text{ м}$.

5.2. Формирование поперечного распределения сg-нейтронов с энергиями выше 20 МэВ

Для установления вида зависимости $N(R_{\perp})$ сg-нейтронов с $T_n > 20 \text{ МэВ}$ (δ -нейтронов) используем соотношения, полученные при рассмотрении спектра изолированных нейтронов $F^{is}(T_n)$ в параграфе 4.5. В общем виде распределение $N(R_{\perp})$ можно представить выражением:

$$N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2} f(T_{\delta}) f(\theta_{n\mu}). \quad (5.3)$$

Функции $f(T_{\delta})$ и $f(\theta_{n\mu})$ отражают зависимости величины N от энергии δ -нейтронов и угла $\theta_{n\mu}$ – направления движения нейтрона относительно μ -трека, R_{\perp}^{-2} – геометрический фактор. Функция $f(T_{\delta})$ учитывает влияние вещества на поток δ -нейтронов, она определяется спектром $F(T_{\delta})$ и длиной

свободного пробега нейтронов: $f(T_\delta) \propto F(T_\delta)\lambda(T_\delta)$. Как было показано в Главе 4, для δ -нейтронов с энергиями 30 – 120 МэВ $F(T_\delta) \propto T_\delta^{-1}$, в то время как $\lambda \propto T_\delta$, следовательно $f(T_\delta) = \text{const}$ и

$$N(R_\perp) \propto R_\perp^{-2} f(\theta_{n\mu}). \quad (5.4)$$

Ливневые пионы, образующие δ -нейтроны, коллимированы в узком конусе по движению мюона с раствором меньше $\sim 5^\circ$ [40]. Прохождение δ -нейтроном вещества не приводит к значительному увеличению его начального среднего угла выхода из ядра θ_δ : при np - и nA - рассеянии около 80% нейтронов с энергиями (60 – 70) МэВ остаются в пределах $\sim 10\%$ [122]. Следовательно, $\theta_{n\mu} \approx \theta_\delta$ и выражение (5.4) можно преобразовать к виду

$$R_\perp^2 N(R_\perp) \propto f(\theta_\delta). \quad (5.5)$$

Величина R_\perp является расстоянием между μ -треком и проекцией точки захвата нейтрона (при измерениях на LVD – центра счетчика, зафиксировавшего np -захват) на плоскость, перпендикулярную μ -треку. Левая часть выражения (5.5) задает полное число δ -нейтронов с радиусом R_\perp на этой плоскости, которое определяется только углом θ_δ .

Ввиду связи $f(\theta_\delta)$ с энергией δ -нейтрона $f(\theta_\delta) = \text{tg}\theta_\delta \propto T_\delta^{-0.3}$ и пропорциональности $R_\perp \propto \lambda \propto T_\delta$ имеем $f(\theta_{n\mu}) \approx f(\theta_\delta) \propto R_\perp^{-0.3}$. Таким образом, распределение $N(R_\perp)$ приобретает вид:

$$N(R_\perp) \propto R_\perp^{-2} f(\theta_{n\mu}) \propto R_\perp^{-2.3}. \quad (5.6)$$

Следовательно, в приближении поперечного распределения (5.1) сомножитель $\exp(-R_\perp/12 \text{ м})$ не представляет ослабления потока sg -нейтронов, а является подгоночным параметром, согласующим зависимость (5.1) с измерениями.

Зависимость $N(R_\perp) \propto R_\perp^{-2.3}$ в двойном логарифмическом масштабе должна следовать прямой. Действительно, в диапазоне дистанций $R_\perp > 2 \text{ м}$ расположение экспериментальных точек \perp -распределения (T1+T2) соответствует прямой (Рис.5.3). В области $R_\perp < 2 \text{ м}$ величины $N(R_\perp)$ заметно

отклоняются от зависимости $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$, причем величина $N(0.5 \text{ м})$ меньше значений $N(R_{\perp})$, а $N(1.2 \text{ м})$ – больше. Это объясняется процессами развития h - ливней в поперечном направлении, которые заканчиваются на расстоянии $R_{\perp} \sim 1.5 \text{ м}$ от мюонной траектории. Поэтому вблизи μ -трека при $R_{\perp} < 1 \text{ м}$ имеется недостаток нейтронов, а в области $\sim 1.0 \text{ м} < R_{\perp} < 1.5 \text{ м}$ – избыток, в основном за счет $e\nu$ -нейтронов.

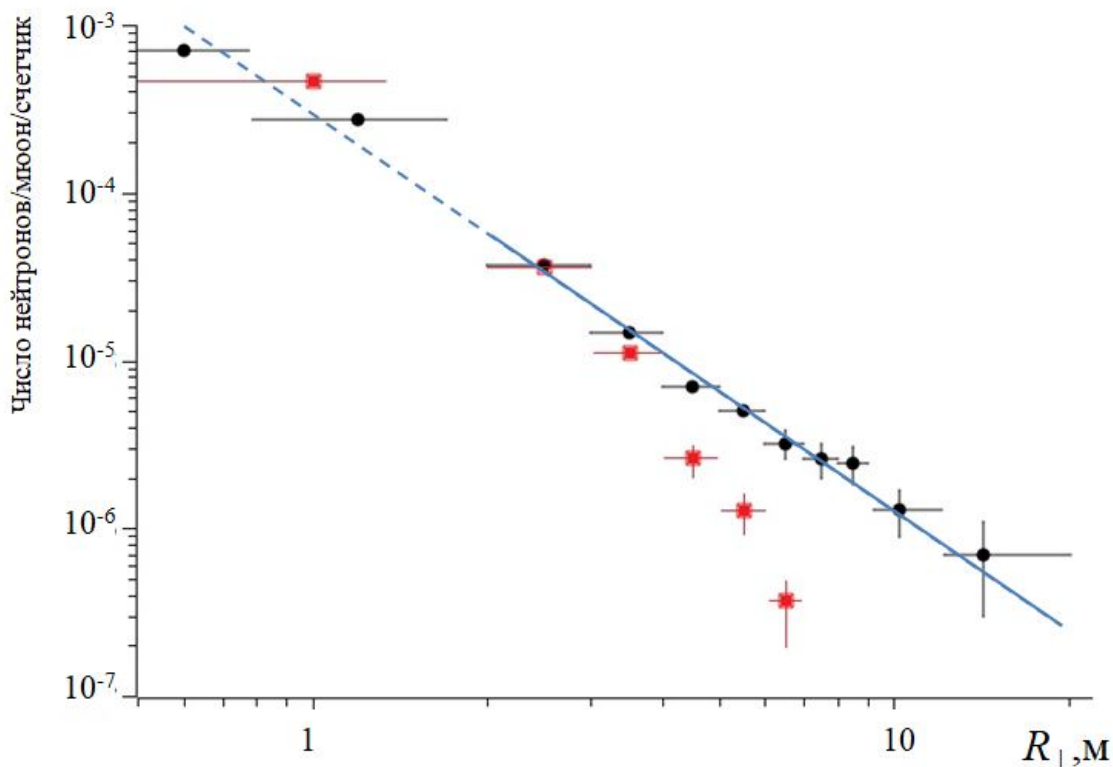


Рис. 5.3. \perp -распределение sg -нейтронов с энергией $T_n \geq 20 \text{ МэВ}$ в башне Т1 установки LVD (красные квадраты); \perp -распределение (Т1+Т2) – черные точки. Прямая – зависимость $R_{\perp}^{-2.3}$.

О соответствии зависимости (5.6) измерениям говорит и фитирование \perp -распределения (Т1+Т2) в полулогарифмическом масштабе функциями (5.1) и (5.6). Результаты фитирования показаны на Рис. 5.4 а,б. В интервале величин R_{\perp} от 2 м до 14.5 м лучшей аппроксимацией экспериментальных данных является функция (5.6) в виде $N(R_{\perp}) = A R_{\perp}^B$ при $B = -2.24 \pm 0.24$.

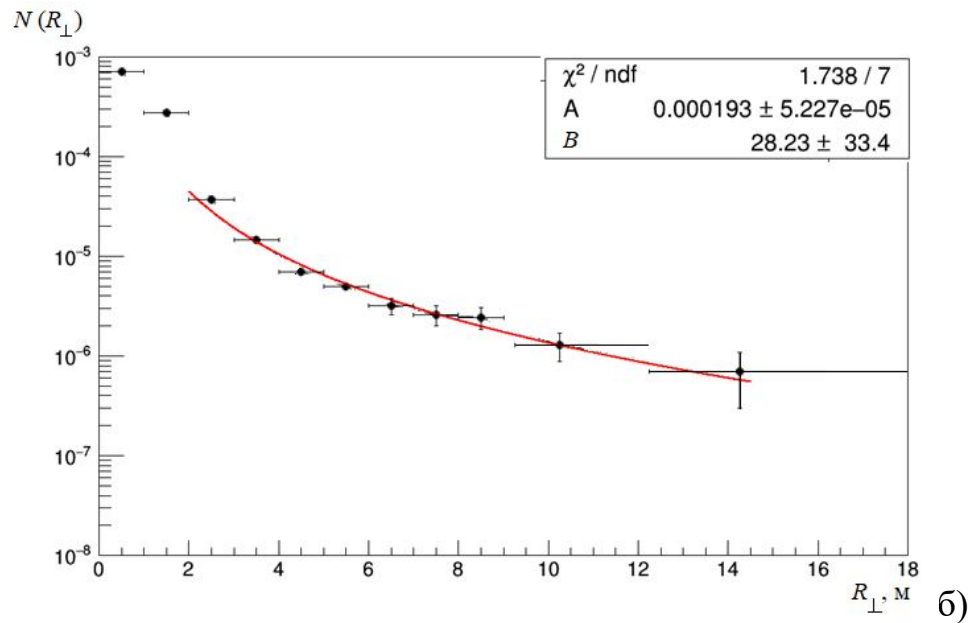
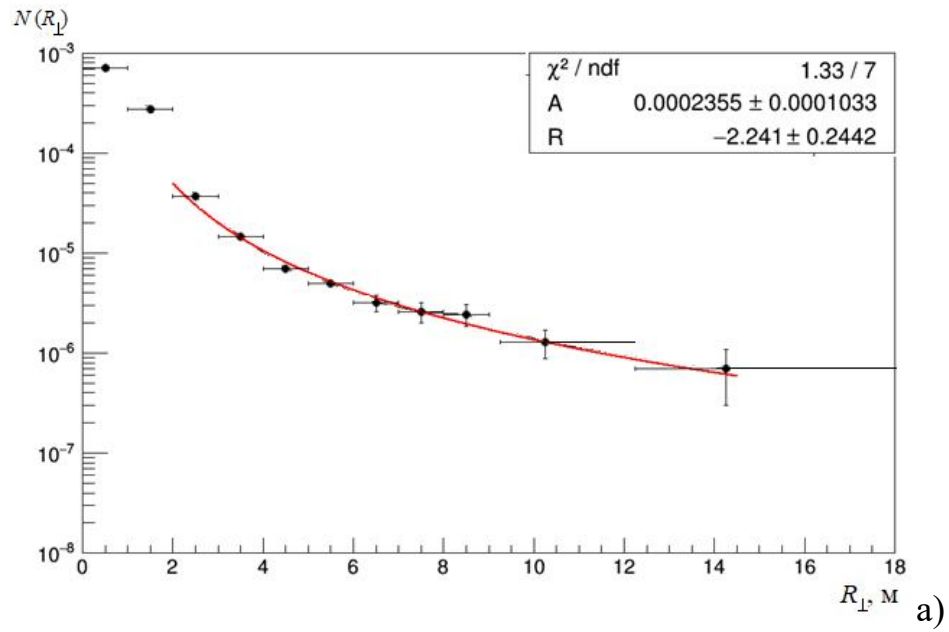


Рис. 5.4. Аппроксимация экспериментального $N(R_{\perp})$ -распределения (T1+T2) функциями (красные кривые) $N(R_{\perp})=A \cdot R_{\perp}^B$ (а) и $N(R_{\perp})=A \cdot R_{\perp}^{-2} \exp(-R_{\perp}/B)$ (б), где A и B – параметры фитирования; интервал фитирования – от 2 м до 14.5 м.

5.3. Поперечное распределение cg -нейтронов, генерируемых мюонами в мишенной колонне башни LVD. Сравнение поперечных распределений в области энергий выше 20 МэВ

Распределения $N(R_{\perp})$, полученные одним и тем же методом с использованием одной башни (Т1) и двух башен LVD (Т1+Т2), не согласуются между собой (Рис. 5.1. и Рис. 5.3). С целью выяснения причин данного противоречия распределение $N(R_{\perp})$ для башни Т1 было измерено методом, отличным от предыдущего.

В этом эксперименте анализировались μ -события, производимые околоразвертикальными мюонами ($5.5 \cdot 10^4$ мюонных событий) в веществе «мишенной» t -колонны башни С1 (Рис. 5.5). Отбирались нейтроны, зарегистрированные в d -объеме, включающем в себя 120 внутренних счетчиков с массой ЖС около 140 тонн и примерно такой же массы железа, в течение 250 нс после первого из мюонных триггеров в счетчиках t -колонны. d -Объем окружен счетчиками вето-системы, экранирующей d -объем от электромагнитного и адронного сопровождения мюонов, проходящих в грунте, а также для исключения широких мюонных групп, пересекающих башню. При анализе счетчики d -объема объединялись в шесть вертикальных полуколонн ($hC = 4, 5, 6, 7, 8, 9$) по 20 внутренних счетчиков в каждой, расположенных в четырех колоннах башни ($C = II, III, IV, V$) на увеличивающемся расстоянии от колонны С1. Величиной R_{\perp} считалось расстояние R_{hC} от поверхности колонны С1, обращенной к вето-системе, до вертикальной плоскости симметрии xz самой удаленной полуколонны, в которой был зарегистрирован триггерный импульс во временном интервале 250 нс после μ -события в мишенной колонне (Рис. 5.5., Табл. 5.1.). Время пролета нейтрона с энергией 30 МэВ максимального расстояния 15 м от счетчиков колоны С1 до счетчиков девятой полуколонны около 200 нс.

Порог выработки триггерного импульса в счетчике – 5 МэВ, поэтому в данном эксперименте, как и ранее, отбирались нейтроны с энергией $T_n > 20$

МэВ. Отличием являлось отсутствие требования регистрации счетчиком импульса в нейтронном канале ($E > 0.5$ МэВ, $\Delta t \approx 1$ мс) после триггера. Это увеличивало погрешность определения места исчезновения нейтрона, но, ввиду достаточно больших размеров счетчика по сравнению с длиной пробега нейтрона в веществе установки, – не намного относительно погрешности предыдущих измерений \perp -распределения на LVD.

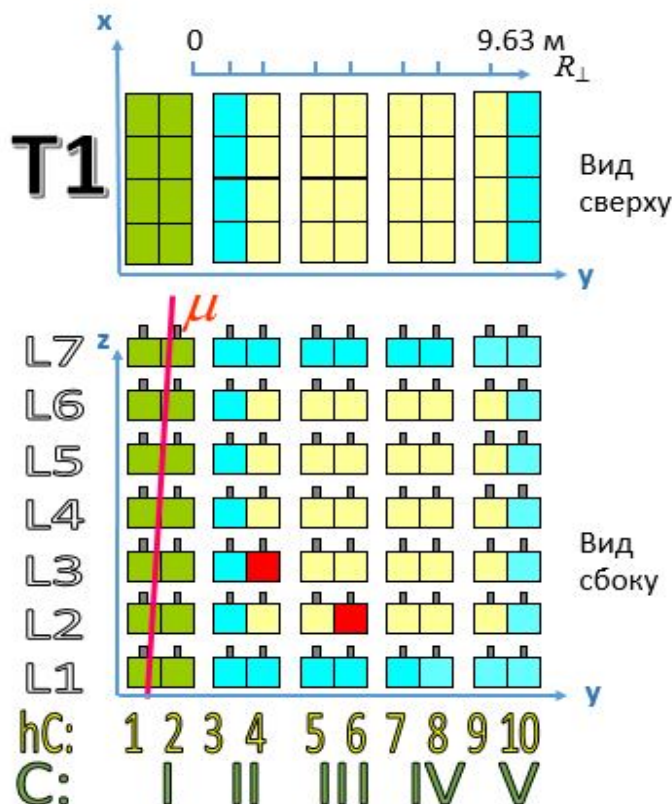


Рис. 5.5. Конфигурация счетчиков башни T1 при определении \perp -распределения T1-CI; зеленые – счетчики мишенной колонны CI, жёлтые – счетчики d-объема, синие – счетчики вето-системы; hC – номер полуколонны, C – номер колонны; красным показан пример самого удаленного от мишенной колоны CI счётчика с триггерным импульсом.

Распределение нейтронов, вылетающих из мишенной колонны, по числу производимых ими триггеров в счетчиках d-объема (Рис.5.6) было получено при измерении спектра sg-нейтронов $F^s(T_n)$ [59, 121]. Среднее

число триггеров (счетчиков d-объема, запускаемых одним нейтроном) составило 1.3.

Используемый в эксперименте T1-CI подход – определение расстояния R_{\perp} по дальнему от колонны CI счетчику – аналогичен методу «последнего столкновения», развитому для расчета угловых распределений и потоков быстрых нейтронов, падающих на плоские защиты [105]. В этом методе предполагается, что направление и энергия рассеянных быстрых нейтронов, проходящих через слой вещества, зависят только от последнего столкновения. В нашем случае в самом удалённом от колонны CI счётчике, выработавшем триггерный импульс, и происходит последнее столкновение, в результате которого нейтрон теряет энергию и изменяет направление своего движения настолько, что не способен проникнуть в следующий, более удаленный от CI счётчик (в следующую полуколонну d-объема).

В выбранной конфигурации эксперимента поверхность колонны CI является плоскостью, излучающей нейтроны, а полуколонны d-объема – плоскостями, облучаемыми нейтронами. При этом поток нейтронов, падающих на каждую из полуколонн, зависит от расстояния $R_{нс}$, то есть от величины R_{\perp} .

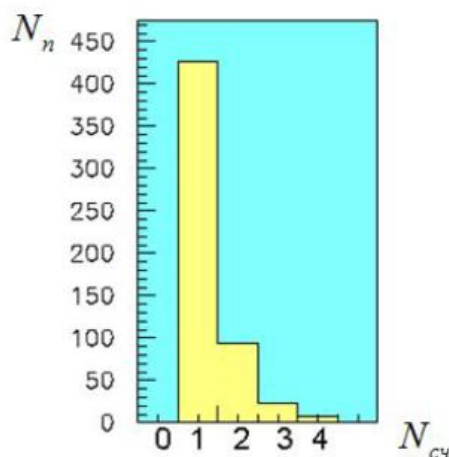


Рис. 5.6. Распределение нейтронов по числу триггеров (счетчиков), производимых каждым из нейтронов в d-объеме.

