ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

УДК 539.123

Громов Максим Борисович

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 1 ДО 50 МЭВ С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРА BOREXINO

Специальность 01.04.16 —
«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Чепурнов Александр Сергеевич

Москва — 2017

Оглавление

Стр.

Введение 5

Глава 1. Эксперимент Borexino 16
1.1 Общее описание эксперимента 16
1.2 Общее описание устройства детектора 19
1.3 Программа фундаментальных физических исследований на детекторе Borexino 21
1.3.1 Сочнечные нейтрино 23
1.3.2 Гео-нейтрино и редкие процессы 29
1.3.3 Поиск стерильных нейтрино 31
1.4 Регистрация нейтринного излучения в детекторе Borexino . . 36
1.5 Электронные системы сбора данных 37

Глава 2. Энергетическая калибровка детектора Borexino . . . 45
2.1 Необходимость калибровки детектора Borexino 45
2.2 Оффлайн калибровка 46
2.2.1 Калибровка по монохроматическому γ-излучению от захвата нейтрона на водороде ^{1}H 48
2.2.2 Проверка линейности энергетической шкалы по монолинии от захвата нейтрона на углероде ^{12}C 56
2.2.3 Проверка линейности энергетической шкалы по максимуму β-спектра от распада космогенного бора ^{12}B 58
2.2.4 Сопоставление энергий событий по данным систем Laben и FADC 64

Глава 3. Пространственная реконструкция событий в детекторе Borexino 65
3.1 Пространственная реконструкция событий по данным системы Laben 65
3.2 Реализация пространственной реконструкции событий по данных системы FADC 66

Глава 4. Наблюдение гео-нейтрино 70
4.1 Гео-нейтрино и исследование строения Земли 70
4.1.1 Тепловое излучение Земли 71
4.1.2 Структура и компонентный состав Земли 73
4.2 Способы регистрации гео-нейтрино 78
4.3 Оценка скорости счёта гео-нейтринных событий 81
4.4 Оценка скорости счёта реакторных событий 86
4.5 Результат измерения потока гео-нейтрино в детекторе KamLAND 94
4.6 Ожидаемый спектр гео-нейтрино в детекторе Borexino 97
4.7 Измерение потока гео-нейтрино в детекторе Borexino 98
4.7.1 Фоновые условия 100
4.7.2 Критерии отбора антинейтринных событий и обработка данных 104
4.7.3 Сопоставление результатов с разных систем сбора данных 107
4.7.4 Выделение вкладов в спектр от гео-нейтрино и реакторных антинейтрино 108
4.8 Планируемые эксперименты 111
4.8.1 SNO+ 112
4.8.2 JUNO 113
4.8.3 RENO-50 114
4.8.4 Детектор в БНО 115
4.8.5 HanoHano 116
4.8.6 LENA 118
4.8.7 Общие замечания о планируемых экспериментах 119

Глава 5. Калибровка с помощью управляемого светодиодного генератора ультракоротких импульсов 121
5.1 Цель и основные проблемы калибровочной кампании 121
5.2 Описание светодиодной системы для энергетической калибровки 123
5.2.1 Изотропность излучения 124
5.2.2 Фактический диапазон имитируемых энергий 128
5.2.3 Генератор УФ импульсов 131

5.2.4 Линия контроля мощности 132
5.2.4.1 Измерение с ФЭУ 134
5.2.4.2 Измерение с фотодиодом 135
5.2.4.3 Обсуждение результатов измерений 136
5.2.5 Общая схема светодиодной системы для энергетической калибровки 137
5.2.6 Ослабление в оптоволокне 138
5.3 Методика калибровки детектора с помощью светодиодной системы 140
5.4 Методика неосевых калибровок 141

Заключение 144

Список сокращений и условных обозначений 147

Список литературы 151

Приложение А. Коэффициенты пересчёта собранного заряда в энергию 168

Приложение Б. Фон от реакторов для разных детекторов гео-нейтрино 172

Введение

Развитие экспериментальной техники во второй половине XX века позволило надёжно регистрировать нейтринное излучение. Изначальная проблема – малые сечения взаимодействия $\sigma \approx 10^{-44} - 10^{-34}\,\text{см}^2$ – стала преимуществом. Рождаясь в плотных объектах в ходе ядерных реакций и радиоактивных распадов, нейтрино достигает наблюдателя практически без изменений своих характеристик. Поэтому становится возможным изучение физических процессов внутри Солнца и Земли, а также внутри массивных звёзд на последней стадии их эволюции, когда происходит гравитационный коллапс и вспыхивает сверхновая. Кроме того, поток нейтрино можно зафиксировать при работе АЭС и взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли. Таким образом, научные исследования в области нейтринной физики имеют фундаментальный и междисциплинарный характер.

Однако для регистрации нейтрино необходимы детекторы большого объёма с массами мишеней от сотен тонн из-за малого сечения взаимодействия в особенности в области энергий от сотен кэВ до нескольких МэВ. При этом возможно построение спектра или, в крайних случаях, выполнение минимального анализа, показывающего существование излучения от того или иного источника, либо дающего верхний предел на поток. Создание нейтринных детекторов большого объёма стало возможным только в последние три десятилетия. Были сооружены экспериментальные установки LVD [1], Super-Kamiokande [2], SNO [3], KamLAND [4],[5]. В стадии строительства находятся детекторы нового поколения – JUNO [6], [7] и HyperKamiokande [8]. В эксперименте Borexino [9] масса мишени составляет $\approx 278\,\text{т}$, что позволяет регистрировать потоки нейтрино с энергией $\sim 1\,\text{МэВ}$ от уровня в $10^6\,\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Затрудняет регистрацию событий с участием нейтрино высокий уровень фона. Он связан как с естественной радиоактивностью элементов конструкции детектора, так и с неустранимым фоном от мюонной компоненты космических лучей. Для минимизации космогенного фона установки размещают глубоко под землёй, снабжают слоистой защитой, а для минимизации собственного радиоактивного фона при строительстве используют материалы с высокой радиохимической частотой. Оставшийся вклад фоновых

событий максимально устраняется при обработки данных с помощью программных фильтров. Все эти методы экспериментальной физики нашли отражение в детекторе Borexino. При этом удалось достичь рекордно низкого уровня фона, наилучшего в мире к моменту написания данной диссертационной работы [10], [11], [12], [13], [14].

Нейтринное излучение в детекторе Borexino регистрируется с помощью реакций упругого рассеяния нейтрино на электронах и обратного β-распада. Наблюдаются электронные нейтрино от Солнца и электронные антинейтрино от реакторов АЭС и от распада долгоживущих радиоактивных изотопов в недрах Земли. Тем не менее с помощью реакции упругого рассеяния на электронах и с помощью реакций неупругого рассеяния на ядрах углерода могут регистрироваться мюонные и таонные нейтрино. Они могут возникать при вспышке сверхновой или при других астрофизических явлениях (например, гамма-всплесках) и в редких процессах (рождение атмосферных нейтрино с энергией до 50 МэВ).

С помощью детектора Borexino был получен ряд выдающихся результатов по спектроскопии нейтрино от Солнца [15],[16],[17],[18],[19], а также зарегистрированы гео-нейтрино [20], [21], проведены исследования экзотических процессов [22] и электромагнитных свойств нейтрино [23], [22], [24]. Эти результаты показали значительный потенциал детектора. Однако энергетический диапазон измерений ограничен сверху $10 - 15$ МэВ. Для регистрации вспышек сверхновых, атмосферных нейтрино низких энергий и поиска корреляций между нейтринными и другими астрофизическими сигналами (гравитационные волны, гамма-всплески и быстрые радиовсплески) необходимо иметь возможность детектировать нейтрино с энергиями до 50 МэВ. В таблице 1 дан краткий обзор возможных источников нейтринного излучения, соответствующих физических задач, а также приведены оценки ожидаемых сигналов в детекторе Borexino и ссылки на исследования.

Электронная система сбора данных детектора Borexino, называемая Laben [9], была разработана для спектроскопии нейтрино, возникающих в ходе термоядерных реакций внутри Солнца. Основная задача состояла в регистрации нейтрино с энергией 862 кэВ от реакции с участием ^{7}Be. Поэтому система сбора данных была спроектирована для работы в субмэвном

диапазоне с минимальным порогом в ~ 200 кэВ[1]. При регистрации событий с энергиями на два порядка больше (около $10 - 20$ МэВ) система сбора данных Laben выдаёт искажённую информацию, так как происходит переполнение зарядочувствительных усилителей. Как следствие, понижается эффективность регистрации событий.

Есть и другие недостатки системы Laben:

1. наличие мёртвого времени после каждого триггера;
2. неспособность регистрировать большого числа событий (от $\sim 3 - 5$) за короткий (< 1 мс) интервал времени;
3. тип применяемых АЦП не позволяет производить отбор событий по форме импульса[2];
4. недостаточная эффективность мюонного триггера, приводящего даже при применении дополнительных программных алгоритмов к пропуску примерно одного мюона раз в три дня;
5. сбои и отказы в работе отдельных модулей электронной системы, что ведёт к потере живого времени;
6. потеря времени (до нескольких минут) при перезапуске сеанса измерений, который выполняется каждые шесть часов.

Чтобы расширить диапазон измеряемых энергий и преодолеть недостатки имеющейся системы Laben, был разработан и внедрён в структуру сбора данных Borexino дополнительный электронно-измерительный комплекс. Он базировался на быстрых (400 МГц) АЦП, за что в англоязычной литературе получил название FADC (от англ. *Flash ADC system*, русский вариант – *система на быстрых АЦП*). Согласно [9], [26], [27] и [28] у нового комплекса также было несколько дополнительных преимуществ:

1. регистрация событий в диапазоне энергий от 1 до ~ 50 МэВ;
2. гибкая логика выработки главного триггера на базе цифрового модуля с ПЛИС;
3. отсутствие мёртвого времени между событиями;
4. рабочий цикл $\sim 100\%$;
5. независимость комплекса FADC от системы сбора данных Laben.

[1] Соответствующая энергия регистрируемых нейтрино с помощью реакции упругого рассеяния на электронах составляет ~ 400 кэВ.

[2] Удалось для событий с энергией до ~ 5 МэВ реализовать отбор по методу Gatti [25].

Источник	Тип нейтринного излучения	Ожидаемый диапазон энергий	Оценка полного потока в LNGS	Каналы регистрации
		МэВ	$см^{-2}с^{-1}$	
Солнечные нейтрино				
CNO*	ν_e	< 1.740	$\sim 5 \cdot 10^8$	νe-ES
pep	ν_e	1.442	$\sim 1.5 \cdot 10^8$	νe-ES
^{8}B	ν_e	< 14.060	$\sim 5 \cdot 10^6$	νe-ES
hep	ν_e	< 18.773	$\sim 8 \cdot 10^3$	νe-ES
Солнечные вспышки	ν_e, ν_μ, $\overline{\nu}_\mu$	< 50	$\sim 1 - 100$	νe-ES ν^{12}C-NC, ν^{12}C-CC
Осцилляции ^{8}B-нейтрино в антинейтрино	$\overline{\nu}_e$	< 14.060	< 100	IBD
Иные источники				
Гео-нейтрино	$\overline{\nu}_e$	< 3.26	$\sim 2 - 5 \cdot 10^6$	IBD
Атмосферные нейтрино	ν_e, $\overline{\nu}_e$, ν_μ, $\overline{\nu}_\mu$	< 50	$\lesssim 10 - 100$	νe-ES, νp-ES IBD, ν^{12}C-NC, ν^{12}C-CC
Вспышки сверхновых	ν_e, $\overline{\nu}_e$, ν_μ, $\overline{\nu}_\mu$, ν_τ, $\overline{\nu}_\tau$	< 50	$\sim 10^8 - 10^{10}$	νe-ES, νp-ES IBD, ν^{12}C-NC, ν^{12}C-CC
DSNB	ν_e, $\overline{\nu}_e$, ν_μ, $\overline{\nu}_\mu$, ν_τ, $\overline{\nu}_\tau$	$\sim 10 - 50$	$\lesssim 10^4$	νe-ES, νp-ES IBD, ν^{12}C-NC, ν^{12}C-CC
Гамма-всплески	ν_e, $\overline{\nu}_e$, ν_μ, $\overline{\nu}_\mu$, ν_τ, $\overline{\nu}_\tau$	< 50	$< 10^{10}$	νe-ES, IBD

* Не учитываются реакции eN, eO, eF, так как невозможно выделить их из фона в детекторе Borexino.

Таблица 1 — Классификация компонент нейтринного спектра в детекторе Borexino по возможным источникам. **Рассматривается область энергий нейтрино от** 1 **до** 50 **МэВ.** *Обозначения:* νe-ES – упругое рассеяние нейтрино на электронах, νp-ES – упругое рассеяние нейтрино на «свободных» протонах, IBD – обратный β-распад, ν^{12}C-NC – реакция на углероде ^{12}C через нейтральный ток, ν^{12}C-CC – реакция на углероде ^{12}C через заряженный ток.

Для использования новой системы на быстрых АЦП необходимо было провести калибровку и разработать программное обеспечение для возможности выполнения обработки данных. Созданные инструменты должны были быть протестированы в ходе совместного анализа с применением обеих систем.

Совместный анализ выполнялся при измерении гео-нейтринного потока, так как методология этого анализа была хорошо разработана [20], [21]. Также совместный анализ проводился при поиске корреляций между гамма-всплесками и нейтринными сигналами.

Важно отметить, что в дальнейших исследованиях система сбора данных на быстрых АЦП будет активно использоваться и при измерениях в области энергий $1-3$ МэВ в рамках программы SOX по поиску стерильных нейтрино [29].

Целями данной работы являются:

1. обеспечение возможности регистрации нейтрино от различных источников в детекторе Borexino в диапазоне энергий от 1 до ~ 50 МэВ;
2. измерение потока гео-нейтрино;
3. проверка созданных инструментов в ходе измерений на детекторе и при проведении анализа данных.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Выполнить калибровку системы сбора данных FADC, используя для этого имеющиеся данные.
2. Выполнить калибровку с помощью радиоактивных источников.
3. Разработать новую оригинальную систему для онлайн калибровки при энергиях от 1 до ~ 50 МэВ.
4. Разработать алгоритм восстановления пространственного положения событий в детекторе по данным системы FADC. Реализовать этот способ в виде программного инструмента, который был бы встроен в имеющуюся среду обработки данных. Исследовать качество пространственной реконструкции.
5. Проверить созданные программные инструменты путём сопоставления результатов поиска антинейтринных событий в данных измерений, сделанных при помощи систем FADC и Laben.

6. Построить спектр антинейтрино, используя результаты обеих систем сбора данных. Выделить гео-нейтринный вклад. Оценить поток и вероятность нулевого гео-нейтринного сигнала.

Научная новизна

1. Коррекция энергетической шкалы детектора Borexino была выполнена общепринятым методом наблюдения за дрейфом моноэнергетической гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H. Научная новизна заключается в разработанной автором диссертации специальной процедуре обработки экспериментальных данных, выбирающей в автоматическом режиме по форме спектра момент смены коэффициента пересчёта измеренного заряда в энергию.
2. Предложена новая методика онлайн калибровки жидкосцинтилляционных детекторов без использования радиоактивных источников в области энергий от 1 до ~ 50 МэВ.
3. На основе технологии искусственных нейронных сетей разработан и реализован способ отбора событий по их координатам для детектора со сферической геометрией и при условии большого количества ($> 10^3$) фотоумножителей, объединённых произвольным образом в группы.
4. Измерен поток гео-нейтрино в Национальной лаборатории Гран-Сассо, а гипотеза отсутствия нейтринного излучения из внутренних слоёв Земли исключена с достоверностью 5.9σ в ходе поиска гео-нейтрино.

Достоверность

Результаты измерения потока гео-нейтрино согласуются с данными, полученными ранее на детекторах Borexino и KamLAND с меньшей статистической значимостью. Экспериментальные результаты соответствуют теоретическим оценкам, однако, требуют уточнения (большей статистики) для построения наиболее правильной модели структуры, компонентного состава и эволюции Земли. Результаты калибровки и пространственной реконструкции событий, зарегистрированных системой FADC, сопоставлялись с аналогичными данными параллельно работающей системы Laben. Использование новых программных инструментов, созданных диссертантом, разрешалось коллаборацией Borexino только после получения удовлетворительных результатов проверки соответствия.

Для проверки реализуемости предложенной методики онлайн калибровки выполнено Монте-Карло моделирование, которое подтвердило теоретические оценки и правильность выбора компонентов для калибровочной системы.

Практическая значимость

Подход, применённый для определения положений событий в детекторе, является универсальным и может быть использован для пространственной реконструкции событий в любых детекторах нейтрино и тёмной материи, работающих в режиме реального времени. Также разработанный алгоритм можно применять в области физики ядра и элементарных частиц для разделения событий по форме импульса.

Разработанная специальная процедура обработки экспериментальных данных для коррекции энергетической шкалы может быть использована в других нейтринных детекторах на органических жидких сцинтилляторах.

Энергетическая шкала и программа восстановления пространственного положения события в детекторе для системы сбора данных на быстрых АЦП применяются членами коллаборации Borexino в разных анализах, а также при исследовании стабильности детектора и при мониторинге работоспособности аппаратуры. В эксперименте SOX, который будет проводиться на базе детектора Borexino, созданное программное обеспечение планируется активно использовать.

В работе описана новая методика калибровки в реальном времени жидко-сцинтилляционных несегментированных детекторов нейтрино типа Borexino без использования радиоактивных источников в области энергий от 1 до ~ 50 МэВ. У предложенной методики есть дополнительные практические применения:

1. Имитация реакции обратного бета-распада в детекторе Borexino.
2. Уточнение пространственной реконструкции положения событий в детекторе Borexino.
3. Исследование оптических свойств жидких органических сцинтилляторов.
4. Изучение эффекта наложений сцинтилляционных событий.
5. Проверка и тестирование электронных системы сбора данных жидко-сцинтилляционных детекторов.