Результаты измерений \perp (Т1-С1) приведены в Табл. 5.1 и на рисунке Рис. 5.7. Рисунок 5.8 представляет совместное распределение $N(R_{\perp})$, полученное нормировкой \perp -распределения (Т1-С1) на значение \perp -распределения (Т1+Т2) при $R_{\perp} = 2.28$ м (первая точка распределения (Т1-С1)).

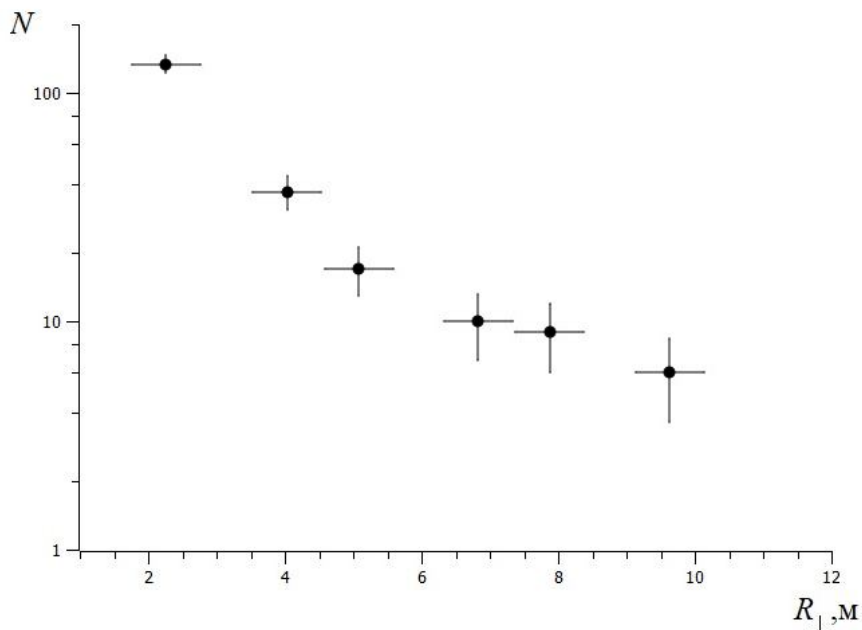


Рис. 5.7. Результаты измерения \perp –распределения в башне Т1 (эксперимент Т1-С1). Горизонтальные отрезки – погрешность определения расстояния $R_{\perp} = R_{\text{hC}}$.

Таблица 5.1. \perp -распределение сg-нейтронов в башне Т1 при их генерации в первой колонне. Точность определения расстояния R_{hC} не хуже 3 см.

Номер полуколонны, hC	R_{hC} , м	$N(R_{\perp})$
4	2.28	134 ± 11.6
5	4.03	37 ± 6.1
6	5.08	17 ± 4.1
7	6.83	10 ± 3.2
8	7.88	9 ± 3.0
9	9.63	6 ± 2.4

График на Рис. 5.8 демонстрирует согласие полученных \perp -распределений (T1+T2) и (T1-CI) между собой и законом $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$ в области $R_{\perp} > 2.0$ м. Отсюда следует, что \perp -распределение [69] трансформировано действием краевого эффекта (Рис. 5.3). При прохождении мюонов через одну башню по случайным траекториям значительной является роль коротких расстояний от μ -трека до границы башни, за счет чего падает эффективность регистрации нейтронов, далеко уходящих от μ -трека. Напротив, влияние коротких расстояний подавлено в геометрии эксперимента T1-CI, в котором мишень и детектор разделены: нейтроны генерируются в мишенной колонне, составляющей $\sim 1/5$ объема башни, а детектируются в большей части объема башни.

На основании измерений на LVD можно заключить: а) \perp -распределение sg-нейтронов с энергиями $T_n > 20$ МэВ в области расстояний $R_{\perp} \geq 2$ м следует зависимости $R_{\perp}^{-2.3}$; б) в области $R_{\perp} \leq 2$ м \perp -распределение зависит от поперечного размера h-ливней и формируется как испарительными нейтронами с энергией выше 20 МэВ, так и cas-нейтронами.

Данные заключения сделаны по результатам измерений на установке, вещество которой неоднородно. С одной стороны, в её состав примерно в равных долях входят ЖС и железо, с другой – в её конструкции имеются воздушные зазоры (Рис. 5.5): 0.5 м – по вертикали (между уровнями L портатанков) и 0.7 м – по горизонтали (между колоннами башни). При объеме башни 856 м³ и полной массе 658 тонн вещества в башне, средняя плотность вещества 0.77 г/см³. Эта величина находится в диапазоне плотностей (0.75 – 0.95) г/см³ наиболее распространённых ЖС, что даёт возможность считать заключения, сделанные по данным LVD, справедливыми и для гомогенных детекторов на жидком сцинтилляторе.

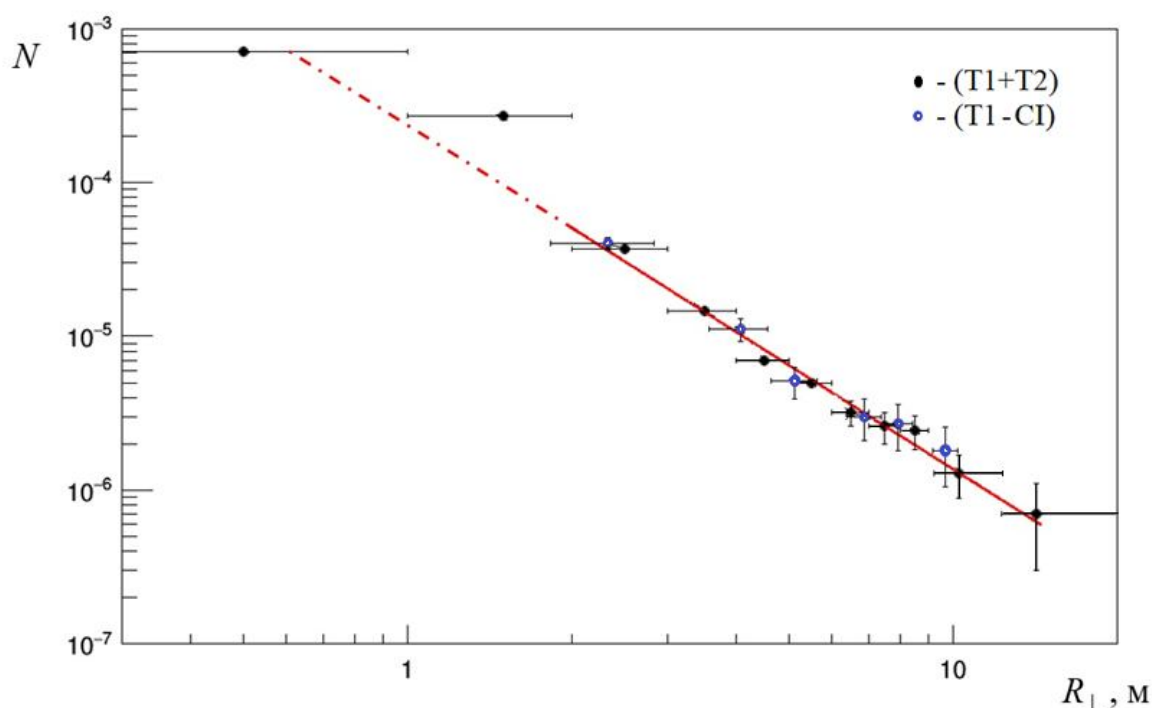


Рис. 5.8. Совместное \perp -распределение результатов измерений (T1+T2) и (T1–CI); прямая – закон $R_{\perp}^{-2.3}$, сплошная прямая – диапазон фитирования 2.0 – 14.5 м.

5.4. Поперечное распределение cg -нейтронов в экспериментах KamLand, Borexino, Daya Bay

В экспериментах KamLand [51], Borexino [61], Daya Bay [47] регистрировались нейтроны, образуемые в жидком СН-сцинтиляторе мюонами со средними энергиями, соответственно, 260, 283 и 143 ГэВ. Плотности (0.78, 0.89, 0.86 г/см³) и химсоставы используемых в экспериментах ЖС не одинаковы, но их отличие между собой незначительно для существенного влияния на форму \perp -распределения. Расстояние R_{\perp} в этих экспериментах вычислялось от μ -трека до энерговыделения nr -захватного γ -кванта, вследствие чего не существовало ограничений на энергию нейтронов. Наибольшее расстояние $R_{\perp}^{\max} = 10.5$ м было зафиксировано на установке KamLand (Рис. 5.9а), на Borexino R_{\perp}^{\max} составило 6.2 м (Рис. 5.9б), в эксперименте Daya Bay – 4.3 м (Рис. 5.9в).

В эксперименте KamLand \perp -распределение было получено для нейтронов, генерируемых мюонами без ливневого сопровождения (Рис. 5.9а). В этом случае \perp -распределение формируется главным образом нейтронами, образуемыми в ЖС виртуальными фотонами в γ С-реакциях. В области дистанций $R_{\perp} > \sim 2$ м распределение $N(R_{\perp})$ имеет вид $\exp(-R_{\perp}/R_{\perp}^0)$, где $R_{\perp}^0 \approx 1.5$ м; в районе $R_{\perp} < 2$ м значения $N(R_{\perp})$, превышая величины зависимости $\exp(-R_{\perp}/R_{\perp}^0)$, образуют кривую с максимумом при $\sim 1/4$ м. Здесь распределение $N(R_{\perp})$ связано с $e\nu$ -нейтронами, максимум объясняется процессами их замедления и термализации вблизи μ -трека. Экспоненциальный участок распределения $N(R_{\perp})$ при $R_{\perp} > \sim 2$ м можно связать с нейтронами прямого фотоэффекта – продуктами взаимодействия фотона непосредственно с нейтроном или внутриядерным квазидейтроном. Этот процесс доминирует в области за гигантским резонансом начиная с энергии $E_{\gamma} \sim 30$ МэВ, при которой длина волны γ -кванта становится меньше размера ядра, достигая межнуклонного расстояния в ядре при $E_{\gamma} \sim 50$ МэВ. В прямом фоторождении нейтрон, получая основную часть энергии γ -кванта, покидает ядро. Спектр виртуальных фотонов достаточно жесткий $\propto E_{\gamma}^{-1}$, что определяет высокую энергию нейтронов, образованных в прямых процессах. Доля нейтронов прямого фоторождения в полном числе фотонейтронов в зависимости от A может составить до 10% [79, 123]. Помимо этого, нейтроны прямого фоторождения обладают широкой угловой асимметрией – вылетают в переднюю полусферу относительно потока виртуальных γ -квантов, то есть относительно трека мюона. Эти факторы обуславливают способность части фотонейтронов уходить от μ -трека на большие дистанции и формировать экспоненциальный участок с показателем экспоненты $R_{\perp}^0 \approx 1.5$ м \perp -распределения нейтронов, образуемых виртуальными фотонами. Поскольку вклад этих нейтронов в полный выход sg -нейтронов не превышает 5%, их \perp -распределение практически не влияет на форму результирующего \perp -распределения sg -нейтронов.

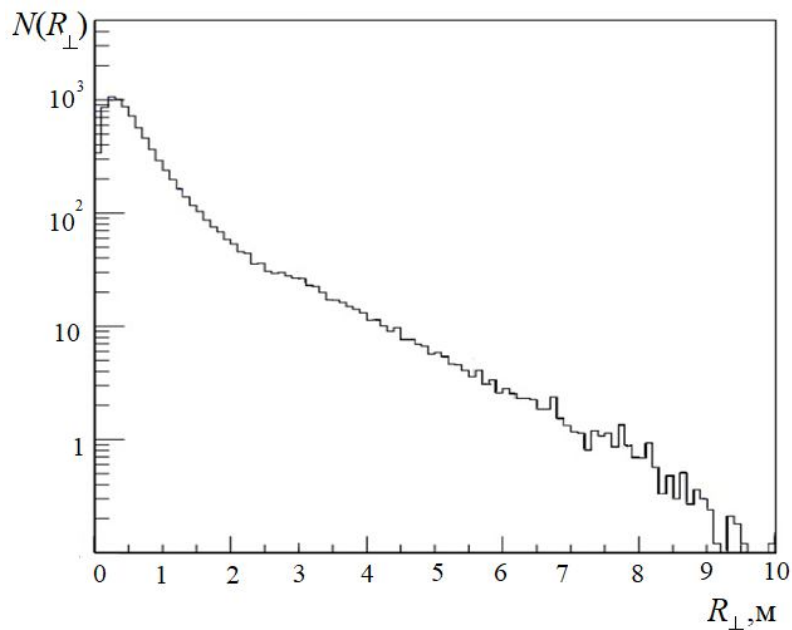


Рис. 5.9.а.
Экспериментальное
 \perp -распределения сг-
нейтронов в
эксперименте
KamLand [51].

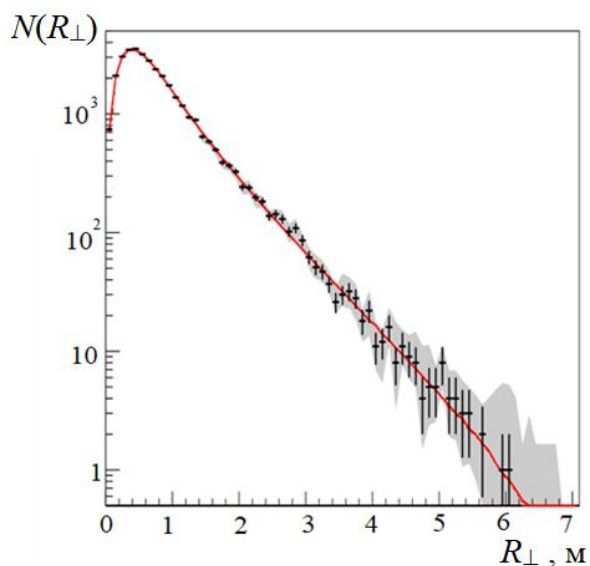


Рис. 5.9.б \perp -распределения сг-
нейтронов в эксперименте
Bogehino. Красная линия – МК-
расчет (FLUKA, [61]) с учетом
характеристик детектора. Точки
– результаты измерений.

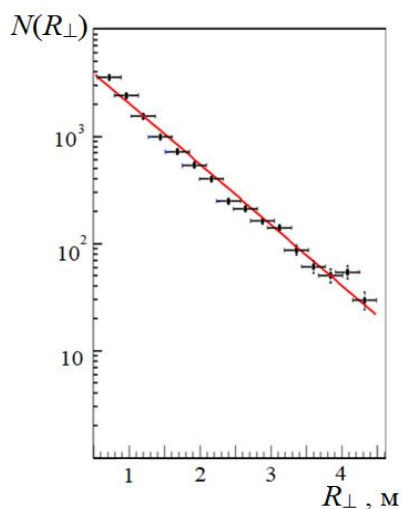


Рис. 5.9.в \perp -распределения сг-нейтронов в
эксперименте Daya Bay. Точки – данные
измерений, красная линия – лучшая
аппроксимация экспериментальных данных
экспоненциальной зависимостью,
полученной авторами работы [47].

В эксперименте Borexino нейтроны, генерируемые одиночными мюонами (и сопровождающими мюоны ливнями) в веществе установки, регистрировались по γ -кванту np -захвата в сцинтилляторе внутренней сферы с радиусом 4.25 м. Для анализа отбирались события с пересечением одиночным мюоном сферы и положением γ -кванта на расстоянии не больше 4 м от её центра. Расстояние R_{\perp} измерялось от μ -трека до точки np -захвата. В работе [61] было получено, что экспериментальное распределение $N(R_{\perp})$ согласуется с МК-расчетом (FLUKA), учитывающим особенности детектора Borexino (Рис. 5.9б).

Последующий анализ в работе [124] показал, что в области $R_{\perp} > \sim 2$ м измеренное распределение значительно ниже рассчитанного по Монте Карло (FLUKA) без введения ограничений, учитывающих условия эксперимента (Рис. 5.10). Такой же особенностью характеризуется \perp -распределение, установленное в эксперименте Daya Bay (Рис.5.9 в, [47]). Сравнение $N(R_{\perp})$ -распределений, полученных на установках LVD (T1) [62], Borexino и Daya Bay (Рис. 5.11), указывает на основную причину их отличия от реального \perp -распределения – краевой эффект. Его роль существенна при методе измерений, когда один и тот же объем с характерным размером меньше 10 м является как мишенью для генерации нейтронов мюонами, так и детектором, регистрирующим нейтроны.

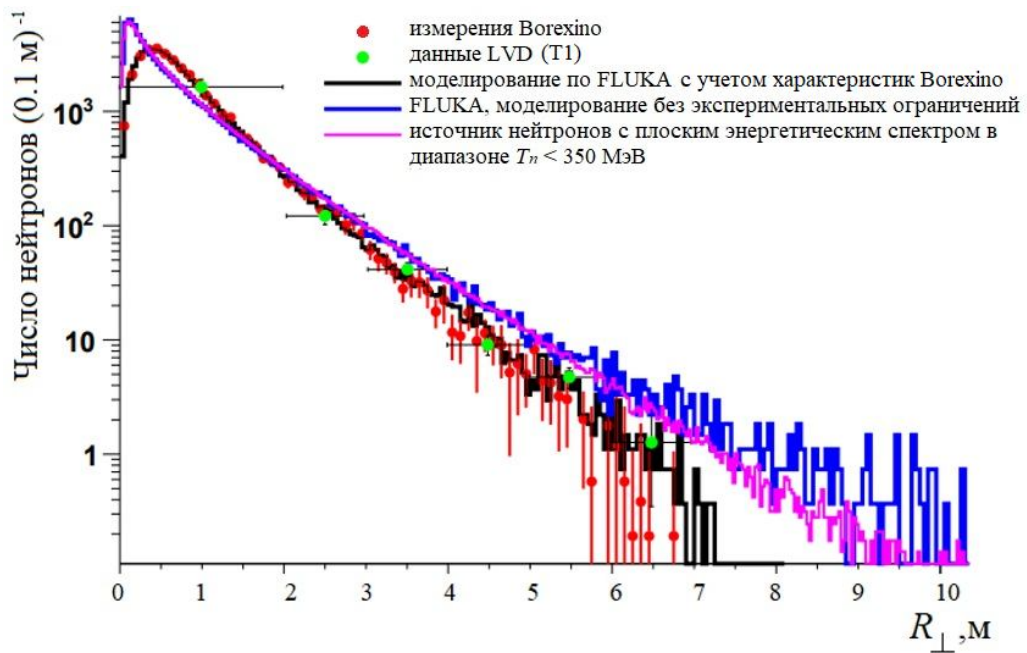


Рис. 5.10. Результаты измерения распределения $N(R_{\perp})$ в эксперименте Borexino в сравнении с данными LVD (T1) и МК-моделированием (FLUKA).