Разработанные аппаратные средства представляют собой управляемый источник коротких ультрафиолетовых импульсов, что позволяет применять разработанную систему калибровки в аналитическом приборостроении и в медицине.

Подтверждение существования гео-нейтрино с достоверностью 5.9σ и измерение соответствующего потока частиц в Национальной лаборатории Гран-Сассо открывают новые перспективы по исследованию внутренних областей Земли. Эти результаты помогут лучше понять, как эволюционировала Земля с точки зрения геологии и геофизики, каков её компонентный состав и какова структура.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Измерен поток электронных антинейтрино из недр Земли (гео-нейтрино) в детекторе Borexino по данным, набранным в период с декабря 2007 по март 2015. Результаты измерения исключают гипотезу отсутствия гео-нейтрино.
2. Выполнена коррекция энергетической шкалы детектора Borexino, изменяющейся в связи с деградацией светосбора. В основу коррекции положено наблюдение за дрейфом моноэнергетической гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H. Процедура коррекции позволила дополнительно проконтролировать долговременную стабильность работы детектора Borexino.
3. Разработан метод калибровки жидко-сцинтилляционных детекторов без использования радиоактивных источников, позволяющий построить шкалу в диапазоне энергий от 1 до ~ 50 МэВ. Метод основан на имитации сцинтилляционных сигналов от продуктов ядерных реакций в детекторе с помощью коротких ультрафиолетовых импульсов, вызывающих люминесценцию.
4. Для улучшения отношения сигнал/фон и для отбора пространственно связанных событий, обусловленных ядерными реакциями в детекторе Borexino, разработана и применена методика, основанная на определении пространственных координат сцинтилляционных сигналов с помощью нейронных сетей.

Личный вклад

Для регистрации нейтрино и проведения исследований с использованием системы сбора данных на быстрых АЦП (FADC) детектора Borexino автор выполнил следующие работы:

1. Осуществил энергетическую калибровку электронно-измерительного комплекса на быстрых АЦП, используя в качестве реперных точек моноэнергетические гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H и углероде ^{12}C, а также максимум бета-спектра ^{12}B.
2. Выполнил коррекцию энергетической шкалы детектора Borexino, изменяющейся в связи с деградацией светосбора. В основу коррекции положено наблюдение за дрейфом моноэнергетической гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H. Используя особенности процедуры коррекции, провёл мониторинг долговременной стабильности работы детектора Borexino.
3. Разработал метод калибровки детектора без использования радиоактивных источников в области энергий от 10 до ~ 50 МэВ в режиме реального времени. Калибровочная система была спроектирована и протестирована.
4. Разработал методику отбора событий в детекторе Borexino, основанную на определении пространственных координат сцинтилляционных сигналов с помощью нейронных сетей. Методика применена в гео-нейринном анализе.

В рамках исследований гео-нейтрино и внутреннего строения Земли с помощью детектора Borexino диссертант выполнил анализ данных системы FADC, результаты которого учитывались при построении спектра антинейтрино в области энергий от 1.8 до ~ 9 МэВ. В этом спектре диссертантом выделены вклады от различных источников. Получено число зарегистрированных гео-нейтрино, оценен соответствующий поток и вероятность отсутствия нейтринного излучения из недр Земли.

Апробация работы

Материалы данной работы многократно представлялись автором и обсуждались с коллегами на регулярных совещаниях коллаборации Borexino. Получено одобрение со стороны коллаборации на использование материалов в рамках диссертации. Основные результаты работы докладывались лично автором на следующих конференциях и семинарах:

1. The Calibration System Based On the Controllable UV/visible LED Flasher for the Veto System of the DarkSide Detector. MEPhI. Moscow, Russia, October 10-14, 2016. The 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics. (*Abstract* ICPPA-2016).
2. Online calibration of neutrino liquid scintillator detectors above 10 MeV. MEPhI. Moscow, Russia, October 5-10, 2015. International Conference on Particle Physics and Astrophysics. (*Abstract* ICPPA-2015).
3. Antineutrino physics in Borexino. MSU. Moscow, Russia, August 20-26, 2015. The 17th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics. (*Presentation* 17LomConf).
4. Исследования антинейтрино и его источников в эксперименте BOREXINO. ИЯИ РАН. Троицк, Россия, 19 января 2015. Доклад на семинаре ОФВЭ ИЯИ РАН (рук. Ю.Г. Куденко). (*Презентация* на сайте семинара).
5. Гео-нейтрино и исследования строения Земли. НИИЯФ МГУ. Москва, Россия, 25-26 ноября 2014. XV межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». (*Труды* XV школы).
6. Исследования антинейтрино и его источников в эксперименте Борексино. НИЯУ МИФИ, ОФН РАН. Москва, Россия, 17-21 ноября 2014. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» - 2014. (*Презентация* ICSSNP-2014).

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях.

Из них 3 статьи удовлетворяют требованиям ВАК

1. *Agostini M.*, *Gromov M. B.*, *et al.* Borexino's search for low-energy neutrino and antineutrino signals correlated with gamma-ray bursts // Astropart. Phys. 2017. Vol. **86**. Pp. 11–17. (*Preprint* 1607.05649v2). Публикация в составе коллаборации. Издание рецензируемое и индексируется в международных базах Web of Science и Scopus.

2. *Agostini M.*, *Gromov M. B.*, *et al.* Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data // Phys. Rev. D. 2015. Vol. **92**, № 3. P. 031101. (*Preprint* 1506.04610v2). Публикация в составе коллаборации. Издание рецензируемое и индексируется в международных базах Web of Science и Scopus.

3. *Громов М. Б.* Исследования антинейтрино и его источников в эксперименте Борексино // Ядерная физика и инжиниринг. 2014. Т. **5**, № 9—10. С. 782. (*Электронная версия* elibrary.ru). Рецензируемое издание, включено в Перечень ВАК.

Остальные статьи по теме диссертации

4. *Chepurnov A. S.*, *Gromov M. B.*, *Shamarin A. F.* Online calibration of neutrino liquid scintillator detectors above 10 MeV // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. **675**, № 1. P. 012008. URL IOP website. Издание индексируется в международных базах Web of Science и Scopus.

5. *Chepurnov A. S.*, *Gromov M. B.*, *et al.* The Calibration System Based On the Controllable UV/visible LED Flasher for the Veto System of the DarkSide Detector // J. Phys.: Conf. Series. 2017. Vol. **798**, № 1. P. 012118. URL IOP website. Издание индексируется в международных базах Web of Science и Scopus.

6. *Громов М. Б.* Гео-нейтрино и исследования строения Земли // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». НИИЯФ МГУ. Москва, Россия: МГУ, 2014. С. 88—97. (*Труды* XV школы).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 173 страницы, включая 48 рисунков и 16 таблиц. Список литературы содержит 215 наименований.

Глава 1. Эксперимент Borexino

В главе даётся общий обзор целей эксперимента Borexino, методов регистрации нейтринного излучения, приводится общее описание устройства детектора и систем сбора данных. Также освещается вопрос фоновых условий, включающий в себя радиохимическую частоту сцинтиллятора и конструкционных материалов, экранировку от мюонной компоненты вторичных космических лучей, удалённость от научно-исследовательских реакторов и АЭС.

1.1 Общее описание эксперимента

Детектор Borexino расположен в Национальной лаборатории Гран-Сассо (сокр. LNGS) в зале C подземного комплекса, как показано на рисунке 1.1 Скальный массив над лабораторией обеспечивает частичную защиту от космических лучей аналогичную 3800 мвэ. В результате поток мюонов на 6 порядков слабее, чем на поверхности, и составляет в среднем[1] $(3.41 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}\,\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$ или $(4310 \pm 2(\text{стат}) \pm 10(\text{сист}))$ событий/день [30].

Экспериментальная установка представляет собой низкофоновый жидко-сцинтилляционный детектор работающий в режиме реального времени и снабжённый слоистой защитой. Общая схема представлена на рисунке 1.2.