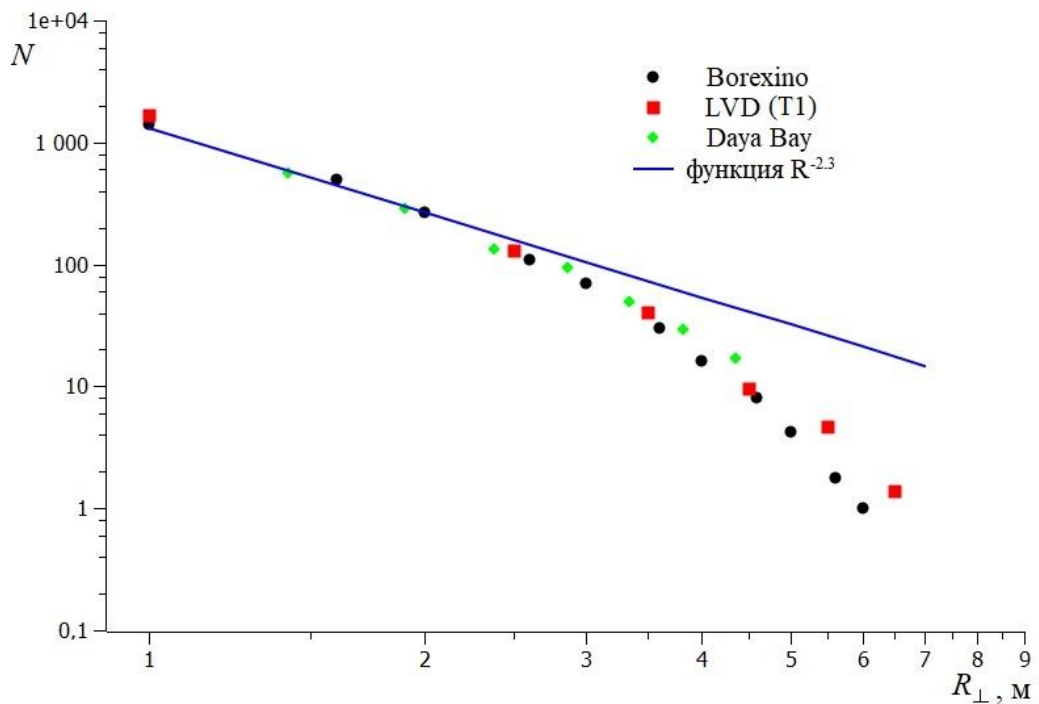


Рис. 5.11. $N(R_{\perp})$ – распределения в экспериментах Borexino, LVD (T1), Daya Bay в двойном логарифмическом масштабе, прямая – функция $R^{-2.3}$ с нормировкой при $R_{\perp} = 2$ м.

5.5. Выводы к пятой главе

Поперечное распределение сg-нейтронов на текущий момент получено в шести измерениях: в трёх – на установке LVD для нейтронов с энергией T_n

> 20 МэВ, для нейтронов всего энергетического спектра в экспериментах Borexino и Daya Bay, в эксперименте KamLand – для фотонейтронов, генерируемых мюонами главным образом посредством виртуальных фотонов.

В области расстояний $R_{\perp} < \sim 2$ м \perp -распределение с максимумом вблизи μ -трека формируется испарительными sg -нейтронами h - и et -ливней; форма распределения (положение максимума, его ширина) связана с поперечными размерами ливней, в основном – адронных. Фотонейтроны, образуемые виртуальными фотонами в μA -взаимодействии, не влияют на вид \perp -распределения ввиду их незначительного вклада в полный выход sg -нейтронов.

Распределение sg -нейтронов $N(R_{\perp})$ на расстояниях $R_{\perp} > 2$ м определяется спектром второй компоненты sg -нейтронов $F^s(T_{\delta}) \propto T_{\delta}^{-1}$ и угловым распределением δ -нейтронов с энергиями в диапазоне 30 – 120 МэВ в силу их преобладания в диапазоне энергий $T_n > 20$ МэВ, значительного начального угла отклонения от мюонной траектории и высокой проникающей способности. Приблизительное равенство средних углов $\theta_{n\mu}$ и θ_{δ} , вид зависимости $\text{tg}\theta_{\delta} \propto T_{\delta}^{-0.3}$, а также учет геометрического фактора R_{\perp}^{-2} приводят к зависимости $N(R_{\perp}) \propto R_{\perp}^{-2.3}$, которая слабо связана с A . С законом $R_{\perp}^{-2.3}$ в области $R_{\perp} > 2$ м согласуются \perp -распределения sg -нейтронов, полученные на двух башнях (T1+T2) и одной башне (T1-CI) LVD.

$N(R_{\perp})$ -распределения в экспериментах LVD (T1), Borexino и Daya Bay получены под действием краевого эффекта. Его влияние обусловлено методом измерений, когда один и тот же объем вещества с размерами, сравнимыми с пробегами нейтронов высоких энергий, является как мишенью для образования нейтронов мюонами, так и детектором, регистрирующим нейтроны.

Глава 6

Сезонные вариации потока космогенных нейтронов и средней энергии мюонов космических лучей под землей

6.1. Сезонные вариации интенсивности мюонов

Первые публикации результатов эксперимента DAMA [125] дали начало интенсивному обсуждению связи годовых вариаций (модуляций) темпа счета событий, наблюдаемых в экспериментах по поиску частиц темной материи, с сезонными вариациями потока мюонов под землей [126, 127, 128, 129]. Вариации интенсивности мюонов на больших глубинах рассматриваются как возможный источник годовых модуляций числа событий в низкофоновых подземных детекторах. Предполагается, что в этих модуляциях существенную роль играют космогенные нейтроны, поток которых ставится в прямую зависимость от вариаций потока мюонов.

Причина сезонных вариаций мюонов на уровне моря и под землей известна [84, 130, 131, 132, 133]. Это температурный эффект, приводящий к изменению плотности земной атмосферы и, соответственно ее высоты, в результате нагрева летом и остывания зимой. Уменьшение плотности верхних слоев атмосферы за счет расширения при нагреве приводит, с одной стороны, к увеличению вероятности распадов $\pi \rightarrow \mu$ заряженных пионов первых поколений широких атмосферных ливней (ШАЛ) и соответственному уменьшению числа пионов (и числа их $\pi \rightarrow \mu$ распадов) в последних поколениях. С другой стороны, летнее расширение атмосферы увеличивает вероятность $\mu \rightarrow e$ распадов на пути к земле мюонов с меньшими энергиями (барометрический эффект, [130]). Первый факт – увеличение вероятности $\pi \rightarrow \mu$ распадов – дает положительный температурный эффект для мюонов высоких энергий, обнаруженный Форро на глубине 1 км в.э. [132]. Последние два факта, связанные с мюонами низких энергий, приводят к

отрицательному температурному эффекту – снижению летом интенсивности мюонов на уровне моря, где средняя энергия мюонов около 4 ГэВ.

Наблюдаемые вариации мюонов определяются суммарным действием отрицательного и положительного эффектов. Отрицательное слагаемое доминирует до, примерно, 20 м в.э.. С увеличением глубины его вклад падает и, начиная с ~ 200 м в.э. ($\bar{E}_\mu \sim 35$ ГэВ), в вариациях остаётся температурный эффект. Глубин больше 2 км в.э. могут достичь мюоны с энергией выше 1 ТэВ, которые образуются при энергиях pA – взаимодействия протонов первичного космического излучения более 100 ТэВ. Существуют также незначительные положительные суточные вариации интенсивности мюонов. Они не будут обсуждаться, так как не влияют на сигналы детекторов, находящихся на больших глубинах под землей. Можно отметить естественное нарастание температурного эффекта при движении от экватора к полюсу: на широте около 60° амплитуда сезонных колебаний потока мюонов на порядок выше, чем вблизи экватора; максимальной величины $\sim 12\%$ эффект достигает на полюсах [134].

Связь вариаций интенсивности мюонов I_μ с вариациями температуры атмосферы T_{at} задается выражением [84, 133, 135]

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu} = \alpha_T \frac{\Delta T_{at}^{eff}}{T_{at}^{eff}},$$

где ΔI_μ – изменение величины I_μ , ΔT_{at}^{eff} – изменение температуры, «эффективной» по глубине изотермической атмосферы, α_T – эффективный температурный коэффициент. Зависимость коэффициента α_T от глубины наблюдения показана на Рис. 6.1 [136].

Первые результаты по сезонным вариациям мюонов высокой энергии с использованием большой подземной установки были получены на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе [137, 138], расположению которого соответствует минимальная глубина 850 м в.э.

Измерения проводились в потоке мюонов с энергией выше 220 ГэВ на уровне моря, вариации определялись по данным 1983 – 1987 годов.

Положительный температурный эффект четко наблюдается на различных глубинах в крупномасштабных подземных экспериментах MACRO [135], AMANDA [139], LVD [140], MINOS [141], IceCube [134], Borexino [136].

Максимальный интервал наблюдений вариаций мюонов 8 лет охватывают данные эксперимента LVD. Как следует из графика на Рис. 6.1, глубине LVD соответствует величина $\alpha_T = 0.96$ в предположении, что мюоны образуются только в $\pi \rightarrow \mu$ распадах.

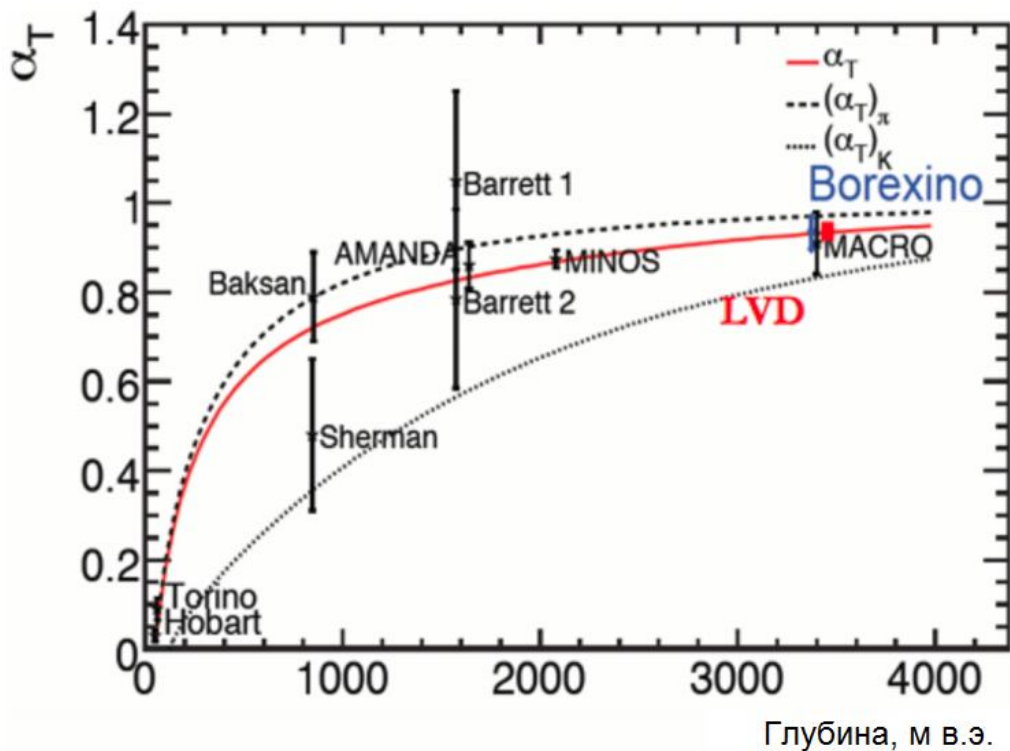


Рис. 6.1. Зависимость температурного коэффициента α_T от глубины. Кривые — теоретическое предсказание коэффициента α_T , для разных моделей [141].

В 2009 году по данным LVD (21.5×10^6 мюонных событий) была получена временная зависимость $I_\mu(t)$ потока мюонов, начиная с 1 января

2001 г. (Рис. 6.2 [140]). Зависимость $I_{\mu}(t)$ была описана гармонической функцией:

$$I_{\mu}(t) = I_{\mu}^0 + \delta I_{\mu} \cos[2\pi (t - t_{\mu}^0)/T_m].$$

Средняя интенсивность I_{μ}^0 составила $(3.31 \pm 0.03) \times 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, период модуляций $T_m = (367 \pm 15)$ дней. Фаза $t_{\mu}^0 = (185 \pm 15)$ дней соответствует максимуму интенсивности мюонов в начале июля. Модуляции интенсивности имеют абсолютную амплитуду $\delta I_{\mu} = (5.0 \pm 0.2) \times 10^{-6} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, её относительная величина $\delta I_{\mu}/I_{\mu}^0 = 1.5\%$. Полученные параметры модуляций согласуются с измеренными в эксперименте MACRO на такой же, как и LVD, глубине [135]. С параметрами вариаций LVD и MACRO согласовались и параметры вариаций интенсивности мюонов, полученные на установкеorexino (2007 – 2011 гг., 4.6×10^6 мюонов), находящейся вблизи LVD [136].

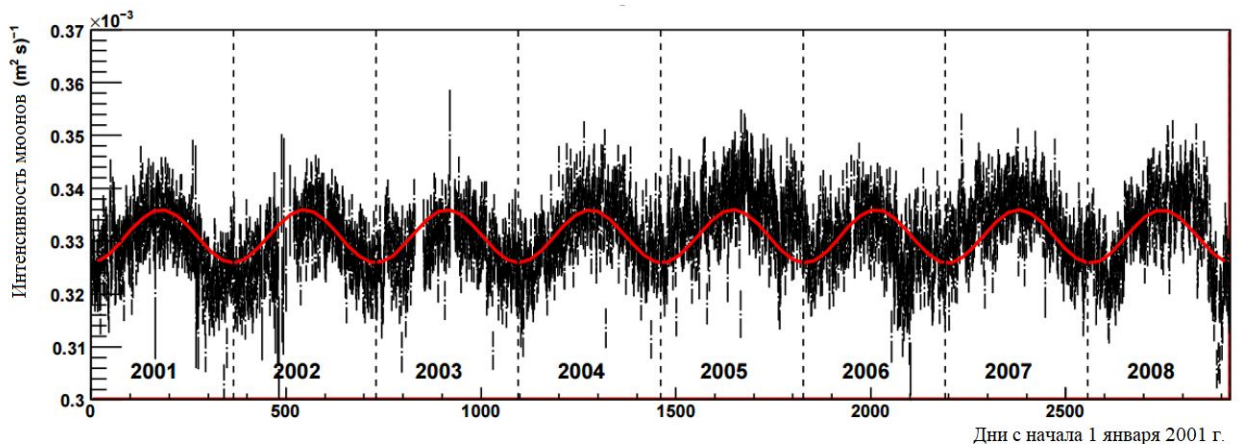


Рис. 6.2. Вариации интенсивности мюонов на LVD в период с 2001 по 2009 год.

6.2. Вариации cg - нейтронов

Для проверки общепринятого предположения о равенстве амплитуд вариаций потока космогенных нейтронов $\delta\Phi_n/\Phi_n^0$ и вариаций интенсивности мюонов $\delta I_{\mu}/I_{\mu}^0$ на LVD были определены вариации числа нейтронов N_n , образуемых мюонами в веществе детектора, на базе данных в период с 1 апреля 2003 г по 1 апреля 2010 г (Рис. 6.3) [142]. Анализировались данные

внутренних счетчиков только одной башни установки, поэтому с целью увеличения статистической обеспеченности был выбран шаг измерений (одна точка графика) $\Delta t = 60$ дней. Наилучшая аппроксимация полученных данных функцией

$$N_n(t) = N_n^0 + \delta N_n \cos[2\pi (t - t_n^0)/T_M]$$

достигается при следующих параметрах функции: $N_n^0 = 65.0 \pm 2.2$, $\delta N_n = 9.3 \pm 3.9$, $T_M = 1$ год, $t_n^0 = 185 \pm 18$ дней [142]. Полученная фаза t_n^0 согласуется с фазой вариаций мюонов t_μ^0 в [140]. Относительная амплитуда вариаций числа нейтронов составила $\delta N_n / N_n^0 = 14.3\%$, что почти на порядок превышает амплитуду вариаций интенсивности мюонов. Несмотря на значительную погрешность определения величины $\delta N_n / N_n^0$ (около 40%), такое несоответствие указывает на присутствие дополнительного фактора, влияющего на генерацию потока космогенных нейтронов.

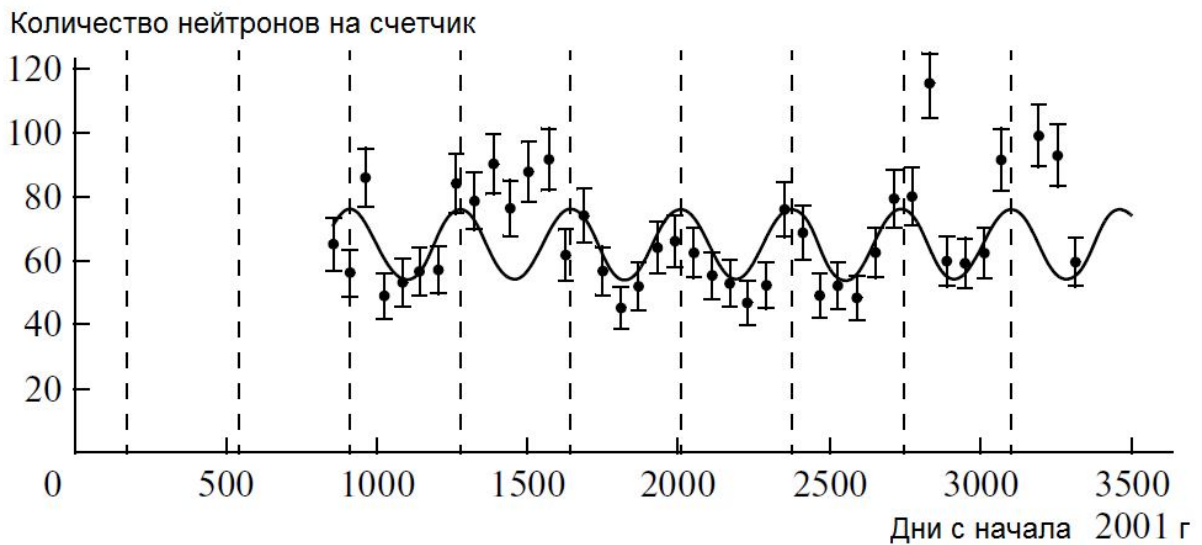


Рис. 6.3. Вариации числа нейтронов в расчете на 1 счетчик в интервале наблюдений с 01.04.2003 по 1.04.2010 г. В анализ включались данные (импульсы с амплитудой выше 1.0 МэВ после триггера за время ~ 1 мс) внутренних счетчиков башни T1, зафиксировавших триггерный импульс в мюонном событии.