Изначально эксперимент был нацелен на спектроскопию нейтрино от Солнца (электронных нейтрино), в особенности от реакции с ^{7}Be [31]. Требовалось детектировать процессы, сечение которых $\sigma \sim 10^{-43}\,\text{см}^2$. Поток же нейтрино от разных реакций термоядерного синтеза на Солнце оценивался в диапазоне от 10^6 до $10^{10}\,\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. В зависимости от потока и энергии частиц скорость счёта в детекторе ожидалась от единиц событий в год до сотни событий в день [31]. Построение и анализ спектра при небольшой статистике и малой энергии солнечных нейтрино ($\lesssim 1\,\text{МэВ}$) усложнялись значительным фоном, вызванным как естественной радиоактивностью материалов,

[1] Т.е. без учёта годовых модуляций

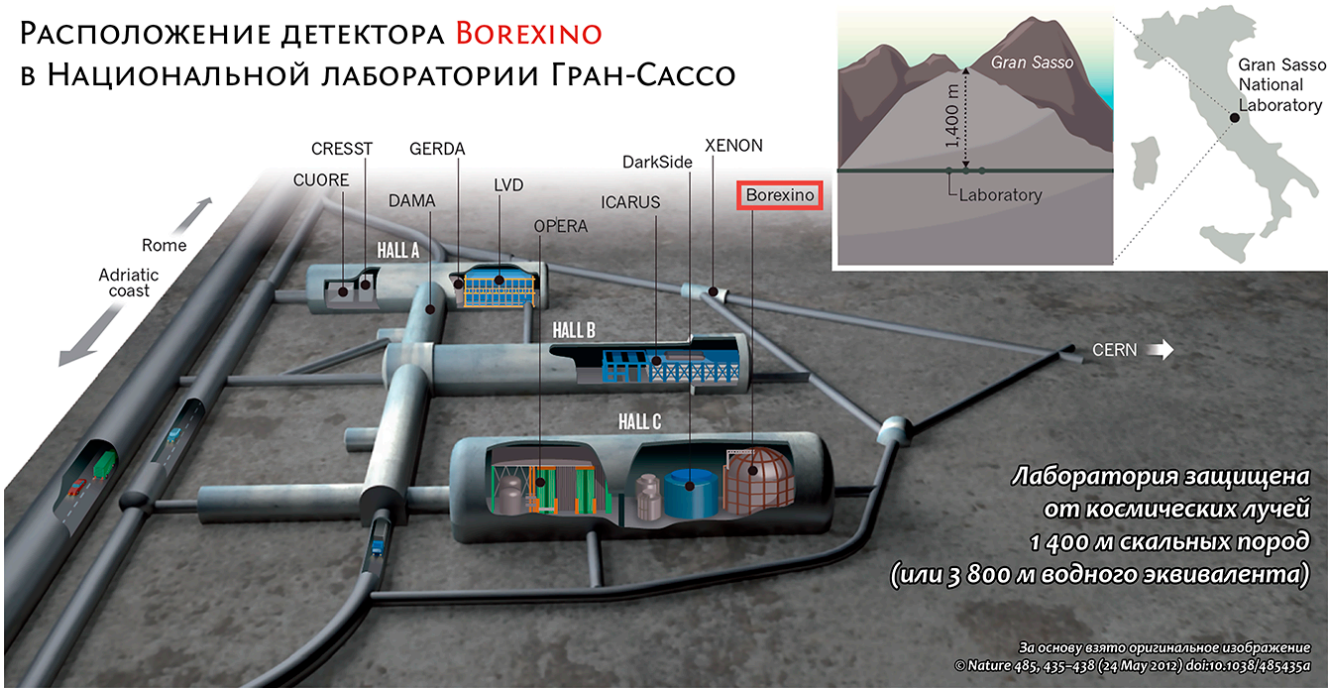


Рисунок 1.1 — Общая схема Национальной лаборатории Гран-Сассо с указанием расположения детектора Borexino.

так и космическими лучами. Предпринятые со временем исследования редких процессов и гео-нейтрино имели в качестве источника дополнительного фона антинейтрино от промышленных и научно-исследовательских реакторов.

Обеспечить возможность проводить исследования удалось путём использования четырёх технологий. Во-первых, использовалась слоистая защита, выраженная размещением детектора в подземной лаборатории, внешним черенковским детектором, двумя внутренними буферными объёмами и приповерхностным слоем мишени. Во-вторых, конструкционные материалы, использованные для сооружения детектора, специально отбирались, исследовались и проходили процедуру дополнительной очистки, чтобы обеспечить максимальную радиохимическую чистоту. Более того, сцинтиллятор очищался несколько раз в ходе набора данных. В-третьих, фоны учитывались и/или устранялись при анализе собранной информации. При измерениях в области энергией от 1 до 8 – 9 МэВ присутствует фон от реакторных нейтрино. Детектор удачно расположен в Италии, где нет АЭС, хотя в Европе и сосредоточено до половины всех реакторов в мире. Значительное среднее расстояние до АЭС, составляющее около 1170 км, обеспечивает малое количество фоновых антинейтрино, которое оценивается в $\sim$ 10 со-

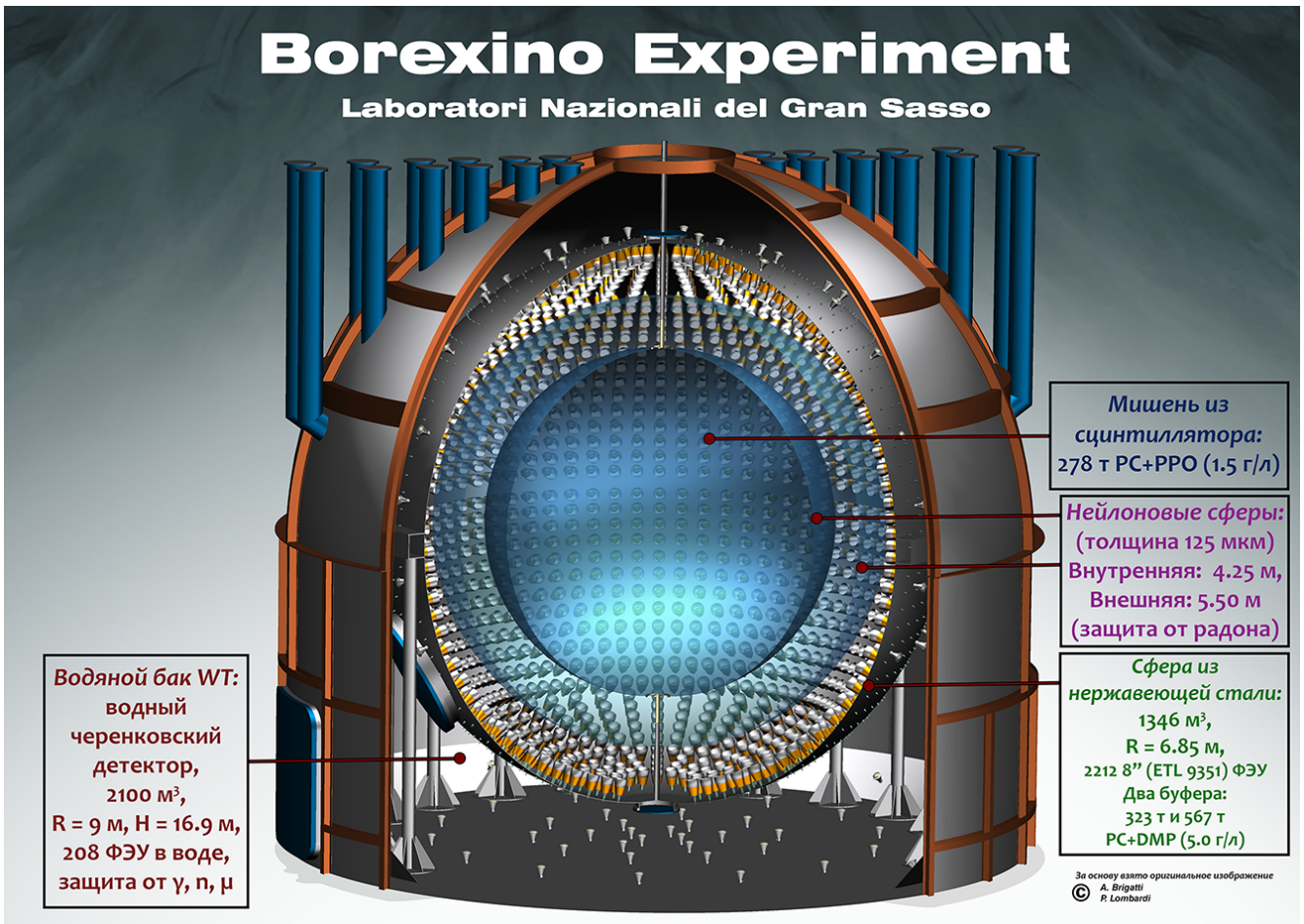


Рисунок 1.2 — Общая схема устройства детектора Borexino.

бытий в год. Этот вопрос подробно разбирается в главе 4, где, тем не менее, показано значительное влияние фона от реакторов на регистрацию потока гео-нейтрино.

Спектроскопия солнечных нейтрино с энергиями в сотни кэВ в детекторе большого объёма требует большого световыхода, 10^4 фотонов/МэВ или сотни ф.э. на 1 МэВ. Используемый в Borexino сцинтиллятор обеспечивает ~ 500 ф.э./МэВ. Такое малое количество фотоэлектронов по сравнению с числом ФЭУ (~ 2200) требует особого режима функционирования последних и качества изготовления. Каждый ФЭУ должен быть способен регистрировать одиночные фотоэлектроны (однофотоэлектронный режим). Поэтому все фотоэлектронные умножители проходили предварительное тестирование и отбор [32]. Сцинтиллятор, используемый в детекторе, относится к категории быстрых, т.е. продолжительность свечения составляет десятки нс, а послесвечение длится не более нескольких сотен нс. Разным

частицам соответствуют разные формы импульсов, что позволяет проводить соответствующий отбор событий в детекторе Borexino.