В работе [143] было предложено объяснить увеличение амплитуды сезонных вариаций числа сg-нейтронов за счет не рассматривавшихся ранее вариаций средней энергии мюонов \bar{E}_μ на глубине LVD, возможность чего содержится в механизме температурных вариаций потока мюонов высоких энергий. В таком случае амплитуда вариации δN_n числа сg-нейтронов, регистрируемых за время Δt , помимо I_μ должна зависеть от \bar{E}_μ . В [143] было также указано, что для выявления зависимости $\delta N_n(\bar{E}_\mu)$ при анализе данных необходимо использовать удельное число нейтронов в расчете на мюон, то есть нормировать величину N_n на число мюонов, прошедших через детектор за время Δt . Эта процедура исключает роль вариаций δI_μ в вариациях δN_n .

Для анализа были отобраны события пересечения мюоном не менее двух внутренних счетчиков детектора LVD с энерговыделением больше 50 МэВ в каждом счетчике [144]. Число нейтронов определялось в этих же счетчиках. При анализе использовалась величина N_n/N_{tr} (удельное число нейтронов – число нейтронов в расчете на одно пересечение мюоном счетчика), N_n – количество регистрируемых нейтронов в счетчиках с триггерным импульсом, N_{tr} – число всех триггеров (пересечений мюонами счетчиков) за время Δt . Очевидно, что в этом случае $N_{tr} \propto N_\mu$, где N_μ – число мюонов, прошедших через внутренний объем башни за время Δt . Введение удельного числа нейтронов позволяет при определении параметров вариаций не учитывать аксептанса установки, эффективности регистрации нейтронов, пробелов в данных при краткосрочных отключениях счетчиков.

Амплитуда вариаций нейтронов определялась двумя методами: методом наложения эпох и разностным методом. Были проанализированы мюонные события во внутренних счетчиках трех башен LVD и получены вариации сg-нейтронов за 16 лет наблюдений – с 2001 по 2016 год (Рис. 6.4 а,б).

Метод наложения эпох. – Определялось число N_{tr} за время $\Delta t = 1$ месяц и количество нейтроноподобных импульсов (N_{tot}) с энергией 1 – 12 МэВ во

временном интервале 50 – 350 мкс после триггера. Фоновыми считались импульсы (N_{bg}) с энергией 1 – 12 МэВ во временном интервале 450 – 750 мкс. Удельное число нейтронов $N_n/N_{tr} = (N_{tot} - N_{bg})/N_{tr}$ вычислялось для каждого месяца в период с 2001 по 2016 г. На Рис. 6.4 а,б величина N_n/N_{tr} нормализована на среднее удельное число нейтронов за год $\langle N_n/N_{tr} \rangle$. Затем, для установления амплитуды модуляции $\delta N_n / N_n^0$ и фазы t_n^0 , годовые данные за 16 лет наблюдений накладывались друг на друга (Рис. 6.5).

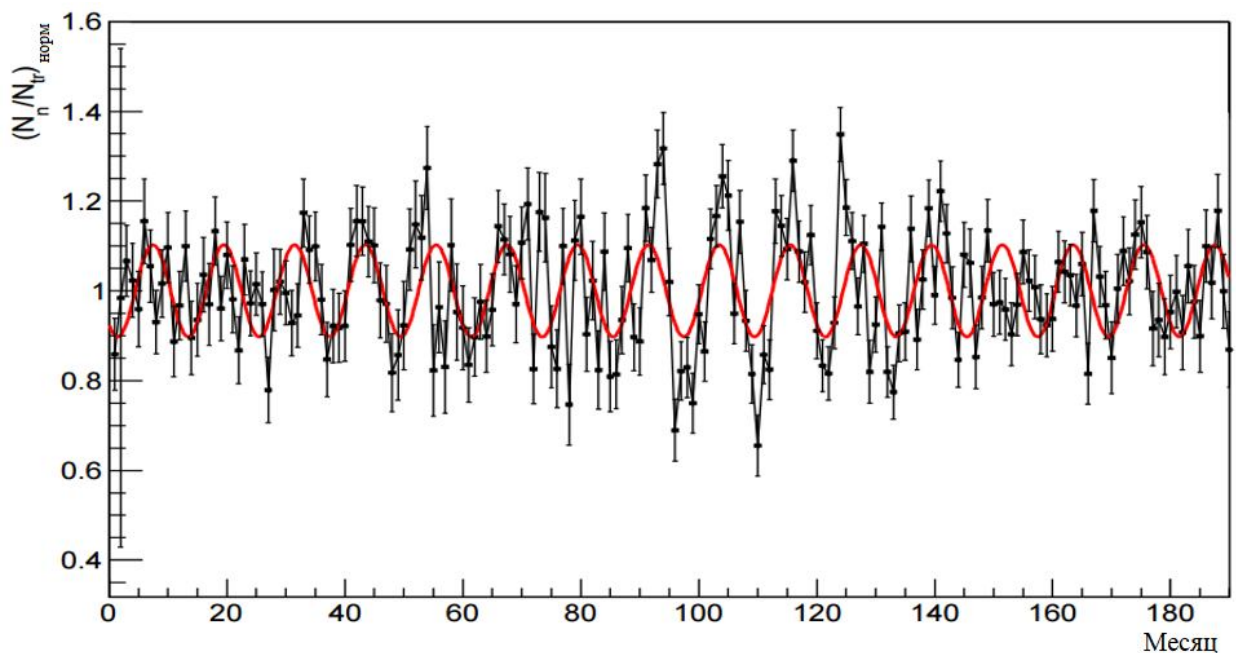


Рис. 6.4. а. Вариации удельного числа нейтронов на LVD в течение 16 лет; указаны статистические погрешности измерений с шагом 1 месяц, кривая – лучшая аппроксимация данных гармонической функцией;

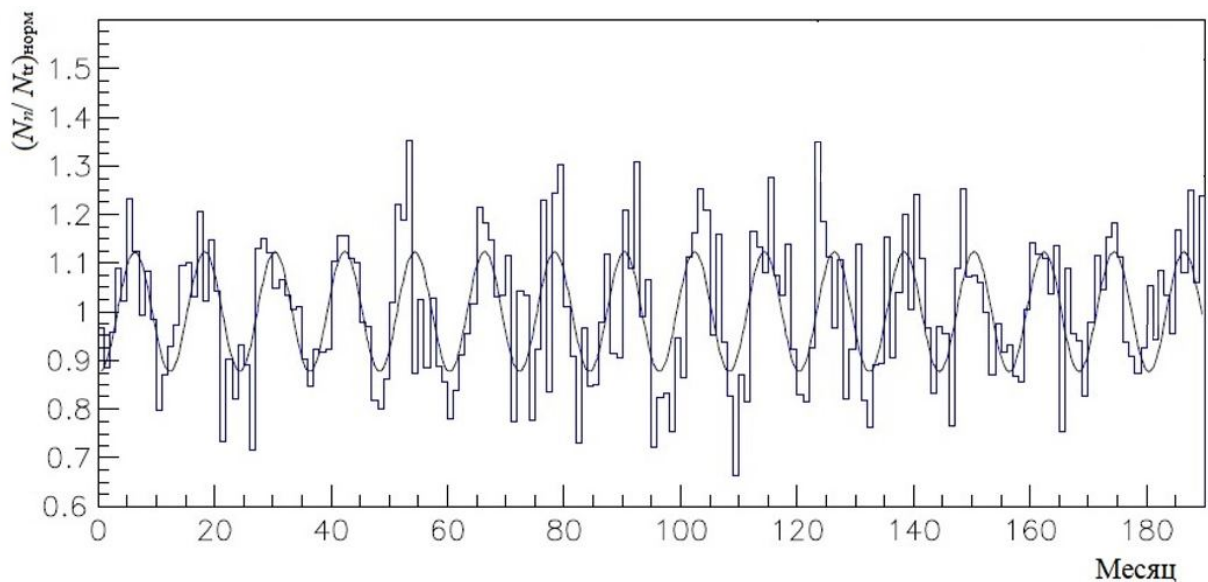


Рис. 6.4. б. Те же данные (за 16 лет) в виде гистограммы, шаг гистограммы (бин) – 1 месяц; значения в бинах отнормированы на число нейтронов в летний (6 месяцев) и зимний (6 месяцев) сезоны четвертого года измерений (2004 г) для увеличения точности определения фазы сезонных вариаций числа нейтронов при фитировании гистограммы гармонической функций (синусоидальная кривая).

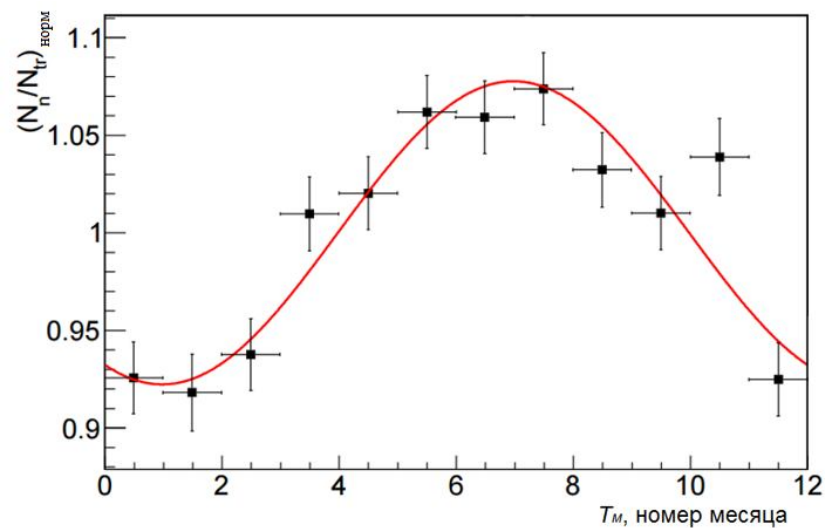


Рис.6.5. Определение параметров вариаций числа сg-нейтронов методом наложения эпох.

При фитировании данных уравнением $N(t) = 1 + \delta N_n / N_n^0 \times \cos[2\pi(t - t_n^0) / T_m]$ для фиксированного $T_m = 12$ (месяцев) методом наложения эпох была

получена относительная амплитуда вариаций $(\delta N_n/N_n^0)^{ep} = 0.077 \pm 0.008$ и фаза $t_n^0 = 7.0 \pm 0.4$ (стат) ± 0.5 (сис).

Разностный метод. – Большая статистика позволила с хорошей точностью определить число нейтронов, образуемых мюонами в летние и зимние месяцы в течение 16 лет. Для этого использовались временные распределения нейтроноподобных импульсов с энергий от 1 до 12 МэВ во временном интервале 50 – 550 мкс после мюонного триггера за 48 летних (июнь, июль, август) и 48 зимних (декабрь, январь, февраль) месяцев. Временные распределения (Рис.6.6) аппроксимировались законом $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) + B$, где $\tau = 170$ мкс – показатель экспоненты временного распределения захватных γ -квантов, B – константа, задающая фон счетчиков; первое слагаемое выражает число нейтронов N_n .

Удельное число нейтронов в летние месяцы составляет $N_n/N_{tr}^s = 111814/18695762 = 5.98 \times 10^{-3}$, зимой – $N_n/N_{tr}^w = 90143/17597826 = 5.12 \times 10^{-3}$. Амплитуда вариаций $\delta N_n/N_n^0$ определялась как разница удельного числа нейтронов летом (s) и зимой (w), деленная на среднее значение: $(\delta N_n/N_n^0)^{res} = (N_n/N_{tr}^s - N_n/N_{tr}^w) / (N_n/N_{tr}^s + N_n/N_{tr}^w)$. В результате разностным методом получено $(\delta N_n/N_n^0)^{res} = 0.077 \pm 0.002$ (стат.) ± 0.016 (сис.).

Амплитуды вариаций, определяемые этими методами, связаны неравенством $(\delta N_n/N_n^0)^{res} < (\delta N_n/N_n^0)^{ep}$, так как величина $(\delta N_n/N_n^0)^{res}$ является усредненной по трем месяцам. Отличие получаемых амплитуд не превышает погрешностей их определения. Использованные методы исключают вариации фона, которые также имеют сезонный характер с относительной амплитудой $\sim 4\%$ и фазой в начале августа $\varphi = 8.1 \pm 0.4$ мес. [144].

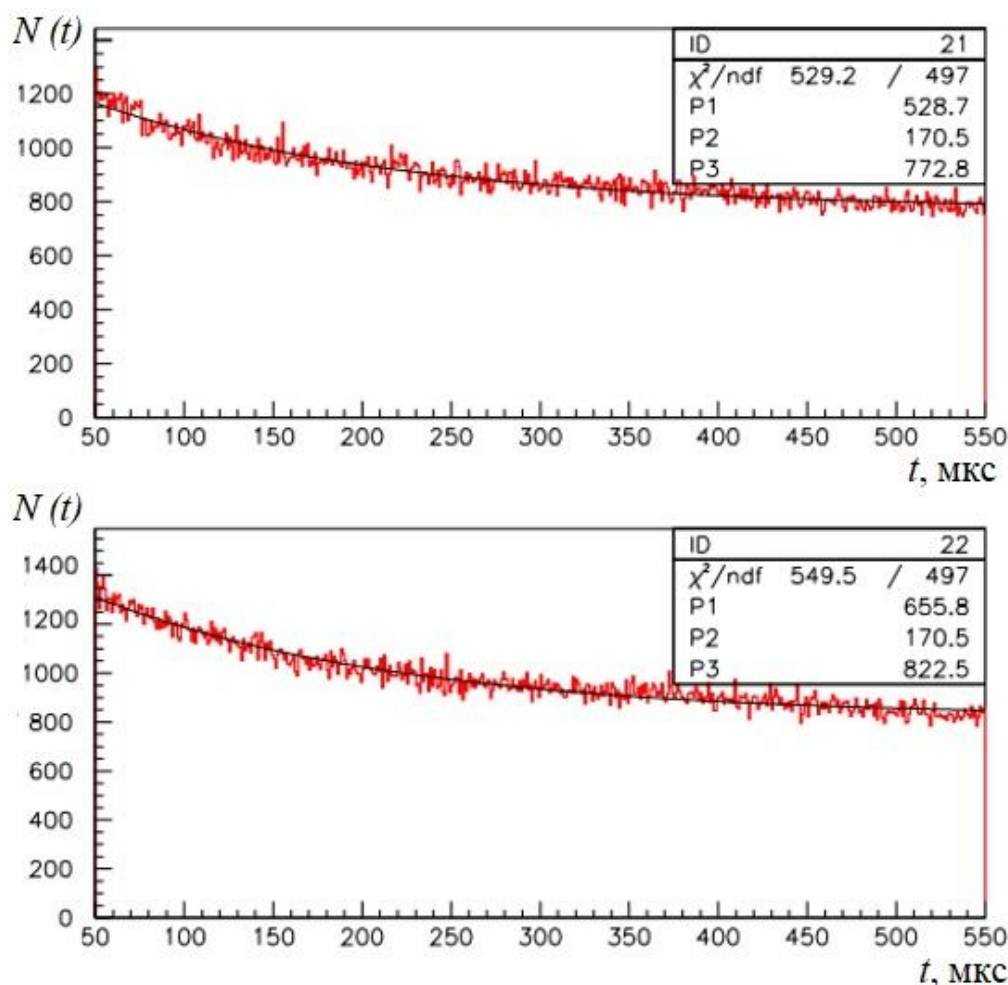


Рис. 6.6. Временное распределение нейтроноподобных импульсов в счетчиках LVD в зимние (верхний график) и летние (нижний график) месяцы.

6.3. Сезонные вариации средней энергии мюонов на глубине LVD

6.3.1. Определение величины вариаций энергии \bar{E}_μ по амплитуде вариаций числа sg -нейтронов

Обоснованность результатов экспериментального определения характеристик сезонных вариаций космогенных нейтронов (высокая статистическая обеспеченность, прозрачность метода измерений) позволяет считать, что в соответствии с зависимостью числа нейтронов $N_n \propto E_\mu^{0.78} A^{0.95}$ [56], при $A = \text{const}$ вариации числа нейтронов вызываются вариациями энергии мюонов \bar{E}_μ .

Таким образом, увеличение числа нейтронов летом можно выразить в виде $(N_n + \delta N_n)/N_n = [(E_\mu + \delta E_\mu)/E_\mu]^{0.78}$, откуда

$$\delta E_\mu/E_\mu = (1 + \delta N_n/N_n)^{1/0.78} - 1, \text{ (здесь } E_\mu \equiv \bar{E}_\mu \text{).}$$

Подставляя измеренное значение $\delta N_n/N_n = 0.077$ получаем $\delta E_\mu/E_\mu \approx 0.10$, то есть средняя энергия мюонов летом увеличивается на 10% от среднегодовой и, соответственно, уменьшается на 10% зимой. Полагая, что сезонные вариации энергии и интенсивности мюонов имеют одно происхождение, находим общий вид функции изменения во времени энергии $\bar{E}_\mu(t): E_\mu(t) = \bar{E}_\mu + \delta \bar{E}_\mu \cos[2\pi(t - t_\mu^0)/T_m]$. Учитывая погрешность ± 0.008 величины $\delta N_n/N_n$ и неопределенность определения показателя степени 0.78 ± 0.02 [56], для сезонных вариаций средней энергии мюонов ($\bar{E}_\mu = 280$ ГэВ) на глубине LVD получаем абсолютную амплитуду $\delta E_\mu = (28 \pm 3.6)$ ГэВ.

Принимая во внимание зависимость от глубины температурного коэффициента α_T (уменьшение величины α_T с уменьшением глубины), связывающего сезонные вариации интенсивности мюонов $\Delta I_\mu/I_\mu^0$ с вариациями эффективной температуры атмосферы $\Delta T_{at}/T_{at}$, следует ожидать соответствующей зависимости от глубины H величины вариации $\delta \bar{E}_\mu$.

6.3.2. О механизме температурных вариаций средней энергии мюонов на больших глубинах

Механизм температурных вариаций интенсивности мюонов связан с процессами их генерации в верхних слоях атмосферы. Последующее прохождение мюонами атмосферы не влияет на характеристики мюонов, достигающих глубины LVD (LVD-мюонов). Энергопотери мюонов в грунте трансформируют энергетический спектр, который они имели на поверхности, но не меняют интенсивности мюонов, обладающих энергией выше пороговой E_μ^{th} (достаточной для достижения глубины LVD) на уровне моря. Следовательно, механизм вариаций средней энергии мюонов на глубине

LVD должен заключаться в процессах как генерации пионов и мюонов на границе атмосферы, так и, в отличие от вариаций интенсивности, прохождения мюонами слоя грунта большой толщины.

Для установления источника вариаций рассмотрим связь характеристик LVD-мюонов (интенсивность, эффективный диапазон энергий, средняя энергия) с характеристиками этих мюонов на поверхности и, затем, с характеристиками «родительских» пионов и генерации пионов в pA -столкновениях.

Будем анализировать одиночные мюоны, так как они составляют 90% от полного числа мюонов, достигающих глубины LVD [59]. Средняя энергия одиночных LVD-мюонов $\bar{E}_\mu = 270 \pm 18$ ГэВ была получена в измерениях [97]. Поэтому в этой главе энергии \bar{E}_μ будет соответствовать величина 270 ГэВ.

Минимальная энергия мюонов на уровне моря $E_{\mu,sl}^{\min}$ для достижения минимальной глубины LVD ($H^{\min} = 3.1$ км в.э.) $E_{\mu,sl}^{\min} = 1.3$ ТэВ [145], их пороговая энергия (50% вероятности выживания) – $E_{\mu,sl}^{\text{th}} = 1.8$ ТэВ. Эту величину можно определить с помощью выражения, связывающего энергию мюона на уровне моря $E_{\mu,sl}$ с его энергией, в среднем, $E_{\mu,H}^{\text{av}}$ на глубине H [103]:

$$E_{\mu,H}^{\text{av}} = (E_{\mu,sl} + \epsilon_\mu) e^{-bH} - \epsilon_\mu, \quad (6.1)$$

отсюда

$$E_{\mu,sl} = (E_{\mu,H}^{\text{av}} + \epsilon_\mu) e^{+bH} - \epsilon_\mu. \quad (6.2)$$

Полагая $E_{\mu,H}^{\text{av}} = 0$, для $E_{\mu,sl}^{\text{th}}$ получаем:

$$E_{\mu,sl}^{\text{th}} = (e^{+bH} - 1) \epsilon_\mu. \quad (6.3)$$

В этих выражениях величины ϵ_μ и b являются теми же, что и в формулах (3.1) и (3.2). Подставляя в (6.3) $\epsilon_\mu = a/b = 667$ ГэВ ($a = 280$ ГэВ/км в.э., $b = 0.42 / \text{км в.э.}$) для глубины $H = 3.1$ км в.э. находим $E_{\mu,sl}^{\text{th}} = 1785$ ГэВ ≈ 1.8 ТэВ. При выбранных значениях величин a и b вычисляемая средняя энергия одиночных LVD-мюонов \bar{E}_μ^{cal} с высокой точностью согласуется с установленной экспериментально ($\bar{E}_\mu = 270 \pm 18$ ГэВ):

$$\bar{E}_\mu^{\text{cal}} = \epsilon_\mu [1 - \exp(-bH)] (\gamma_\mu - 2)^{-1} = 277 \text{ ГэВ.}$$

Необходимо отметить, что влияние флуктуаций энергопотерь мюонов на энергию \bar{E}_μ учитывается величиной коэффициента b , представляющего сильно флуктуирующие радиационные (b_r , b_p , b_n) потери энергии ультрарелятивистских мюонов.

Параметр $\gamma_\mu = 3.75$ является показателем дифференциального спектра мюонов на уровне моря $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-\gamma_\mu}$.

На больших глубинах $H > 1/b \sim 2.5$ км в.э. дифференциальный спектр мюонов – квазиплоский до энергии $\sim \epsilon_\mu$, выше которой спектр укручается, приобретая форму спектра $P_{sl}(E_\mu) \propto E_\mu^{-\gamma_\mu}$ с показателем $\gamma_\mu = 3.75$. В случае плоского спектра с резким краем ($\gamma_\mu = 3.75$) и среднегодовой энергией ${}^0\bar{E}_\mu$ спектр приближенно можно представить в виде ступеньки, обрывающейся при энергии ${}^0E_\mu^{\text{max}} = 2{}^0\bar{E}_\mu = 2 \cdot 270 \text{ ГэВ} = 540 \text{ ГэВ}$. Таким образом полагаем, что все LVD-мюоны с интенсивностью ${}^0I_{\mu,H}$ заключены в энергетическом диапазоне $0 - 540 \text{ ГэВ}$.

Принимая в выражении (6.2) $\bar{E}_{\mu,H}^{\text{av}} = {}^0E_\mu^{\text{max}} = 540 \text{ ГэВ}$, находим соответствующую энергию на уровне моря: ${}^0E_{\mu,sl}^{\text{max}} = 3771 \text{ ГэВ} \approx 3.8 \text{ ТэВ}$. Следовательно, «среднегодовой» спектр мюонов на глубине LVD эффективно формируется мюонами, на уровне моря заключенными в диапазоне $E_{\mu,sl}^{\text{th}} \div {}^0E_{\mu,sl}^{\text{max}} \rightarrow 1.8 - 3.8 \text{ ТэВ}$ с интенсивностью ${}^0I_{\mu,sl} = {}^0I_{\mu,H}$.

Гипотеза о связи сезонных вариаций числа космогенных нейтронов со средней энергией мюонов приводит к заключению, что энергия мюонов \bar{E}_μ на глубине LVD в летний период ${}^sE_{\mu,H}$ возрастает на 10%. При «ступенчатом» спектре мюонов это вызывает увеличение максимальной энергии также на 10%: ${}^sE_{\mu,H}^{\text{max}} = 1.1{}^0E_{\mu,H}^{\text{max}} = 594 \text{ ГэВ}$. По формуле (6.2) находим, что данной величине соответствует энергия на уровне моря ${}^sE_{\mu,sl}^{\text{max}} = 3970 \text{ ГэВ}$. Таким образом, увеличение $E_{\mu,H}^{\text{max}}$ в 1.1 раза связано с возрастанием энергии $E_{\mu,sl}^{\text{max}}$ на

5.3%. В то же время увеличению $\bar{E}_{\mu,H} = 270$ ТэВ в 1.1 раза соответствует увеличение энергии $E_{\mu,sl}$ всего в 1.036 раза (от 2780 ТэВ до 2880 ТэВ). Энергию $E_{\mu,sl} = 2780$ ТэВ можно считать средней для интервала $E_{\mu,sl}^{th} \div {}^0E_{\mu,sl}^{max}$ только приближенно из-за отличия формы спектров $P_H(E_\mu)$ и $P_{sl}(E_\mu)$. Полученные соотношения объясняются свойством формулы (6.2), связывающей энергии $E_{\mu,H}^{av}$ и $E_{\mu,sl}$ и отражающей воздействие на форму спектра мюонов под землей квазипостоянных ионизационных потерь и радиационных энергопотерь, флуктуирующий характер которых, с одной стороны, значительно увеличивает вероятность достижения мюонами больших глубин и, с другой, - нелинейно «растягивает» спектр мюонов на глубине. Под действием этих потерь моноэнергетический поток мюонов с энергией на уровне моря, например, 10 ТэВ на глубине 3 км в.э. приобретает форму квазиплоского спектра со средней энергией ~ 2.4 ТэВ (Рис. 6.7, [146]).

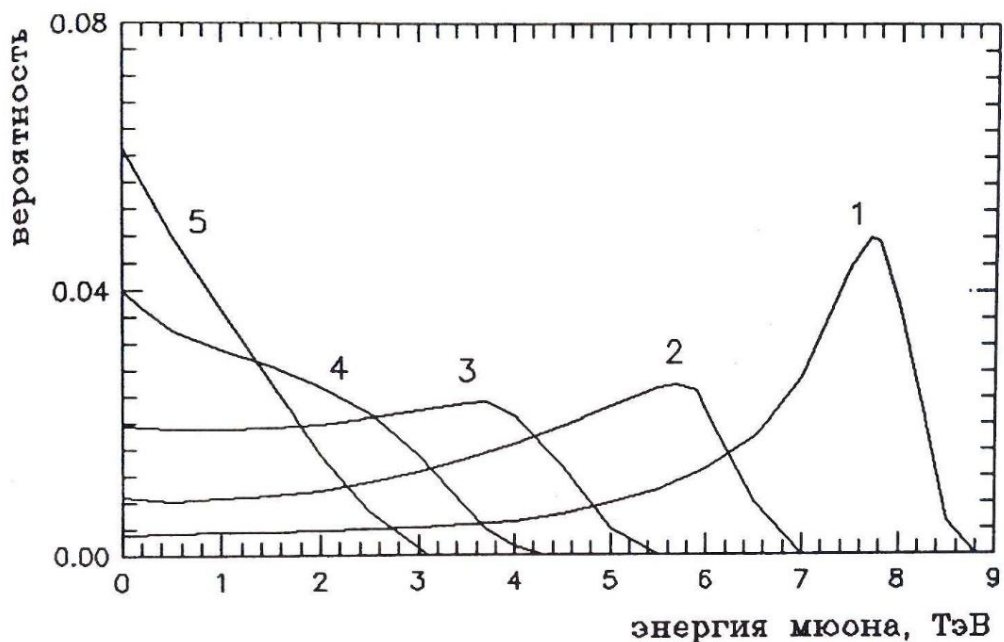


Рис. 6.7. Распределение вероятности для мюона с энергией 10 ТэВ на уровне моря иметь энергию от E до $E + 0.1$ ТэВ на глубине 5, 4, 3, 2, 1 км в.э. (цифры у кривых).

Пренебрегая энергопотерями (ионизационными) мюонов в воздухе (~ 2 ГэВ), перейдем от $E_{\mu,sl}^{th}$ к пороговой энергии «родительского» пиона: $E_{\pi}^{th} \approx (m_{\pi}/m_{\mu}) E_{\mu}^{th} = 2.4$ ТэВ, здесь m_{π} и m_{μ} – массы пиона и мюона. Полагая, что только $\sim 5\%$ пионов с энергией 2.4 ТэВ распадаются ($k_{\pi}^{dec} = 0.05$), а остальные генерируют адроны (преимущественно – пионы), получаем, что для образования одиночного мюона с энергией $E_{\mu}^{th} = 1.8$ ТэВ пионами первого поколения необходима энергия ~ 48 ТэВ, затрачиваемая на рождение заряженных пионов. Добавляя к этому энергию нейтральных пионов ($\sim 1/2$ от энергии π^{\pm}), получаем энергию взаимодействия $E_{in}^{th} \approx 72$ ТэВ с образованием пионов. Средняя величина коэффициента неупругости K_{inl} в глубоконеупругом pA -взаимодействии ~ 0.5 ($\sim 1/2$ энергии E_p уносится лидирующим нуклоном). С учетом этого получаем величину пороговой энергии протона $E_p^{th} \sim 144$ ТэВ, необходимой для образования мюона, достигающего глубины LVD. Крутопадающая форма спектра первичных протонов $F(E_p) \propto E_p^{-2.75}$ и быстрый рост плотности атмосферы с уменьшением высоты (что приводит к увеличению вероятности πA -неупругих столкновений для пионов второго поколения) обуславливают определяющую роль пионов первого поколения в формировании потока мюонов на глубине LVD. Вклад пионов второго и последующих поколений в генерацию мюонов высокой энергии не превышает 20% [147].

Повторив такие же вычисления для среднегодовых ${}^0E_{\pi}^{max}$ и летних ${}^sE_{\pi}^{max}$ значений, находим величины: ${}^0E_{\pi}^{max} = 5.1$ ТэВ, ${}^sE_{\pi}^{max} = 5.3$ ТэВ. Следовательно, участки эффективной генерации LVD-мюонов в спектрах пионов ограничиваются энергиями: $2.4 \leq {}^0E_{\pi} \leq 5.1$ ТэВ, $2.4 \leq {}^sE_{\pi} \leq 5.3$ ТэВ.

Используя зависимость множественности пионов $\nu_{\pi} \approx 3 \ln E_{in}$ от энергии взаимодействия E_{in} и полагая величину $k_{\pi}^{dec} = 0.05$ независимой от E_{in} , можно оценить число мюонов N_{μ} , образующихся при пороговой $E_{in}^{th} = 72$ ТэВ и максимальной $E_{in}^{max} = 152$ ТэВ энергиях взаимодействия и достигающих глубины LVD: $\nu_{\pi}^{\pm} = 2/3 (3 \ln E_{in})$, $N_{\mu} = k_{\pi}^{dec} \cdot \nu_{\pi} = 0.1 \ln E_{in}$ (ГэВ); отсюда $N_{\mu}^{th} =$

1.12, $N_{\mu}^{\max} = 1.19$. Таким образом, в диапазоне энергий $72 \leq E_{\text{in}} \leq 152$ ТэВ одному pA -взаимодействию соответствует один LVD-мюон.

Для эффективной генерации LVD-мюонов в распадах пионов энергия E_{π} не должна превышать критической энергии E_{π}^{cr} , соответствующей плотности атмосферы ρ_{at} на высоте генерации пионов первого поколения. Величина E_{π}^{cr} определяется условием равенства $\lambda_{\pi}^{\text{dec}} = \lambda_{\pi}^{\text{in}}$, где $\lambda_{\pi}^{\text{dec}} = \gamma_f \tau_0 c_0 = (E_{\pi}/m_{\pi} c_0^2) \tau_0 c_0$ – длина распадного пробега релятивистского пиона, $\tau_0 = 2.6 \cdot 10^{-8}$ с – время жизни пиона в покое, γ_f – гамма-фактор пиона, $c_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см/с; $\lambda_{\pi}^{\text{in}} = (\sigma_{\pi}^{\text{in}} n_A \rho_{\text{at}})^{-1}$ – длина пробега пиона для неупругого πA -взаимодействия, n_A – число ядер в грамме воздуха, σ_{π}^{in} – сечение неупругого πA -взаимодействия. Для релятивистского пиона в воздухе $(\sigma_{\pi}^{\text{in}} n_A)^{-1} = 120$ г/см² и $\lambda_{\pi}^{\text{in}} = 120 \rho_{\text{at}}^{-1}$. Следовательно, $E_{\pi}^{\text{cr}} = 120 \rho_{\text{at}}^{-1} (m_{\pi} c^2 / \tau_0 c_0) = 2.15 \cdot 10^{-2} \rho_{\text{at}}^{-1}$ (ТэВ). Если приравнять пороговую энергию критической $E_{\pi}^{\text{th}} = E_{\pi}^{\text{cr}} = 2.4$ ТэВ, то можно оценить плотность слоя воздуха генерации пионов $\rho_{\text{at}} \approx 9 \cdot 10^{-6}$ г/см³, которая соответствует плотности атмосферы на высоте ~ 35 км.

Таким образом, подавляющее число LVD-мюонов образуется в распадах пионов первого поколения генерации с энергией в интервале $\Delta E_{\pi} = E_{\pi}^{\text{th}} \div E_{\pi}^{\text{cr}}$, что обуславливает равенство $E_{\pi}^{\text{cr}} = E_{\pi}^{\text{max}}$. Величина E_{π}^{cr} соответствует среднесезонной высоте слоя атмосферы, в котором эффективно генерируются пионы с энергией $E_{\pi} > E_{\pi}^{\text{th}}$. Летнее повышение температуры атмосферы вызывает повышение высоты и расширение слоя генерации пионов с энергиями $E_{\pi} > E_{\pi}^{\text{th}}$, сопровождающееся падением плотности ρ_{at} .

Уменьшение плотности приграничного слоя атмосферы на высоте ~ 40 км влечёт за собой: а) расширение энергетического диапазона распадающихся пионов в результате увеличения энергии E_{π}^{cr} до летнего значения ${}^s E_{\pi}^{\text{cr}} = {}^s E_{\pi}^{\text{max}} = 5.3$ ТэВ; б) увеличение числа распадающихся пионов высокой энергии первого поколения во всём диапазоне $E_{\pi}^{\text{th}} \div E_{\pi}^{\text{cr}}$.

Оба факта приводят к ужесточению спектров (уменьшению величины показателя дифференциального спектра γ) распадающихся пионов и образующихся мюонов и, соответственно, увеличению их средней энергии и интенсивности. Мюонные группы (в подавляющем большинстве – пары со средней энергией, в 1.4 раза превосходящей энергию одиночных мюонов), испытывая сезонные вариации, также дают вклад в их общие характеристики. Влияние групп мюонов на характеристики вариаций аналогично одиночным мюонам и отражается в экспериментальных данных LVD.

Связь интенсивностей $I_{\mu,H} = I_{\mu, sl}$, $I_{\mu, sl} = I_{\pi}^{dec}$, $I_{\pi}^{dec} = I_{in}$ задается условием «единичности» LVD-мюонов, которое означает, что один LVD-мюон производится в одном pA -столкновении. Отсюда следует: $I_{\mu,H} = I_{\mu, sl} = I_{\pi}^{dec}$.

Связь $I_{\pi}^{dec} = I_{in}$ обуславливается связью множественности ν_{π} с энергией взаимодействия E_{in} . Средняя энергия пионов E_{π}^{av} , образующихся в pA -столкновении, задается отношением

$$E_{\pi}^{av} = E_{in} / \nu_{\pi} \approx E_{in} / a_{\pi} \ln E_{in}, \quad (6.4)$$

где $a_{\pi} \approx 3$, E_{in} выражается в ГэВ.

Множественность пионов ν_{π} слабо зависит от E_{in} , следовательно $E_{\pi}^{av} \propto E_{in}$, и величины \bar{E}_{π}^{av} и \bar{E}_{in} , усреднённые на диапазоне $\Delta E_{in} = E_{in}^{max} - E_{in}^{th}$ (при этом $\bar{E}_{\pi}^{av} = \bar{E}_{\pi}$), пропорциональны:

$$\bar{E}_{\pi}^{av} = \bar{E}_{\pi} \propto \bar{E}_{in}. \quad (6.5)$$

Интенсивность (количество) пионов I_{π} , образующихся в диапазоне pA -взаимодействий ΔE_{in} , можно представить в виде:

$$I_{\pi} = \sum n_{in}(E_{in}) \cdot \nu_{\pi}(E_{in}), \quad (6.6)$$

где $n_{in}(E_{in})$ – число взаимодействий с энергопередачей E_{in} .

Поскольку $\nu_{\pi}(E_{in}) \approx \text{const} \approx a_{\pi} \ln \bar{E}_{in}$, а $\sum n_{in}(E_{in}) = N_{in}$, то

$$I_{\pi} = N_{in} (a_{\pi} \ln \bar{E}_{in}) \propto N_{in} \ln \bar{E}_{in}, \quad (6.7)$$

здесь N_{in} – полное число энергопередач (pA -взаимодействий) в диапазоне ΔE_{in} . Интенсивность I_{π} связана с числом распадающихся пионов I_{π}^{dec} коэффициентом k_{π}^{dec} :

$$I_{\pi}^{dec} = k_{\pi}^{dec} I_{\pi} \propto k_{\pi}^{dec} (N_{in} \ln \bar{E}_{in}). \quad (6.8)$$

Расширение и поднятие слоя генерации пионов летом не влияет на величины N_{in} и \bar{E}_{in} , следовательно $I_{\pi} \propto k_{\pi}^{dec}$ и

$${}^s I_{\pi}^{dec} / {}^0 I_{\pi}^{dec} = {}^s k_{\pi}^{dec} / {}^0 k_{\pi}^{dec} = 1.015. \quad (6.9)$$

Коэффициент k_{π}^{dec} пропорционален вероятности π -распада, зависящей от величин λ_{π}^{in} и λ_{π}^{dec} : $k_{\pi}^{dec} \propto P_{\pi}^{dec} = 1 - \exp(-\lambda_{\pi}^{in}/\lambda_{\pi}^{dec})$.