Как уже отмечалось во введении, за сбор данных отвечают две системы. Фактически система для регистрации солнечных нейтрино Laben позволяет выполнять прецизионные измерения в субмэвном диапазоне энергий, в то время как вторая, FADC, предназначена для исследования редких процессов и наблюдения вспышек сверхновых в области энергий от 1 до ~ 50 МэВ. Однако обе системы взаимодополняют друг друга. Более того, они независимы, что повышает общее живое время работы детектора. Энергетическое разрешение у систем зависит от числа работающих ФЭУ. В конце 2009 года оно составляло для системы Laben $5\%/\sqrt{E(\text{МэВ})}$, а для системы FADC – $8.5\%/\sqrt{E(\text{МэВ})}$. К 2017 году энергетическое разрешение ухудшилось примерно в два раза.

В детекторе Borexino возможно отбирать пространственно связанные события в данных благодаря наличию реконструкции их положения. На конец 2009 года разрешение по координате составляло $11\,\text{см}/\sqrt{E(\text{МэВ})}$ для системы Laben и $22\,\text{см}/\sqrt{E(\text{МэВ})}$ для системы на быстрых АЦП.

1.2 Общее описание устройства детектора

Мишень детектора представляет собой 278 тонн жидкого органического сцинтиллятора (сокр. ЖОС), состоящего из псевдокумола (сокр. PC, от англ. *pseudocumene*, 1,2,4-триметилбензол, $C_6H_3(CH_3)_3$) с добавкой 1.5 г/л 2,5-дифенилоксазола (сокр. PPO, $C_{15}H_{11}NO$) [33] и помещённого в тонкий (125 мкм) прозрачный нейлоновый резервуар (сокр. IV, от англ. *Inner Vessel*) [34] с радиусом 4.25 м. Рабочий объём окружает слоистая защита. Непосредственно к мишени примыкает буфер. Он разделён на два сопредельных объёма внешним нейлоновым резервуаром (сокр. OV, от англ. *Outer Vessel*) с радиусом 5.75 м. Нейлоновые сферы не только ограничивают, но и служат в качестве барьера против проникновения извне радона ^{222}Rn и других радиоактивных изотопов. Между OV и IV содержится раствор поглотителя диметилфталата (сокр. DMP, от англ. *dimethylphthalate*) в PC. DMP обеспечивает гашение сцинтилляций в псевдокумоле. В начале сбора

данных концентрация диметилфталата составляла 5.0 г/л. Позже она была дважды уменьшена (до 3.0 г/л и 2.0 г/л соответственно), чтобы максимально ослабить возникшую течь во внутреннем резервуаре [35]. Внешний объём ограничен также сферой из нержавеющей стали (сокр. SSS, от англ. *Stainless Steel Sphere*), на которой расположены 2212 8-дюймовых ФЭУ (ETL 9351). Диаметр SSS составляет 13.7 м. Пространство между стальной сферой и внешним нейлоновым резервуаром заполнено PC с добавлением DMP. Буферные слои призваны защищать мишень от внешних γ-квантов, быстрых нейтронов и продуктов распадов радиоактивных изотопов, в особенности ^{222}Rn. Все компоненты установки внутри SSS вместе образуют внутренний детектор (сокр. ID, от англ. *Inner Detector*).

Вне стальной сферы располагается очередной уровень слоистой защиты, основной задачей которого является учёт мюонного фона. Конструктивно этот уровень представляет собой черенковский детектор и называется внешним (сокр. OD, от англ. *Outer Detector*). Водный бак (сокр. WT, от англ. *Water Tank*) для него выполнен в виде цилиндра с полусферой с одного из торцов и имеет 16.9 м в высоту и диаметр в 18 м. Излучение собирается с помощью 208 8-дюймовых ФЭУ. Они установлены на основании водного бака и на внешней поверхности стальной сферы. Для увеличения светосбора все внутренние поверхности OD покрыты специальным материалом Lumirror E6SR с коэффициентом отражения $\sim 90\%$. В качестве мишени используется сверхчистая вода. Эффективность регистрации мюонов с помощью OD[2] равна $(99.25 \pm 0.02)\%$ [36]. Являясь активным вето, внешний детектор также выполняет роль пассивной защиты от внешних излучений. Подробно про OD можно прочитать в статье [36].

Для выполнения калибровок с использованием радиоактивных и светодиодных источников на вершине детектора располагается специальная комната, имеющая Класс чистоты 100. В ней расположен как сам вводной канал диаметром 10.16 см (или 4”) и длиной около 5 м, так и сопутствующая инфраструктура: вводная камера с фиксированным давлением[3], чистый герметизированный рабочий бокс с вмонтированным перчатками[4], стержни и кабели калибровочной системы, элементы системы автоматиза-

[2]Эффективность триггера внешнего детектора. Подробнее в параграфе 1.5.

[3]В документации используется английский термин *six-way vacuum cross*.

[4]В документации используется английский термин *glovebox*.

ции ввода и контроля и т.д. Некоторые детали приводятся в главе 5, а полное описание есть в статье [37] и диссертации [38].

Детектор Borexino окружает комплекс технических сооружений, обеспечивающих получение, очистку и хранение сцинтиллятора, буферной жидкости, сверхчистой воды и сжиженного азота N_2[5]. Также есть специальный комплекс для очистки различных изделий от поверхностных радиоактивных загрязнений. Электроника систем сбора данных, высоковольтное питание ФЭУ и система медленного контроля располагаются рядом с детектором, хотя управление им может осуществляться как локально, так и удалённо. Подробное описание всех систем может быть найдено в статьях [9], [10] и [11]. Там же приводятся данные о достигнутом уровне радиохимической чистоты[6], которые резюмированы в таблице 2. Часть информации, в том числе для первой и второй фаз эксперимента, взята из [35], [19], [12].

1.3 Программа фундаментальных физических исследований на детекторе Borexino

Программа фундаментальных физических исследований разделена на три фазы. Первые две из них имеют два научных направления: основное и дополнительное. Основное направление нацелено на измерение потоков нейтрино от Солнца, рождающихся в разных реакциях термоядерного синтеза, протекающих в центре звезды. Дополнительное состоит из множества разнообразных физических исследований, посвященных изучению с помощью нейтринного излучения астрофизических объектов и явлений, строения и эволюции Земли, свойств элементарных частиц. Третья фаза эксперимента направлена на поиск стерильных нейтрино с использованием искусственно созданного радиоактивного источника ^{144}Ce-^{144}Pr.

Первая фаза началась с момента запуска детектора в 16 мая 2007 года и завершилась 9 мая 2010 с началом очередного периода калибровки внутреннего детектора и очистки сцинтиллятора путём многократной водной

[5]Псевдокумол не получают в лаборатории. Необходимое количество было закуплено у компании Polimeri Europa (Sarroch-IT). Другое дело с сжиженным азотом и сверхчистой водой. Они могут быть получены непосредственно в лаборатории.

[6]Указанные уровни приведены с учётом программного анализа собранных данных.

Нуклид	**Ест. распростр.** и источник	**Типичное значение в ЖОС** счёт \/ массовая фракция	**Целевое значение** счёт \/ масс. фрак.	**Фаза I** счёт \/ масс. фрак.	**Фаза II** счёт \/ масс. фрак.
^{14}C	10^{-12} г/г космогенный (из ^{14}N)	10^{12} свд/100 т	$\sim 10^{-18}$ г/г 10^6 свд/100 т	$2.7 \cdot 10^{-18}$ г/г $(3.46 \pm 0.09) \cdot 10^6$ свд/100 т	(40.0 ± 2.0) Бк/100т
^{7}Be	$3 \cdot 10^{-2}$ Бк/т ^{12}C космогенный (из ^{12}C)	$2.7 \cdot 10^5$ свд/100 т	< 10 свд/100 т $< \cdot 10^{-6}$ Бк/т ^{12}C	Не наблюдается	Не наблюдается
^{39}Ar	13 мБк/м^3 космогенный в воздухе	$2 \cdot 10^4$ свд/100 т	< 1 свд/100 т < 500 нБк/м^3 N_2	~ 0.4 свд/100 т	$\ll$ ^{85}Kr
^{40}K	$2 \cdot 10^{-6}$ г/г пыль	$2.7 \cdot 10^5$ свд/100 т	$< 10^{-14}$ г/г сцин. < 2.7 свд/100 т	< 0.42 свд/100 т (95% Д.И.)	(1.0 ± 0.6) свд/100т внешний фон
^{85}Kr	1 Бк/м^3 в воздухе	$4.3 \cdot 10^6$ свд/100 т	< 1 свд/100 т < 100 нБк/м^3 N_2	$30.4 \pm 5.3 \pm 1.5$ свд/100т	(6.8 ± 1.8) свд/100т
^{210}Bi	В равновесии с ^{222}Rn или ^{210}Pb, поверхностные загрязнения	$2 \cdot 10^6$ свд/100 т	< 10 свд/100 т	$(41.0 \pm 1.5 \pm 2.3)$ свд/100т	(17.5 ± 1.9) свд/100т
^{210}Po	В равновесии с ^{222}Rn или ^{210}Pb, поверхностные загрязнения	$2 \cdot 10^6$ свд/100 т	< 10 свд/100 т	Май 2007: ~ 7000 свд/100 т Январь 2010: ~ 100 свд/100 т	(260.0 ± 3.0) свд/100т
^{222}Rn	100 атомов/см^3 в воздухе, 10 Бк/м^3	$1.3 \cdot 10^9$ свд/100 т	~ 10 свд/100 т	(1.72 ± 0.06) свд/100т	0.1 свд/100 т
^{232}Th (^{212}Bi-Po)	$10^{-6} - 10^{-5}$ г/г пыль, мет. сплавы	10^7 свд/100 т	$\sim 10^{-16}$ г/г сцин. 10^{-6} Бк/т 10 свд/100 т	$(3.8 \pm 0.8) \cdot 10^{-18}$ г/г сцин. (0.13 ± 0.03) свд/100т	$< 5.7 \cdot 10^{-19}$ г/г сцин. (95% Д.И.)
^{238}U (^{214}Bi-Po)	$10^{-6} - 10^{-5}$ г/г пыль, мет. сплавы	10^7 свд/100 т	$\sim 10^{-16}$ г/г сцин. 10^{-6} Бк/т 10 свд/100 т	$(5.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-18}$ г/г сцин. (0.57 ± 0.05) свд/100т	$< 9.4 \cdot 10^{-20}$ г/г сцин. (95% Д.И.)