Уменьшение плотности ρ_{at} слоя генерации приводит к увеличению длины λ_{π}^{in} , так как $\lambda_{\pi}^{in} \propto \rho_{at}^{-1}$. При постоянной длине λ_{π}^{dec} (поскольку энергия пионов первого поколения неизменна) P_{π}^{dec} нарастает при летнем уменьшении ρ_{at} .

Приведенные выше рассуждения и оценки дают качественное представление о механизме сезонных вариаций связанных между собой интенсивности и средней энергии потока мюонов под землей.

Эффект летнего ужесточения спектра LVD-мюонов на уровне моря (${}^s \gamma_{\mu,sl} < {}^0 \gamma_{\mu,sl} = 3.75$), обуславливающего увеличение энергии $\bar{E}_{\mu,sl}$ и интенсивности I_{μ} , имеет ту же природу, что и ужесточение энергетического спектра и возрастание интенсивности мюонов высокой энергии ($> \sim 1$ ТэВ) при увеличении угла наблюдения θ – увеличение длины свободного пробега пионов в слое атмосферы низкой плотности, приводящее к увеличению вероятности распада пионов высокой энергии. Например, результаты измерений [148] показывают, что в области энергий $2 \cdot 10^2 \text{ ГэВ} < E_{\mu} < 3 \cdot 10^3 \text{ ГэВ}$ дифференциальный спектр мюонов на уровне моря, усредненный по интервалу углов $55^{\circ} < \theta < 90^{\circ}$, описывается степенным законом с показателем $\gamma_{\mu} = 3.1$ (погрешность 7%).

Можно оценить летнее отклонение величины ${}^s\gamma_{\mu,sl}$ от среднегодовой ${}^0\gamma_{\mu,sl} = 3.75$, используя формулу (3.1) и амплитуду вариаций 10% энергии \bar{E}_μ на глубине LVD.

Полагая числитель в выражении (3.1) пренебрежимо слабо меняющимся от сезона к сезону, получаем:

$$\frac{{}^s\bar{E}_{\mu,LVD}}{{}^0\bar{E}_{\mu,LVD}} = \frac{{}^0\gamma_{\mu,sl} - 2}{{}^s\gamma_{\mu,sl} - 2} = 1.1$$

и ${}^s\gamma_{\mu,sl} = 3.59$, то есть летом показатель $\gamma_{\mu,sl}$ уменьшается на 4.2 %, что находится в пределах погрешности измерений величины $\gamma_{\mu,sl}$.

Летнее изменение формы спектра мюонов под землей (Рис. 6.8) сходно с трансформацией спектра при увеличении глубины. Отличие заключается в том, что переход к большим глубинам приводит к росту \bar{E}_μ и падению интенсивности I_μ , в то время как летнее изменение формы спектра $P_H(E_\mu)$ на глубине H сопровождается увеличением как энергии \bar{E}_μ , так и интенсивности I_μ .

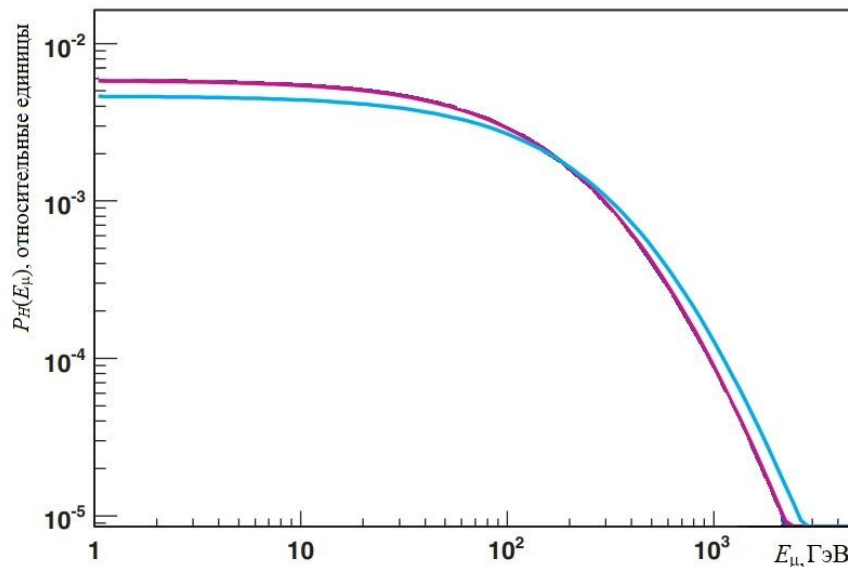


Рис. 6.8. Сезонная трансформация формы спектра мюонов – качественное представление. Красная кривая – среднегодовой спектр ${}^0P_H(E_\mu)$, синяя – летний спектр ${}^sP_H(E_\mu)$.

Очевидно, что в силу постоянства среднегодовых характеристик потока мюонов их изменение в летней период соответствуют изменению зимой с обратным знаком.

Эксперименты по установлению сезонных вариаций энергии атмосферных мюонов прямыми измерениями энергии мюонов на уровне моря или восстановлением их энергетического спектра по данным подземных установок должны отвечать основному требованию: долговременной работы (несколько лет) со стабильными параметрами и достаточным энергетическим разрешением. Имеющиеся на сегодня результаты измерений энергетического спектра мюонов в области энергий $E_\mu > 1$ ТэВ. (Рис.6.9 из [149]) показывают, что проведённые эксперименты не отвечают этому требованию – разброс данных различных экспериментов значительно превышает погрешности измерений, указанные на графике. Кроме этого, поиск сезонных вариаций средней энергии потока мюонов на уровне моря с энергиями выше 1 ТэВ не входил в программы проводившихся исследований энергетического спектра мюонов.

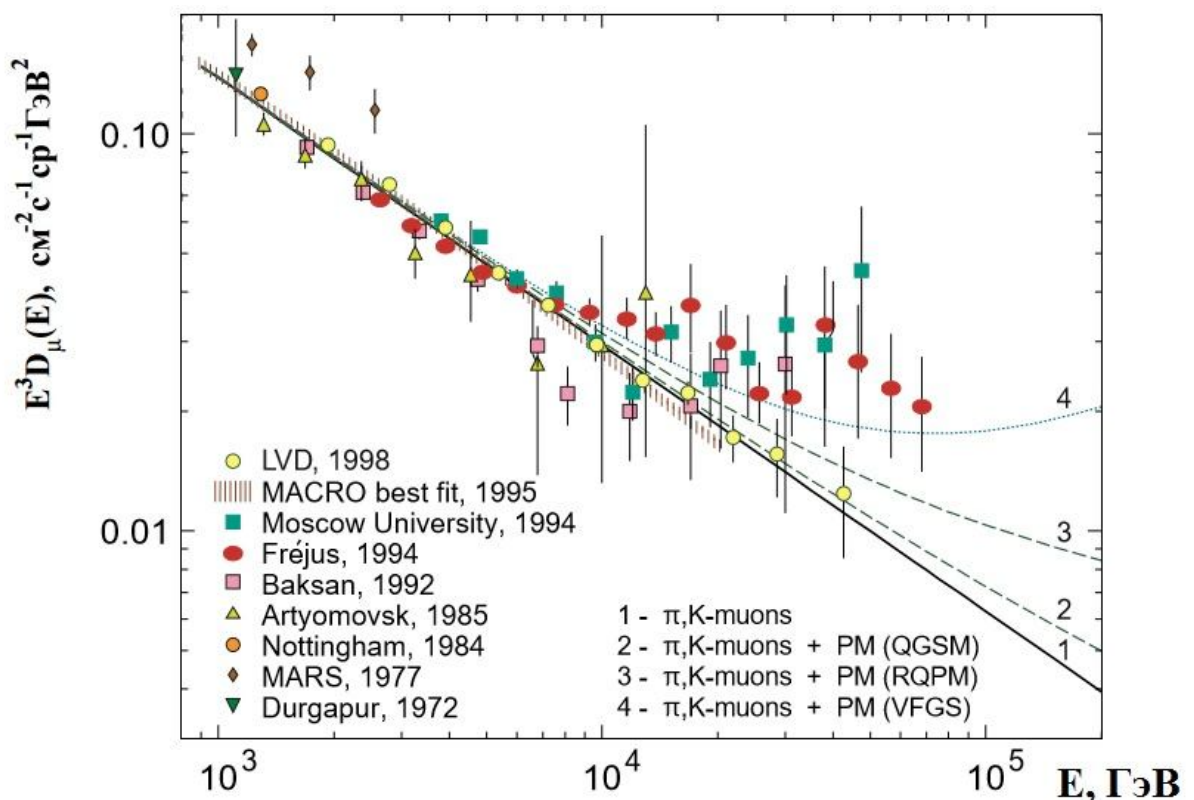


Рис. 6.9. Дифференциальные спектры мюонов на уровне моря для вертикали.

6.4. Сезонные вариации потока сg- нейтронов

Как установлено в эксперименте LVD, поток сg-нейтронов Φ_n испытывает сезонные вариации под действием двух факторов: а) изменения интенсивности мюонов $\delta I_\mu/I_\mu$, б) изменения удельного числа нейтронов $\delta N_n/N_n$. На глубине LVD вариации потока сg-нейтронов имеют амплитуду:

$$1 + \delta\Phi_n/\Phi_n^0 = (1 + \delta I_\mu/I_\mu) \times (1 + \delta N_n/N_n) = 1.015 \times 1.077,$$

$$\text{то есть } \delta\Phi_n/\Phi_n^0(I_\mu, N_n) = 9.3 \text{ \%}.$$

Полагая зависимость вариаций $\delta N_n/N_n$ только от \bar{E}_μ , приходим к выводу, что основным источником сезонных вариаций потока сg-нейтронов под землей являются вариации средней энергии мюонов $\delta\bar{E}_\mu$. Вариации числа сg-нейтронов, связанные с $\delta\bar{E}_\mu$, в 5 раз превышают амплитуду вариаций δI_μ . Как следует из рассмотрения механизма температурных вариаций характеристик потока мюонов (п. 6.3.2), это объясняется более сильной, по сравнению с I_μ , зависимостью энергии \bar{E}_μ от температурного эффекта.

Среднегодовая величина потока нейтронов на глубине H выражается формулой:

$$\Phi_n^0(H) = I_\mu^0(H) Y(\bar{E}_\mu) \lambda_n (n \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}), \quad (6.10)$$

$I_\mu^0(H)$ ($\mu \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) – среднегодовая глобальная интенсивность мюонов на глубине H ;

$Y(\bar{E}_\mu, A)$ – выход нейтронов ($n/\mu/ \text{ г}/ \text{ см}^2$) в веществе с массовым числом A при энергии мюонов \bar{E}_μ (ГэВ), соответствующей данной глубине;

λ_n ($\text{ г}/\text{ см}^2$) – длина релаксации нейтронов с энергетическим спектром сg-нейтронов (около 40 $\text{ г}/\text{ см}^2$ для стандартного грунта).

Используя для выхода $Y(\bar{E}_\mu, A)$, формулу UF

$$Y(\bar{E}_\mu, A) = b \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95} \quad (b = 4.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}),$$

приходим к выражению для потока нейтронов в веществе A :

$$\Phi_n^0(H, A) = b \lambda_n I_\mu^0(H) \bar{E}_\mu^{0.78} A^{0.95}. \quad (6.11)$$

Полагая $\delta\Phi_n/\Phi_n^0 = 0.093$, получаем выражение для сезонных модуляций потока сg- нейтронов, образуемых в веществе A на глубине LVD:

$$\Phi_n(t, A) = \Phi_n^0(H, A) [1 + 0.093 \cos(2\pi(t - t_n^0)/T_M)].$$

Усиление годовых модуляций потока космогенных нейтронов по сравнению с потоком мюонов вызывает желание связать с ними модуляции сигнала в эксперименте DAMA/LIBRA $\sim 7\%$ [150]. Этому противоречит отличие фаз модуляций потока нейтронов $t_n^0 = 185 \pm 18$ дней (максимум – начало июля) и сигнала $t_{D/L}^0 = 152.5$ дней (максимум – 2 июня). Тем не менее, учитывая большую неопределенность фазы t_n^0 , в значительной мере связанную с нерегулярными колебаниями температуры, влияние модуляций потока нейтронов на сигнал DAMA/LIBRA пока исключить нельзя.

6.5. Выводы к шестой главе

Сильная зависимость выхода нейтронов от энергии мюонов $Y_n(\bar{E}_\mu) \propto E_\mu^{0.78}$ и массового числа $Y_n(A) \propto A^{0.95}$ даёт возможность исследовать изменение средней энергии \bar{E}_μ потока мюонов по изменению числа нейтронов, генерируемых мюонами в веществе A .

Высокая средняя энергия потока мюонов, падающих на установку LVD, её размеры, наличие в конструкции установки большой массы железа, высокая эффективность и стабильность регистрации нейтронов и долговременная стабильная работа позволили установить шестикратное превышение амплитудой сезонных (температурных) вариаций потока сg-нейтронов амплитуды вариаций интенсивности мюонов, величины которых (амплитуд) априори полагались одинаковыми.

Данное превышение объясняется новым эффектом в физике атмосферных мюонов – сезонными вариациями средней энергии мюонов ТэВ’ной области. Сезонные вариации энергии \bar{E}_μ имеют тот же источник, что и вариации интенсивности I_μ : изменение ширины энергетического диапазона $\Delta E_\pi^{\text{dec}} = E_\pi^{\text{th}} \div E_\pi^{\text{cr}}$ эффективной генерации мюонов в распадах пионов

первого поколения ШАЛ и вероятности распада пионов этого диапазона вследствие вариаций плотности слоя атмосферы эффективной генерации мюонов ТэВ'ных энергий.

Действие двух этих факторов приводит к сезонным вариациям $\sim 4\%$ величины показателя дифференциального спектра мюонов γ_μ в области энергий выше 2 ТэВ на уровне моря и, вследствие этого, к вариациям интенсивности LVD-мюонов с амплитудой 1.5% и их средней энергии с амплитудой 10%.

Величина амплитуды вариаций \bar{E}_μ на глубине LVD 10% объясняется воздействием постоянных ионизационных и сильно флуктуирующих радиационных потерь энергии, превращающих крутопадающий спектр мюонов $P_{sl}(E_\mu)$ эффективного диапазона $E_{\mu, sl}^{th} \div E_{\mu, sl}^{max}$ в «ступенчатый» спектр мюонов с энергиями от 0 до ~ 540 ГэВ.

В разделе 6.4 по вариациям числа нейтронов, образуемых мюонами в веществе установки LVD, на основе данных за 15 лет работы детектора с учетом интенсивности мюонов определена амплитуда сезонных вариаций потока сg-нейтронов 9%, соответствующая глубине эксперимента LVD.

Сезонные изменения потока нейтронов, ввиду их заметной величины, необходимо учитывать при измерении выхода нейтронов. Температура атмосферы, помимо сезонных модуляций, в течение года испытывает нерегулярные изменения. В результате число нейтронов, образуемых мюонами под землей, значительно отклоняется от среднегодовой величины и гармонической функции с нарушением постоянства амплитуды модуляций $\delta\Phi_n$ и фазы колебаний t_n^0 . Это следует учитывать при анализе фона в низкофоновых подземных экспериментах.

Заключение

Установленные в диссертации характеристики космогенных нейтронов (сg-нейтронов) представляют свойства равновесной нейтронной компоненты адронного сопровождения мюонов в веществе. Эти свойства обуславливают важную роль сg-нейтронов в низкофонных экспериментах по исследованию редких процессов за рамками Стандартной модели.

Основной количественной характеристикой сg-нейтронов является выход – величина, определяющая свойство вещества генерировать нейтроны под действием мюонов. Выход связан с ядерными и электромагнитными энергопотерями мюонов ультрарелятивистских энергий и ядерными свойствами вещества.

Полученное в диссертации выражение для выхода в виде «универсальной формулы» (UF) представляет основную зависимость выхода сg-нейтронов от средней энергии потока мюонов и массового числа вещества. Согласно с экспериментальными данными, UF базируется на фундаментальных свойствах множественных процессов, электромагнитных и ядерных взаимодействий. Погрешность UF соответствует погрешностям измерений; UF позволяет с точностью не хуже 20% оценивать величину выхода и потока сg-нейтронов для любых веществ на глубинах всех современных подземных лабораторий. Напротив, погрешность расчетов с использованием программных пакетов Geant4 и FLUKA превышает погрешность измерений. Это указывает на необходимость совершенствования МК-программ, без которых невозможен точный расчет фоновых эффектов в подземных экспериментах.

Привлечение аддитивной кварковой модели глубоконеупругих процессов с учетом ядерных свойств вещества позволило объяснить форму энергетического спектра сg-нейтронов: его трёхкомпонентный состав, происхождение зависимостей T_n^{-1} и T_n^{-2} в области энергий $T_n \geq 30$ МэВ и

энергии «перегиба» спектра $T_{\delta}^{cr} \approx 60 (A^{0.25} - 0.67)$ МэВ, а также получить указание о возможности укрупнения («обрезания») спектра при ~ 1 ГэВ.

Использованная в диссертации модель образования космогенных нейтронов позволила установить связь спектра изолированных сg-нейтронов и поперечного распределения со спектром генерации сg-нейтронов и в рамках единого подхода объяснить особенности экспериментальных данных по измерению энергетических спектров сg-нейтронов и их поперечного распределения.

Поток сg-нейтронов испытывает сезонные вариации. Измерения, выполненные в ходе работы над диссертацией, показали, что амплитуда вариаций потока сg-нейтронов на глубине LVD значительно (в шесть раз) превышает амплитуду сезонных вариаций (1.5%) интенсивности мюонов, что противоречит априорному допущению о их равенстве. На основе измерений в эксперименте LVD получено: амплитуда вариаций потока сg-нейтронов определяется в основном вариациями средней энергии мюонов с амплитудой 10% на глубине LVD.

Эффект сезонных вариаций средней энергии потока мюонов на больших глубинах является новым в физике мюонов космических лучей.

Список сокращений и условных обозначений

ГДР – гигантский дипольный резонанс;

ЖС – жидкий сцинтиллятор;

ПЭ – переходный эффект;

ВНК – внутриядерный нуклонный каскад;

UF – Универсальная формула (Universal Formula);

МК – Монте-Карло;

КХД – квантовая хромодинамика;

TRD – детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector);

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;

ШАЛ – широкий атмосферный ливень;

м(км) в.э. – метр (километр) водного эквивалента;

cg – космогенный (cosmogenic);

sh – ливень (shower);

ev-, cas- – испарительные (evaporative), каскадные (cascade) нейтроны;

ph – фотоядерный (photonuclear);

em – электромагнитный (electromagnetic);

h – адронный (hadronic);

eff – эффективный;

ex, det, tec – экспериментальный (experimental), регистрируемый (detected),

технический (technical);

$N_n, Y_n, R_n, \Phi_n, F_n$ – количество, выход, скорость образования, поток, спектр нейтронов;

A_t – массовое число вещества мишени;

A^* – массовое число опорного (выбранного) вещества;

A_r – остаточное ядро в πA -взаимодействии;

a – полные ионизационные потери мюона;

$a_{1,2}$ – постоянные коэффициенты;

α – показатель степени в зависимости выхода cg -нейтронов от \bar{E}_μ ;
 α_n – показатель степени в зависимости множественности нейтронов в h -ливнях от \bar{E}_μ ;
 α_π – показатель степени в зависимости выхода пионов от \bar{E}_μ ;
 α_0 – степень нуклонного затенения в ядре для виртуальных фотонов;
 α_F – константа сильного взаимодействия;
 b – суммарные радиационные потери мюона;
 b_n, b_r, b_p – энергетические потери мюона: ядерные, тормозные, образование пар;
 b_n^{tot} – полные потери мюона на образование нейтронов;
 β – показатель степени в зависимости выхода cg -нейтронов от A ;
 β_0 – относительная скорость нуклона;
 c – скорость света;
 c_N – концентрация ядер;
 $c_A, c_E, c_\pi, c_1, c_2, c_n, c^{em}, c_{\gamma A}, c_r, c_p, c_v, c_{ph}$ – константы;
 d_t – толщина мишени;
 \bar{E}_μ – средняя энергия потока мюонов;
 \bar{E}_μ^* – опорная (выбранная) средняя энергия мюонов;
 \bar{E}_μ^\perp – средняя энергия околортикальных мюонов;
 \bar{E}_μ^{lim} – предельная средняя энергия мюонов под землей;
 $\bar{E}_\mu^{\text{глоб}}$ – средняя энергия мюонов глобального потока;
 $\Delta\bar{E}_\mu$ – абсолютная ошибка определения величины \bar{E}_μ ;
 $\Delta_t E_\mu$ – энергопотери мюона в «тонкой» мишени;
 E_p – энергия протона первичного спектра;
 E_{in} – энергия pA - взаимодействия;
 $\mathcal{E}_{em}, \mathcal{E}_h$ – энергия ливня электромагнитного, адронного;
 \mathcal{E}_r – энергия, передаваемая r -нейтрону;
 ε_t – удельные энергопотери мюона в слое вещества d_t ;

ε_h – энергопередача мюона в h -ливень в расчете на г/см^2 ;
 $\varepsilon_{1\pi}$ – энергия, затрачиваемая на один заряженный пион в h -ливне;
 $\varepsilon_{1\pi}^{ion}$ – ионизационные энергопотери ливневого пиона на длине λ_π ;
 ε^c – критическая энергия (энергопотери электрона на пути в t_r -единицу);
 ε_ϕ – энергия фотона в em -ливне;
 ε_b – энергия связи нуклона в ядре;
 ε_{th} – пороговая энергия ядерных nA -реакций;
 ε_{vis} – «видимое» энерговыделение нейтрона;
 ε_0 – показатель экспоненты в спектре «видимых» энерговыделений нейтрона;
 ε_γ^v – энергия виртуального фотона;
 H – глубина эксперимента в м (км) в.э.;
 H^{eqv} – глубина равенства потоков нейтронов от мюонов и нейтрино;
 k_n^{tec} – доля нейтронов, выходящих из мишени;
 k_n^{dec} – доля регистрируемых нейтронов, выходящих из мишени;
 k_M, k_S – отношение масс, площадей в экспериментах LVD и LSD;
 k_δ – энергопотери мюонов на образование em -ливней;
 k_π^{det} – доля распадающихся ливневых π^\pm ;
 L^{eff} – эффективный размер мишени;
 L_{sh}^h, L_{sh}^{em} – длина h -, em - ливня;
 L – толщина слоя вещества;
 L_μ^\perp – длина пробега вертикального мюона в теле данной формы;
 l_n – длина пробега нейтрона;
 $l_{ЖС}, l_{Fe}$ – длина μ -трека в ЖС и Fe;
 l_m – длина трека пиона в ядре до столкновения с нуклоном;
 l_r – расстояние от πN -столкновения в ядре до выхода нейтрона из ядра;
 λ_δ – пробег δ -нейтрона в грунте;
 λ_r – пробег r -нейтрона в ядре;
 λ_n – длина релаксации нейтронов;

λ_{np} – длина свободного пробега нейтрона относительно np -рассеяния;
 λ_{π} – длина пробега π^{\pm} в веществе;
 $\lambda_{\pi N}$ – пробег пиона в ядре;
 \mathcal{N}_A – число Авогадро;
 \mathcal{N} – число взаимодействий;
 N – число событий, частиц;
 N_r – нуклон отдачи;
 n_0 – концентрация нуклонов в ядре;
 \bar{n} – средняя концентрация нуклонов в ядре;
 $n_{a,b}$ – число частиц a, b ;
 n_n (n_{cas}, n_{ev}) – число нейтронов (каскадных, испарительных) в расчете на одно $\pi_s A$ -столкновение;
 p_n – вероятность захвата нейтрона;
 p_F – импульс фермиевского движения нуклона;
 p_r – импульс нуклона отдачи;
 $p_{\perp}^h, p_{\parallel}$ – поперечный, продольный импульсы адронной (пионной) струи;
 θ_{μ} – угол движения атмосферного мюона;
 θ_{δ} – угол движения δ -нейтрона относительно ливневого пиона;
 $\theta_{n\mu}$ – угол движения δ -нейтрона относительно μ -трека;
 Q – доля нейтронов, образуемых в ЖС;
 Q – доли нейтрино разных ароматов в полном потоке атмосферных нейтрино;
 Q^h – доля нейтронов h -компоненты в полном выходе sg -нейтронов;
 Q^{em} – доля нейтронов em -компоненты;
 R – радиус ядра;
 R_{\perp} – расстояние от μ -трека до захвата нейтрона;
 R_{\perp}^0 – показатель экспоненты \perp -распределения;
 R_{δ} – радиус области, формирующей спектр изолированных sg -нейтронов;
 $\Sigma_{\mu A}^h$ – макросечение глубоконеупругого μA -взаимодействия;

$\Sigma_{\mu A}^{em}$ – макросечение электромагнитного μA -взаимодействия;
 ΣN_{μ} – суммарное число мюонов за время экспозиции;
 ΣN_n^{det} – суммарное число нейтронов, зарегистрированных за время экспозиции;
 σ – сечение реакции;
 $\sigma_{\mu A}$ – сечение μA -взаимодействия;
 $\sigma_{\mu N}$ – сечение глубоконеупругого μN -взаимодействия;
 $\sigma_{\pi N}$ – сечение πN -взаимодействия;
 σ_{nN} – усредненное сечение nN -рассеяния нейтрона на нуклонах ядра;
 σ_{nn} – сечение nn -рассеяния;
 σ_{np} – сечение рассеяния нейтрона на протоне;
 σ_a – сечение фотопоглощения;
 σ^{ex} – относительная экспериментальная погрешность;
 $\sigma^{\text{МК}}$ – относительная погрешность МК-расчетов;
 t_{μ}^0, t_n^0 – фазы вариаций мюонов, нейтронов;
 t_r – радиационная длина;
 t – мишень (target);
 T_n – кинетическая энергия нейтрона;
 T_r – кинетическая энергия нейтрона отдачи;
 T_F – кинетическая энергия внутриядерного движения нуклона;
 T_{δ} – кинетическая энергия δ -нейтрона;
 $T1, T2$ – башни установки LVD;
 T_{at} – температура атмосферы;
 T_M – период модуляций;
 $^{\text{ex}}Y_n$ – экспериментальная величина выхода сг-нейтронов;
 Y_n^{UF} – выход сг-нейтронов, рассчитанный по UF;
 y – выход ядерной реакции;
 $y_n^{\text{ГДР}}$ – выход фотонейтронов в ГДР.

Список литературы

1. Г. Т. Зацепин, О. Г. Ряжская. Расчет генерации нейтронов μ -мезонами для различных глубин в грунте. // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 29. 1965. С.1946;
2. O. G. Ryajskaya and G. T. Zatsepin. Depth-intensity curve of nuclear events induced by muons. // in Proceedings of the 9th International Cosmic Ray Conference. Vol. 1. 1965. p. 987.
3. G. Alimonti et al. (Borexino Collaboration). The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso” // Nucl.Instrum.Meth.A Vol.600. 2009. C.568 (10.1016/j.nima.2008.11.076), arXiv:0806.2400 [physics.ins-det].
4. S. Abe et al. (The KamLAND Collaboration). Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. // Phys. Rev. Lett. Vol.100. 2008. P.221803. (<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.221803>).
5. M. Agostini et al. (GERDA collaboration). Search of Neutrinoless Double Beta Decay with the GERDA Experiment. // Nucl. Part. Physics Procs. Vol. 273 – 275. 2016. P. 1876, (10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.303).
6. R. Bernabei et al. The DAMA/LIBRA apparatus. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. Vol. 592 (3). 2008. P. 297 (<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.082>), arXiv:0804.2738 [astro-ph].
7. D. Akimov et al., WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III // Phys. Lett. B. Vol. 709. 2012. P. 14; arXiv:1110.4769.
8. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). The XENON100 dark matter experiment. // Astropart. Phys. Vol. 35. 2012. P. 573 (10.1016/j.astropartphys.2012.01.003), arXiv:1107.2155 [astro-ph.IM].
9. D. S. Akerib et al. (LUX). First Searches for Axions and Axion-Like Particles with the LUX Experiment. // Phys. Rev. Lett. Vol. 118. 2017. P. 261301, DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.261301, arXiv:1704.02297 [astro-ph.CO].
10. K. Abe et al. (XMASS Collaboration). Search for bosonic superweakly interacting massive dark matter particles with the XMASS-I detector. // Phys. Rev.

- Lett. Vol. 113. 2014. P. 121301, DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.121301, arXiv:1406.0502 [astro-ph.CO].
11. C. Amole et al. Dark Matter Search Results from the PICO-60 CF3I Bubble Chamber // Phys. Rev. D. Vol. 93. 2016. P. 052014, DOI: 10.1103/PhysRevD.93.052014, arXiv:1510.07754 [hep-ex].
12. T.C. Shantz, “*Design and Construction of the Helium and Lead Observatory*”, M.Sc. Thesis, Laurentian University, 2010; Duba, C A; Duncan, F; Farine, J; Habig, A; Hime, A; Robertson, R G H; Scholberg, K; Shantz, T; Virtue, C J; Wilkerson, J F; Yen, S "HALO – the helium and lead observatory for supernova neutrinos". Journal of Physics: Conference Series. Vol. 136 (4). 2008. P. 042077. (10.1088/1742-6596/136/4/042077).
13. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). The XENON1T Dark Matter Experiment. // arXiv:1708.07051 [astro-ph.IM].
14. M. Wurm LAGUNA-LENA working group. Studying neutrino properties in the future LENA experiment. // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements Volumes 237–238, April–May 2013, Pages 314-316 (<https://doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2013.04.114>).
15. Jost Migenda for the Hyper-Kamiokande proto-collaboration. The Hyper-Kamiokande Experiment: Overview & Status. // Proc. of NuPhys2016 arXiv:1704.05933 [hep-ex].
16. C.J. Virtue for the Collaboration HALO-1kT // Scientific Committee Meeting LNGS, 2 October 2017
<https://agenda.infn.it/getFile.py/access?contribId=25&sessionId=0&resId=0&materialId=slides&confId=14238>.
17. S. Andringa et al. (SNO+ Collaboration). Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment. // Advances in High Energy Physics, vol. 2016. 6194250 (<http://dx.doi.org/10.1155/2016/6194250>), arXiv:1508.05759.
18. N. Agafonova et al. Discovery potential for directional Dark Matter detection with nuclear emulsions. // arXiv:1705.00613 [astro-ph.CO].

19. Andi Tan et al. (PandaX-II Collaboration). Dark Matter Results from First 98.7 Days of Data from the PandaX-II Experiment. // *Physical Review Letters*, Vol.117. 2016. P. 21303, DOI:10.1103/PhysRevLett.117.121303.
20. В.Л. Дадыкин и др. О регистрации редкого события детектором нейтринного излучения под МонБланом 23 февраля 1987 года. // *Письма в ЖЭТФ*, Т.45(10).1987. С.464.
21. K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, et al. Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58. 1987. P.1490.
22. R. M. Bionta et al. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. 58. 1987. P. 1494, DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1494>.
23. Е. Н. Алексеев, Л. Н. Алексеева, В. И. Волченко, И. В. Кривошейна. О возможной регистрации нейтринного сигнала 23 февраля 1987 года на Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе ИЯИ АН СССР. // *Письма в ЖЭТФ* Т. 45. 1987. С. 461.
24. А.С. Мальгин. Изучение спектра мюонов космических лучей и их взаимодействий в области энергий до 10 ТэВ с помощью подземного сцинтилляционного детектора Артемовской научной станции ИЯИ АН СССР: Дисс. кан. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 1986) 162 с.
25. R. Bernabei et al., DAMA/LIBRA results and perspectives. // *Proceedings to the 19th Workshop "What Comes Beyond the Standard Models"*, Bled, July 11 - 19, 2016, DOI:10.1051/epjconf/201713605001, arXiv:1612.01387 [hep-ex].
26. E. Aprile et al. (XENON Collaboration). Search for WIMP inelastic scattering off xenon nuclei with XENON100. // *Phys. Rev. D* Vol. 96. 2017. P.022008, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.022008>, arXiv:1705.05830 [hep-ex].
27. Л. Б. Безруков и др., Исследование зависимости ядерных эффектов, вызываемых мюонами космических лучей, от глубины грунта // *Яд. Физ.* т. 17. 1973. С. 98.

28. Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration) Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. **81**. 1998. P. 1562; DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>.
29. G. Battistoni, P. Lipari, J. Ranft and E. Scapparone. Simulation of nuclear effects in quasi elastic and resonant neutrino interactions// preprint hep-ph/9801426, INFN/AE – 98/03 (1998).
30. А.С. Мальгин. Характеристики нейтронов, образуемых мюонами в стандартном грунте // *Яд. Физ.* т.78 №10. 2015. С. 889-893;
31. Б. М. Яворский, А.А. Детлаф, *Справочник по физике*, (Наука, Москва, 1979).
32. K.V. Manukovskiy, O.G. Ryazhskaya, N.M. Sobolevskiy, A.V. Yudin. Muon-induced Neutron Background Study for Underground Experiments. // in *Proceedings, 16th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics: Particle Physics at the Year of Centenary of Bruno Pontecorvo : Moscow, Russia, August 22-28, 2013* (2015), p. 72 – 74.
33. К.В. Мануковский, О.Г. Ряжская, Н.М. Соболевский, А.В. Юдин. Генерация нейтронов мюонами космических лучей в различных материалах // *Изв. РАН, Сер. физ.* 2015, т. 79. N3. с. 432–435.
34. H. Meyer, M.W. Tencher, E. Lohrmann. Interactions of 25 gev protons with protons and heavy nuclei in nuclear emulsions. // *Nuovo Cim.* Vol. 28. 1963. P. 1399.
35. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев *Взаимодействия высоко-энергетических частиц и атомных ядер с ядрами*, (Москва, Атомиздат 1972) стр. 647.
36. Ю. П. Никитин, И.Л. Розенталь. *Ядерная физика высоких энергий*. (М. Атомиздат, 1980) с. 232.
37. А.Н. Калиновский, Н.В. Мохов, Ю.П. Никитин. *Прохождение частиц высоких энергий через вещество*. (Энергоатомиздат, Москва 1985).
38. L.W. Jones and K. M. Terwilliger. Photoneutron Production Excitation Functions to 320 MeV // *Phys. Rev.* V. 91. 1953. P. 699.

39. Г. В. Горшков, В. А. Зябкин, Р. М. Яковлев. Образование нейтронов в Pb, Cd, Fe и Al под действием μ -мезонов высоких энергий. // Яд. Физ. Т. 18. 1973. С. 109.
40. С. Пауэл, П. Фаулер, Д. Перкинс. *Исследование элементарных частиц фотографическим методом*. (М., Иностранная Литература, 1962).
41. M. Annis, H. C. Wilkins, and J. D. Miller. Nuclear Interaction of Fast μ Mesons. // Phys. Rev. V. 94. 1954. P. 1038. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.1038>.
42. L. Bergamasco. Experimental results on the pion and neutron production by muons at 60 and 110 m w.e. // Nuovo Cimento B 66, 120 (1970).
43. 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. Т. 13. 1971. С. 791.
44. R. Hertenberger, M. Chen, and B. L. Dougherty. Muon-induced neutron and pion production in an organic liquid scintillator at a shallow depth. // Phys. Rev. C V. 52. 1995. P. 3449.
45. F. Boehm et al., Results from the Palo Verde neutrino oscillation experiment // Phys. Rev. D Vol. 62. 2000. P. 072002.
46. 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. Т. 7. 1968. С. 770.
47. E.P. An et al. Cosmogenic neutron production at Daya Bay // arXiv:1711.00588; Phys. Rev. D Vol. 97. 2018. P. 052009.
48. S. C. Blyth (Aberdeen Tunnel Experiment Collaboration), Measurement of Cosmic-ray Muons and Muon-induced Neutrons in the Aberdeen Tunnel Underground Laboratory. // Phys. Rev. D Vol. 93. 2016. P. 072005; arXiv:1509.09038.
49. 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. Т. 12. 1970. С. 340.

50. О. Г. Ряжская. Проникающие излучения подземлей и исследование их характеристик с помощью сцинтилляционных детекторов большого объема: Дисс. ... докт. физ.-матем. наук, ИЯИ РАН, (Москва .1986) 386 с.
51. S. Abe et al. Production of radioactive isotopes through cosmic muon spallation in KamLAND // Phys. Rev. C. Vol. 81. 2010. P. 025807.
52. L. Reichhart et al. Measurement and simulation of the muon-induced neutron yield in lead. // Astroparticle Physics Vol. 47. 2013. p. 67-76.
53. H. Kluck, Ph.D. thesis “*Production Yield of muon-induced neutron in Lead*”, Karlsruhe, Germany, 2015.
54. L. Bergamasco, S. Costa, and P. Picchi. Experimental results of neutron production by muons at 4300 m w.e. // Nuovo Cimento A. Vol. 13. 1973. P. 403.
55. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин, Е.А. Добрынина, Р.И. Еникеев, А.С. Мальгин, В.Г. Рясный, О.Г. Ряжская, И.Р. Шакирьянова, В.Ф. Якушев. (Коллаборация LVD). Одиночные и множественные мюоны и генерация ими нейтронов в эксперименте LVD. // Изв. РАН Сер. Физ. Т. 75. №3. 2011. С. 437-439.
56. Агафонова Н.Ю., Мальгин А.С. Анализ экспериментальных данных по выходу нейтронов от мюонов. // Яд. Физ., т.76, No.5. 2013. с.650-658.
57. Мальгин А.С. Критический анализ результатов измерения выхода нейтронов от мюонов в сцинтилляторе // Препринт ИЯИ РАН. 2012. 1333/2012 С.12.
58. Н.Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD). Измерение числа нейтронов, генерированных мюонами космических лучей, с помощью детектора LVD // Известия РАН, Сер. физ. 2015, Том 79, N3, с. 436–438.
59. Н.Ю, Агафонова. Изучение мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных ими под землей в детекторе LVD: Дисс. . . . кан. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 2015) 117 с.
60. R. Persiani. Measurement of the muon-induced neutron flux at LNGS with the LVD experiment: Ph.D. thesis, (University of Bologna, 2011) 135 p.