Таблица 2 — Содержание радиоактивных изотопов в сцинтилляторе детектора Borexino на разных стадиях эксперимента. свд – событий в день.

экстракции. В интервале между первой и второй фазами данные продолжали набираться, но в последствии они использовались только в некоторых анализах. Вторая фаза началась в декабре 2011 года, а её завершение многократно переносилось, учитывая полученные результаты измерений и неготовность радиоактивного источника ^{144}Ce-^{144}Pr. Начало третьей фазы намечено на апрель-май 2018 года. Предварять её будет новая калибровочная кампания.

1.3.1 Сочнечные нейтрино

Регистрация нейтрино с субмэвными энергиями необходима для проверки Стандартной Солнечной Модели (сокр. ССМ) [39], [40], [41]. Эта теория описывает механизм генерации энергии в Солнце и в других звёздах. В основу модели положены две цепочки термоядерных реакций, в результате которых водород ^{1}H (т.е. протоны) перерабатывается в гелий ^{4}He с выделением энергии. Процессы протекают в глубине Солнца и необходимые условия для их возникновения реализуются благодаря гравитационному сжатию. Энергия уносится разными частицами, однако, солнечная гелиосфера прозрачна лишь для нейтринного излучения. Это не означает, что, к примеру, электромагнитное излучение, многократно поглотившись и рассеявшись, не достигнет поверхности Солнца, и наблюдатель на Земле не сможет его зафиксировать. Всё наоборот. Однако время, в течение которого излучение будет распространяться в гелиосфере, имеет порядок 100 000 лет. В свою очередь нейтрино имеет крайне малое сечение взаимодействия и поэтому распространяется со скоростью близкой к скорости света. Таким образом, солнечные нейтрино несут непосредственную информацию о процессах, происходящих в настоящее время в центре Солнца, а измерение их потока позволяет сделать долговременный прогноз о динамике теплового излучения Солнца.

Стандартная Солнечная Модель создаётся с начала 60-х годов XX века в результате экспериментального и теоретического развития идей Вайцзеккера и Бете, изложенных в их пионерских работах [42], [43], [44] двадцатью годами ранее. Значительный вклад в исследования внесли Реймонд Дэ-

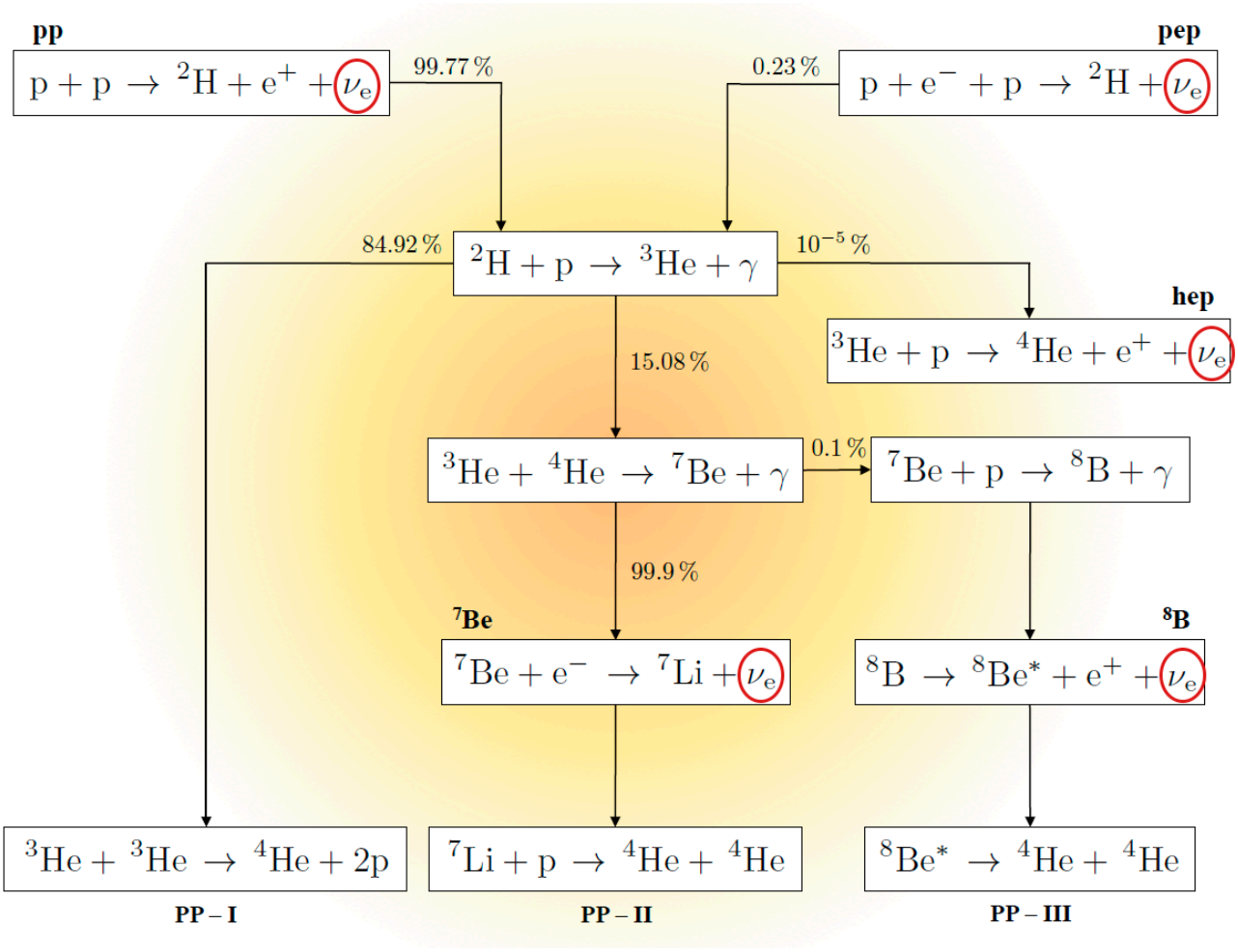


Рисунок 1.3 — Схема *pp*-цикла.

вис и Джон Бакал. Экспериментальные измерения первого долгое время не согласовались с теоретическими расчётами второго. Наблюдалось уменьшение нейтринного потока примерно в два раза [45], [46], [47]. Данное явление получило название «проблемы солнечных нейтрино». Оно было объяснено в рамках теории осцилляций и смешивания нейтрино эффектом Михеева-Смирнова-Вольфонштейна (резонансные осцилляции в веществе) [48], [49], [50].