61. J. Bellini et al. (the Borexino Coll.) Cosmogenic Backgrounds in Borexino at 3800 m water-equivalent depth // JCAP08. 2013. P. 049
62. M. Aglietta et al. Neutron flux generated by cosmic-ray muons at 5200 hg/cm² s.r. underground. Depth-neutron intensity curve. // Nuovo Cimento C Vol. 12. 1989. P. 467; <https://doi.org/10.1007/BF02525079>.
63. K. Zbiri. Remark on the studies of the muon-induced neutron background in the liquid scintillator detectors. // Nucl. Instrum. Methods A. Vol. 615. 2010. P. 220.
64. G. Badino, G. Bologna, C. Castagnoli, et al. The 90 ton liquid scintillation detector in the Mont Blanc laboratory/ // Il Nuovo Cimento C. Vol. 7. 1984. P. 573; <https://doi.org/10.1007/BF02573783>.
65. G. Bari et al. LVD at Gran Sasso// Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. V. 264. 1988. P. 5. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)91094-7](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)91094-7).
66. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин. Светосбор в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением" // ПТЭ № 1. 2010. С. 52–57.
67. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, А.С. Мальгин. Временные характеристики процесса светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ с квазизеркальным отражением. // ПТЭ № 6. 2010. С. 29–33.
68. Н.Ю. Агафонова, А.С. Мальгин "Сравнительный анализ светосбора в сцинтилляционном счетчике объемом 1.5 м³ при диффузном и зеркальном отражении", Оптика и Спектроскопия, том 119. № 4. 2015. С. 684-690.
69. M. Aglietta *et al.* Measurement of the Neutron Flux Produced by Cosmic-Ray Muons with LVD at Gran Sasso. // in *Proceedings of the XXVI ICRC, Salt Lake City*, 1999, Vol. 2, p. 44.; hep-ex/9905047.
70. Н. Ю. Агафонова и др. (Коллаборация LVD). Измерение удельного выхода нейтронов, генерируемых мюонами, с помощью подземного детектора LVD. // Изв. РАН. Сер. физ. т. 69. 2005. С. 400.

71. V. A. Kudryavtsev, N.J.C. Spooner, J.E. McMillan. Simulations of muon-induced neutron flux at large depths underground // Nucl. Instrum. Methods A. Vol. 505. 2003. P. 688.
72. N.Yu. Agafonova et al. (LVD Collaboration). Neutrons produced by muons in LVD: Monte Carlo Simulation. // Phys.: Conf. Ser. 409012139. 2013.
73. N.Yu. Agafonova, A.S. Malgin. Universal formula for the muon-induced neutron yield. // Phys. Rev. D. Vol. 87. 2013. P. 113013; arXiv:1304.0919.
74. J J. de Pagter and R. D. Sard. Interactions of Fast μ Mesons in Lead with Small-Energy Transfer. // Phys. Rev. Vol. 118 (5). 1960. P. 1353.
75. Т. П. Аминева и др., *Исследование мюонов сверх-высоких энергий* (Наука, Москва, 1975).
76. D. E. Groom, N.V. Mokhov, and S. I. Striganov, *At. Data Nucl. Data Tables* Vol. 78. 2001. P. 183.
77. P. Lipari, T. Stanev. Propagation of multi-TeV muons // Phys. Rev. D. Vol. 44. 1991. P. 3543.
78. Amaldi Ugo. *Fluctuation in calorimetry measurements*. – Physica Scripta, vol. 23. 1981 P. 409.
79. В.Г. Недорезов, Ю.Н. Ранюк. *Фотоделение ядер за гигантским резонансом*. (Наукова думка, Киев, 1989), с. 189.
80. J.M. Kohli, I.S. Mitra, M.B. Singh. On the Interactions of 17.2 GeV π^- with Light and Heavy Emulsion Nuclei // J. Phys. Soc. Jpn. Vol. 22, 1. 1967. P. 1-6.
81. Ю.П. Никитин, И.Л. Розенталь, Ф.М. Сергеев. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами // УФН т.121. 177. С. 3–53.
82. M. May et al. Scattering of 7-GeV Muons in Nuclei. // Phys. Rev. Lett. Vol. 35. N 7. 1975. P. 407-410.
83. Н.Л. Григоров и др. Взаимодействие частиц космических лучей с различными ядрами // ЖЭТФ, т. 35. 1958. С. 3.
84. P. H. Barrett, L. M. Bollinger, G. Cocconi, Y. Eisenberg, and K. Greisen. Interpretation of Cosmic-Ray Measurements Far Underground // Rev. Mod. Phys. Vol. 24. 1952. P. 133.

85. C. Grupen, A.W. Wolfendale, and E. C. M. Young. Stopping particles underground. // *Nuovo Cimento B*. Vol. 10. 1972. P. 144.; DOI <https://doi.org/10.1007/BF02911416>.
86. E.N. Alekseev, A.E. Chudakov, V.I. Gurentsov, et al. // *in proc. of the 13th ICRC, Denver, Colorado*, volume 3. 1973. p.1936.
87. B. Baschiera, L. Bergamasco, C. Castagnoli and P. Picchi, Experimental results on muons stopping underground (60 ÷ 4500) m w.e. // *Lettere al Nuovo Cimento*, v. IV N4. 1970. P. 121.
88. Y.-F. Wang, V. Balic, G. Gratta, A. Fasso`, S. Roesler, and A. Ferrari, Predicting neutron production from cosmic-ray muons. // *Phys. Rev. D*. Vol. 64. 2001. P. 013012.
89. J. Delorme, M. Ericson, T. Ericson and P. Vogel, Pion and neutron production by cosmic ray muons underground. // *Phys. Rev. C* Vol. 52. 1995. P. 2222.; DOI: [10.1103/PhysRevC.52.2222](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.52.2222), hep-ph/9504331.
90. T. Hagner et al. Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors. // *Astroparticle Physics* Vol. 14. 2000. P. 33 – 47.; [https://doi.org/10.1016/S0927-6505\(00\)00103-1](https://doi.org/10.1016/S0927-6505(00)00103-1).
91. B. Heisinger, D. Lal, A.J.T. Jull et al. Production of selected cosmogenic radionuclides by muons 1. Fast muons // *Earth and Planetary Science Letters*. Vol. 200. 2002. P. 345 – 355.
92. D.-M. Mei, A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories // *Phys. Rev. D* Vol. 73. 2006. P. 053004.
93. H. M. Araujo, V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, and T. J. Sumner. Muon-induced neutron production and detection with GEANT4 and FLUKA. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* Vol. 545. 2005. P. 398.
94. К.В. Мануковский, О.Г. Ряжская, Н.М. Соболевский, А.В. Юдин. Генерация нейтронов мюонами космических лучей в различных веществах. *Яд. Физ.* т.79. №4. 2016. с. 417–426.

95. O. M. Horn PhD thesis “*Simulations of the muon-induced neutron background of the EDELWEISS-II experiment for Dark Matter search*”, 2008, ISSN 0947-8620.
96. V. A. Kudryavtsev, L. Pandola, V. Tomasello. Neutron- and muon-induced background in underground physics experiments. // *Eur. Phys. J. A. Vol. 36. 2008. P.171-180.*; arXiv:0802.3566.
97. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration). Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories. // *Astroparticle Physics. Vol. 19. 2003. P. 313–328.*
98. M. G. K. Menon and P. V. Ramana Murthy. Cosmic Ray Intensities Deep Underground // *Prog. Elem. Part. Cosm. Ray Phys. Vol. IX. 1967. P. 163.*
99. О. Г. Ряжская. Расчет кривой зависимости ядерных эффектов, вызываемых μ -мезонами, от глубины грунта // *Препринт ФИАН №18 (1966).*
100. F.F. Khalchukov, A.S. Mal'gin, V.G. Ryassny and O.G. Ryazhskaya. High-energy hadron background in proton decay experiments. // *Il Nuovo Cimento, v. 6C. N.3. 1983, p. 320 – 326.*
101. Ryazhskaya O.G. Neutrons from cosmic-ray muons underground // *in Proc. of 20th ECRS'06, Lisbon 2006, 6 pages, Proceedings:* <http://www.lip.pt/events/2006/ecrs/proc/ecrs06-s5-18.pdf>
102. А.С. Мальгин, О.Г. Ряжская. Нейтроны от мюонов под землей // *Яд. Физ., т. 71 № 10. 2008. С. 1800-1811.*
103. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. v. 33. 2006. p. 1232.*
104. А. П. Веселкин, Ю. А. Егоров, И. Я. Емельянов, Ю. В. Орлов, Ю. В. Панкратьев, *Спектры быстрых нейтронов за материалами и композициями защиты ядерных реакторов (атлас), (Атомиздат, 1970).*
105. Т. А. Гермогенова, С. Ф. Дегтярев, В. В. Орлов, А. П. Суворов, В. К. Тихонов, С. Г. Ципин, *Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах (Атомиздат, 1971).*

106. J. M. Carmona et al., Neutron background at the Canfranc Underground Laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment // *Astropart.Phys.* Vol. 21. 2004. P. 523-533.; arXiv:hep-ex/0403009.
107. A.S. Malgin. Phenomenology of muon-induced neutron yield. // *Phys. Rev. C* Vol. 96. 2017. P. 014605.; arXiv:1704.04993.
108. J. C. Barton. The spectrum of neutrons at 60 hg m^{-2} // in *Proceedings of the XIX ICRC, San Diego, Vol. 8. 1985. p. 98.*
109. F.F. Khalchukov et al. Measurement of the neutron energy spectrum underground. // in *Proceeding of the XX ICRC, Moscow. Vol. 2. 1987. p. 266.*
110. B. Armbruster et al., (KARMEN Collaboration). Upper limits for neutrino oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ from muon decay at rest. // *Phys. Rev. D.* Vol. 65. 2002. P. 112001. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.65.112001>.
111. 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.*
112. A. Bonardi et al. On a measurement of atmospheric stopping muons and neutron fluxes. // in *Proceeding of the 31st ICRC, Lodz, 2009, ID=icrc05080* (<http://icrc2009.uni.lodz.pl/proc/pdf/icrc05080.pdf>).
113. C. Zhang, D.-M. Mei. Measuring muon-induced neutrons with liquid scintillation detector at Soudan mine. // *Phys. Rev. D.* Vol. 90. 2014. P. 122003.; arXiv:1407.3246.
114. Cristiano Galbati, John F. Beacom. Measuring the cosmic ray muon-induced fast neutron spectrum by (n,p) isotope production reactions in underground detectors. // *Phys.Rev. C.* Vol. 72. 2005. P. 025807.; arXiv:hep-ph/0504227.
115. В. М. Бычков, В.Н. Манохин, А.Б. Пащенко, В.И. Пляскин, *Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами*, Справочник, (М., Энергоиздат 1982).

116. G. Bruno. Light output response of the LVD liquid scintillator to neutron-induced nuclear recoils. // JINST Vol. 8. 2013. P. T05004.; DOI:10.1088/1748-0221/8/05/T05004, arXiv:1304.3793.
117. В.И. Иванов, В.П. Машкович, *Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений*, М. Атомиздат (1973).
118. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, часть 1, («МИР», Москва, 1973).
119. Y.-F. Wang, L. Miller, G. Gratta. New approach to background subtraction in low-energy neutrino experiments. // Phys. Rev. D. Vol. 62. 2000. P. 013012.
120. H. Menghetti on behalf of the LVD Collaboration. Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS // Nuovo Cimento 2006. Vol. 29 C. N. 3 p.345 – 349.
121. N. Agafonova, A. Malgin. Energy spectrum of neutrons produced by muons in LVD material. // Internal LVD Report. Gran Sasso 17-July, 2008.
122. В. Локк, Д. Миздей. *Физика частиц промежуточных энергий*. (М. Атомиздат 1972) 288 с.
123. Н.А. Власов. *Нейтроны*. (Наука. Москва 1971) 552 с .
124. A. Empl, E.V. Hungerford, R. Jasim and P. Mosteiro. A Fluka study of underground cosmogenic neutron production // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. Vol. 08. 2014. P. 064.; arXiv:1406.6081 [astro-ph.IM].
125. R. Bernabei et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. // Eur. Phys. J. C. Vol. 56. 2008. P. 333.; arXiv:0804.2741 [astro-ph].
126. John P. Ralston. One Model Explains DAMA/LIBRA, CoGENT, CDMS, and XENON // arXiv:1006.5255.
127. Blum Kfir. DAMA vs. the annually modulated muon background // arXiv:1110.0857.
128. R. Bernabei et al. No role for neutrons, muons and solar neutrinos in the DAMA annual modulation results. // Eur. Phys. J. C. Vol. 74. 2014. P. 3196.; arXiv:1409.3516 [hep-ph].

129. Davis Jonathan H. Fitting the Annual Modulation in DAMA with Neutrons from Muons and Neutrinos. // *Phys. Rev. Lett.* Vol. **113**. 2014. P. 081302.; arXiv:1407.1052.
130. P. M. S. Blackett On the Instability of the Barytron and the Temperature Effect of Cosmic Rays. // *Phys. Rev.* Vol. 54. 1938. P. 973.
131. Е.Л. Фейнберг. О природе барометрического и температурного эффектов космических лучей // Доклады Академии Наук СССР. Т. LIII №5. 1946. С. 421
132. Forró, M. Temperature Effect of Cosmic Radiation at 1000-M Water Equivalent Depth. // *Phys. Rev.* Vol. 72. 1947. P.868.
133. Дорман Л. И. и Фейнберг Е. Л. Вариации космических лучей. // УФН. Т. LIX, вып. 2. 1956. с. 189-228.
134. J. Cherwinka, D. Grant, F. Halzen, K. M. Heeger, L. Hsu, A. J. F. Hubbard, A. Karle, M. Kauer, V. A. Kudryavtsev, K. E. Lim, C. Macdonald, R. H. Maruyama, S. M. Paling, W. Pettus, Z. P. Pierpoint, B. N. Reilly, M. Robinson, P. Sandstrom, N. J. C. Spooner, S. Telfer, and L. Yang (DM-Ice Collaboration). Measurement of muon annual modulation and muon-induced phosphorescence in NaI(Tl) crystals with DM-Ice17 // *Phys. Rev. D.* Vol. **93**. **2016**. P. 042001.; arXiv:1509.02486.
135. M. Ambrosio et al. (MACRO collaboration). Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO. // *Astrop. Phys.* Vol. 24. 1997. P. 109.
136. D'Angelo Davide, for the Borexino Collaboration. Seasonal modulation in the Borexino cosmic muon signal. // *Proceedings of ICRC 2011 conference*. 2011., arXiv:1109.3901.
137. Yu. M. Andreyev, A.E. Chudakov et al., Atmospheric Temperature Effect on Cosmic Ray Intensity Variation Observed at 850 hg/cm**2 Depth, *Proc. of 20th ICRC*. Volume 4. 1987. p.270.
138. Yu.M. Andreyev, A.E. Chudakov et al., Season and daily variation of the intensity of muons with $E > 220$ GeV. // *Proc. of 21st ICRC, Adelaide* .1990. p.88.
139. A. Bouchta (AMANDA). Seasonal variation of the muon flux seen by AMANDA // in *Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference*,

Salt Lake City (1999) Under the auspices of the International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP). Volume 2. Edited by D. Kieda, M. Salamon, and B. Dingus, p.108.

140. M. Selvi on behalf of the LVD collaboration. Analysis of the seasonal modulation of the cosmic muon flux in the LVD detector during 2001-2008 // in Proceedings of the 31st ICRC, Ł'OD'Z 2009.

141. P. Adamson et al. (MINOS Collaboration). Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector. // Phys. Rev. D. Vol. 81. 2010. P. 012001.; arXiv:0909.4012.

142. Н.Ю. Агафонова, В.В. Бояркин, В.Л. Дадыкин и др., Анализ сезонных вариаций потока мюонов космических лучей и нейтронов, генерированных мюонами, в детекторе LVD. // Изв. РАН Сер. физ., т. 75. №3. 2011. С. 456-459.

143. А.С. Мальгин. Сезонные модуляции энергии мюонов космических лучей под землей // ЖЭТФ. Т. 148, вып. 2 (8). 2015. стр. 247 – 251.

144. Агафонова Н.Ю. и др. (Коллаборация LVD). Сезонные вариации потока нейтронов, генерируемых мюонами, и фона естественной радиоактивности в подземной Лаборатории Гран Сассо. // Изв. РАН. Сер. физ. т.81 №4. 2017. с. 551-554.

145. M. Ambrosio et al. (MACRO Collaboration). High statistics measurement of the underground muon pair separation at Gran Sasso. // Phys.Rev. D. Vol. 60. 1999. P. 032001.

146. В.А. Кудрявцев. Изучение кривой поглощения мюонов и вторичной нейтронной компоненты на глубинах больше 3300 м в.э. на детекторах LVD и LSD: Дисс. . . . кан. физ.-мат. наук, ИЯИ РАН (Москва, 1998) 118 с.

147. Э.В. Бугаев, Ю.Д. Котов, И.Л. Розенталь, *Космические мюоны и нейтрино*, (Атомиздат, Москва 1970) стр. 320.

148. В.В. Борог, В.Г. Кирилов-Угрюмов, А.А. Петрухин и др. Энергетический спектр космических мюонов под большими зенитными углами // Яд. Физ., т. 3. 1966. С. 783;

149. E.V. Bugaev, A. Misaki, V.A. Naumov, T.S. Sinegovskaya, S.I. Sinegovsky and N. Takahashi. Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater. // Phys. Rev. D Vol.58. 1998. P. 05401.; arXiv:hep-ph/9803488v3.
150. R. Bernabei, P. Belli, F. Cappella, V. Caracciolo, S. Castellano et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase 1. // Eur. Phys. J. C Vol. 73. 2013. P. 2648.; arXiv:1308.5109 [astro-ph.GA].