Первая цепочка термоядерных реакций была названа *pp*-циклом (протон-протонный цикл). Она представлена на рисунке 1.3. 99% энергии, излучаемой Солнцем, возникает в результате реакций именно *pp*-цикла (например, [18]). За оставшийся 1% отвечает CNO-цикл, показанный на рисунке 1.4. Нейтрино рождаются в ряде реакций. Чтобы их различать, им были присвоены условные названия: *pp*-нейтрино, *pep*-нейтрино, *hep*-нейтрино, ^{7}Be-нейтрино, ^{8}B-нейтрино, ^{13}N-нейтрино, ^{15}O-нейтрино и ^{17}F-нейтрино. По-

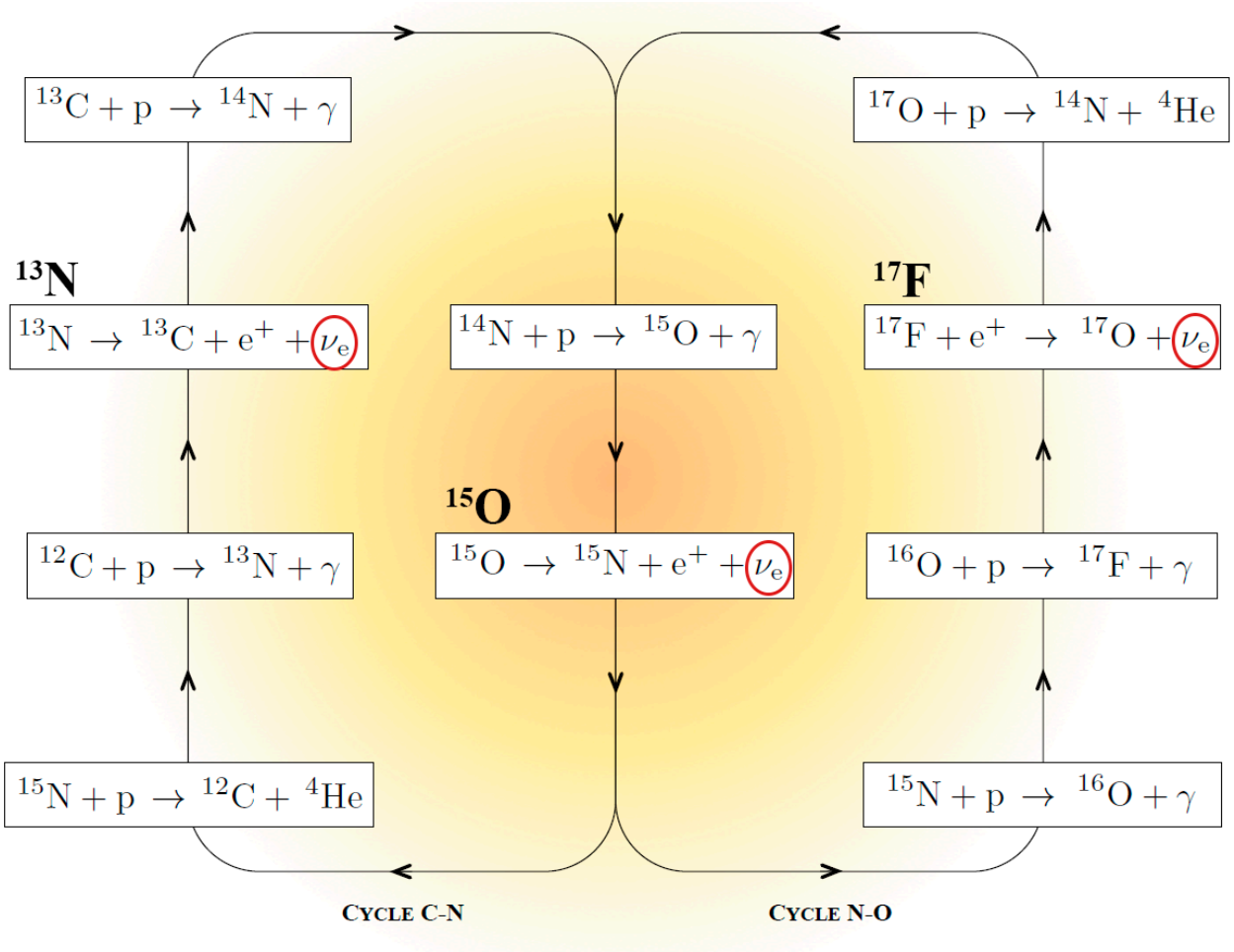


Рисунок 1.4 — Схема CNO-цикла.

следние три «типа» объединяют общим названием CNO-нейтрино. Такое объединение связано с низкой чувствительностью существующих детекторов к нейтрино, рождающихся в результате CNO-цикла на Солнце. Существующие на 2016 год установки позволяют лишь наложить ограничение сверху на суммарный поток CNO-нейтрино.

Долгое время удавалось проводить лишь интегральные измерения части спектра солнечных нейтрино. Для этого использовался радиохимический метод [53], [54], [55], реализованный в экспериментах Homestake [46], SAGE [56] и GALLEX [57]. Ситуация проиллюстрирована на рисунке 1.5. В основу метода положена реакция захвата нейтрино на изотопах ^{37}Cl или ^{71}Ga.

$$\nu_e + {}^{37}\mathrm{Cl} \longrightarrow {}^{37}\mathrm{Ar} + e^{-},\ E_{\text{пор}} = 0.814\,\text{МэВ}, \tag{1.1}$$

$$\nu_e + {}^{71}\mathrm{Ga} \longrightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + e^{-},\ E_{\text{пор}} = 0.233\,\text{МэВ} \tag{1.2}$$

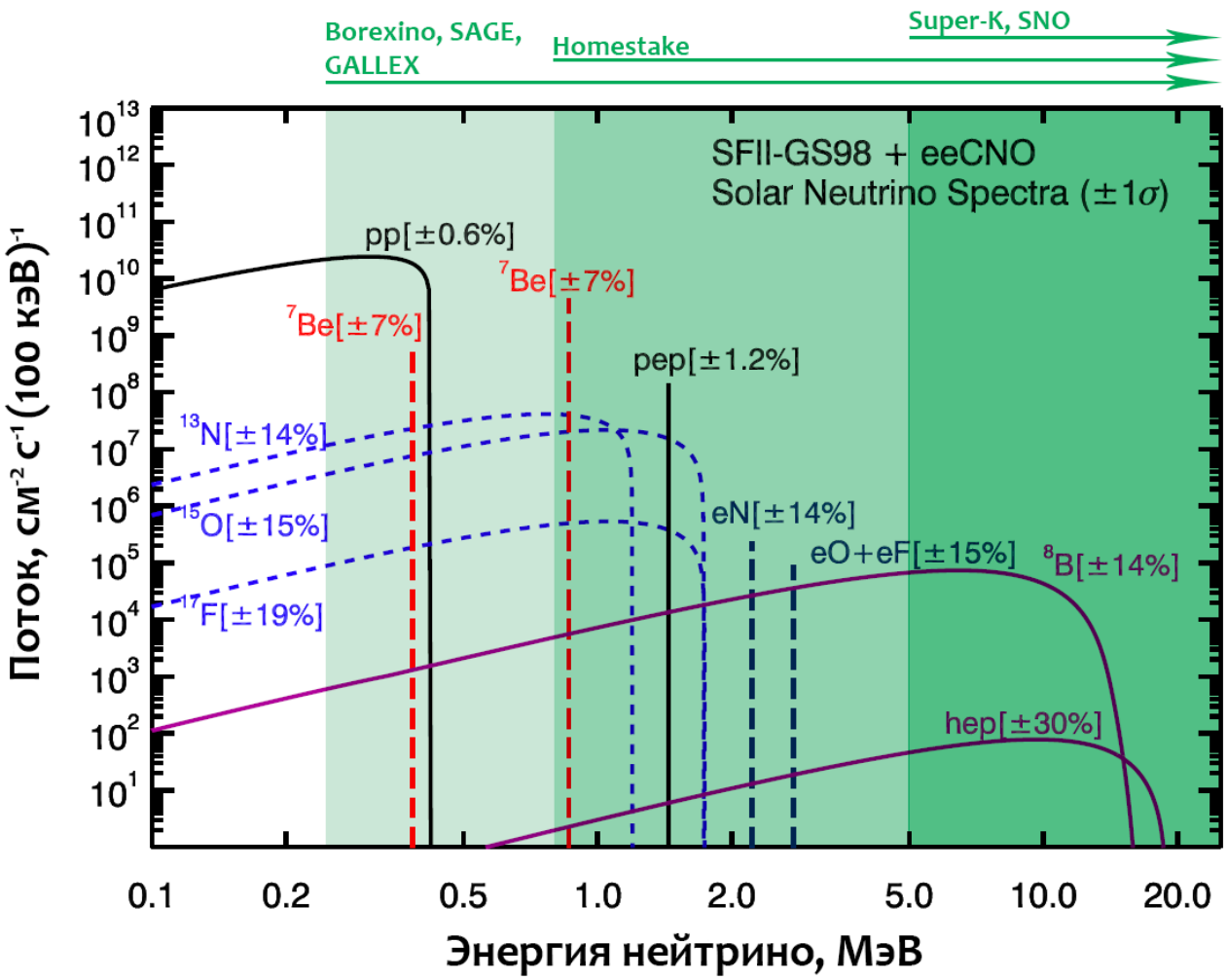


Рисунок 1.5 — Теоретические спектры нейтрино от Солнца в рамках модели SFII-GS98 [41] с добавлением ecCNO-нейтрино [51]. Оригинальное изображение взято из статьи [52].

Радиоактивные изотопы ^{37}Ar и ^{71}Ge выделяются химическими методами из мишени и их распады регистрируются с помощью низкофоновых пропорциональных счётчиков. Эта техника позволяет получать информацию о полном потоке нейтрино от Солнца с энергиями выше порогов реакций, которые очень низкие. Однако данная методика практически не даёт информации о конкретных реакциях. Для её получения требовались детекторы, функционирующие не в счётном режиме, а в спектрометрическом с дополнительными возможностями по восстановлению положения события в детекторе.

В связи с указанной проблемой был разработан новый класс установок, работающих в режиме реального времени. Первыми заработали водный

черенковский детектор Super-Kamiokande [2] и детектор на тяжёлой воде (дейтерии) SNO [3]. Хотя в обоих установках использовалась реакция упругого рассеяния нейтрино на электронах, характеризующаяся отсутствием порога, особенности измерений и недостаточная радиохимическая чистота не позволяли регистрировать частицы с энергией меньше чем ~ 5 МэВ. Этот факт ограничивал возможности по спектроскопии солнечных нейтрино, допуская измерения только ^{8}B-нейтрино и получение верхней оценки на поток *hep*-нейтрино. Стоит отметить, что в эксперименте SNO присутствовали ещё два канала для регистрации нейтрино от Солнца

$$\nu_e + d \longrightarrow p + p + e^-, \; E_{\text{пор}} = 1.442\,\text{МэВ}, \tag{1.3}$$

$$\nu_x + d \longrightarrow p + n + \nu_x, \; E_{\text{пор}} = 2.224\,\text{МэВ}, \tag{1.4}$$

однако, их использование не помогало понизить энергетический порог регистрации частиц. Таким образом, требовалось дальнейшее улучшение техники эксперимента, которое бы позволило в ходе прямых измерений зарегистрировать поток нейтрино от других термоядерных реакций, протекающих в центре Солнца.

На детекторе Borexino был совершён настоящий прорыв в скором времени после старта первой фазы измерений. 16 мая 2007 года был начат набор данных, а уже 16 августа, ровно через 3 месяца, появился препринт статьи [58] на сайте arxiv.org о детектировании ^{7}Be-нейтрино в реальном времени и измерении их потока. Далее последовала информация и по другим реакциям. Она обзорно представлена в большой статье о результатах фазы I [35]. Были получены следующие фундаментальные результаты:

- поток ^{7}Be-нейтрино измерен $\pm 3.3\%$ статистической ошибкой и $+3.3\% - 3.5\%$ систематической;
- было получено доказательство наличия и измерена амплитуда сезонных (годовых) модуляций потока ^{7}Be в связи с наличием осцилляций и измерением расстояния от Земли до Солнца в течение года;
- поток ^8B-нейтрино с низким порогом по энергии (3 МэВ);
- первое наблюдение *pep*-нейтрино, статистическая ошибка $\pm 20\%$, систематическая – $\pm 10\%$, статистическая достоверность на уровне 2.5σ;
- лучший верхний предел на поток CNO-нейтрино.

Научная программа второй фазы эксперимента по измерению потоков солнечных нейтрино включает в себя не только улучшение результатов, полученных в первой фазе, но и попытки прямого измерения потоков *pp*-, CNO-нейтрино и получение верхнего предела на поток *hep*-нейтрино. Иными словами, цель второго периода измерений состоит в прямом наблюдении нейтрино от всех термоядерных реакций *pp*-цикла, кроме *hep*, и в регистрации интегрального потока нейтрино от CNO-цикла для определения содержания углерода, азота, кислорода и фтора. Для относительной концентрации элементов тяжелее гелия используют термин «металличность». Измерение металличности укажет на правильность одного из двух вариантов ССМ: «высокометалличной» SFII-GS98 [41] или «низкометалличной» SFII-AGSS09met [40], [59], [52].

К середине 2014 года по программе фазы II в результате прямых измерений был получен поток *pp*-нейтрино. Статья была опубликована в журнале Nature [18]. Точность измерений была невелика, так как полная ошибка составляла примерно $\pm 11\%$. Тем не менее, данный результат подтверждает наличие термоядерной реакции, отвечающей за 99% излучаемой Солнцем энергии, свидетельствует о долговременной стабильности звезды и правильности основных положений ССМ.

С завершением второй фазы эксперимента ожидаются следующие фундаментальные результаты:

- измерение потока ^{7}Be-нейтрино с полной ошибкой $\pm 3\%$;
- уточнение данных по сезонным модуляциям на большей статистике;
- регистрация *pep*-нейтрино с достоверностью $\sim 4 - 5\sigma$;
- возможно будет выполнено первое прямое наблюдение CNO-нейтрино;
- верхний предел на поток *hep*-нейтрино;
- новые данные по потоку ^{8}B-нейтрино;
- наблюдение *pp*-нейтрино с меньшей ошибкой.

1.3.2 Гео-нейтрино и редкие процессы

Удалённость детектора Borexino от атомных электростанций (416 км до ближайшего реактора, 1170 км - среднее расстояние до европейских АЭС) обеспечивает возможность проводить измерения гео-нейтринного потока несмотря на сравнительно небольшую мишень (~ 0.25 кт). В рамках фаз I и II поиск гео-нейтрино выполнялся три раза [20], [21] и [60] по мере набора статистики. Автор непосредственно участвовал в этих работах, и описывает их в главе 4. Выполненные измерения показали, что поток гео-нейтрино действительно соответствует теоретически предсказанному уровню, и что он не достаточно велик, чтобы полностью объяснить наблюдаемый тепловой поток из недр Земли распадами долгоживущих радиоактивных изотопов. При этом гипотеза отсутствия гео-нейтрино в рамках первой фазы была исключена с достоверностью 4.2σ, а по промежуточным итогам второй фазы - с достоверностью 5.9σ. Также в ходе фазы II было получено указание на наличие ненулевого потока гео-нейтрино из мантии, наложено ограничение на существование гео-реактора в центре Земли и был выполнен ряд менее значимых измерений. Однако, размера мишени Borexino недостаточно для определения правильной модели строения и компонентного состава нашей планеты. Тем не менее дальнейший набор статистики будет продолжен до конца фазы II. Возможно, получится использовать данные третьей фазы, несмотря даже на наличие неустранимого антинейтринного фона от искусственного радиоактивного источника. До ввода в эксплуатацию детекторов SNO+ и JUNO, установки Borexino и KamLAND единственные в мире, которые дают экспериментальные данные о потоке гео-нейтрино.

Среди редких процессов и явлений, исследования которых включены в научную программу эксперимента Borexino, основным направлением является поиск вспышек сверхновых. Эта задача стала актуальной для многих нейтринных экспериментов после первого и пока единственно детектирования нейтринного излучения от вспышки SN1987A [61], [62], [63], [64], [65]. Размеры мишеней существующих установок позволяют регистрировать вспышки в Локальной подгруппе Млечного Пути Местной группы галактик. Теоретические оценки предсказывают, что в нашей галактике вспышки сверхновых должны происходить несколько раз за столетие. Чтобы не

пропустить такое редкое, но важное в научном плане событие, нейтринные детекторы объединены в Систему Раннего Оповещения SNEWS (от англ. *SuperNova Early Warning System*) [66], [67], позволяющую оперативно наблюдать явление всеми доступными способами. Borexino входит в SNEWS. Согласно оценке, сделанной автором на базе метода расчёта и результатов анализа нейтринных сигналов от SN1987A из статьи [68], в случае вспышки сверхновой с параметрами как у SN1987A на расстоянии от Земли в 10 кпк[7], детектор Borexino зарегистрирует около 50 антинейтринных событий с помощью реакции обратного β-распада.

Поиск сверхновых входит в программу всех трех фаз эксперимента. К началу 2017 года вспышек зафиксировано не было.

В первой фазе были выполнены по плану и другие исследования, итоги которых собраны в статье [22]. Искалились антинейтринные сигналы от неизвестных источников. В частности, гипотетический слабый антинейтринный сигнал от Солнца, нахождение которого свидетельствовало бы о наличии нестандартных осцилляций и майорановской природе нейтрино. Соответствующих событий найдено не было, что позволило получить ограничения сверху на потоки частиц. Эти результаты послужили базой для измерения аномального магнитного момента нейтрино. Полученное ограничение было хуже, чем результат косвенных измерений с использованием астрофизических данных [69] и хуже результата прямых измерений с использованием реакторных антинейтрино [70], [71]. К тому же ограничение на аномальный магнитный момент зависело от средней величины индукции турбулентных магнитных полей в Солнце.

Параллельно измерения магнитного момента нейтрино выполнялись иным способом. Данные извлекались из многокомпонентной аппроксимации спектра солнечных нейтрино. Найденное ограничение [23] было сопоставимо с результатами [70], [71]. Во второй фазе значение улучшено примерно в два раза [24] до итогового уровня эксперимента GEMMA-I [72].

Научная программа по редкой физике расширилась в ходе второй фазы. Значительную роль в этом сыграло введение в эксплуатацию системы сбора данных на быстрых АЦП. На начало 2017 года завершён поиск корреляций между нейтринными сигналами и гамма-всплесками [73]. Связанных событий не было найдено, но получены ограничения на потоки нейтрино

[7] Для сравнения, диаметр Млечного Пути порядка 20 кпк.

разных сортов при гамма-всплеске. В области энергий до 8 МэВ ограничения были лучшими в мире. Проведение анализа данных системы FADC стало возможным благодаря оффлайн калибровке и пространственной реконструкции событий, над которыми работал автор (см. главы 2 и 3).

Другой завершенной задачей было исследование стабильности электрона [74]. Искались события распада электрона на электронное нейтрино и моноэнергетический γ-квант. Никаких указаний на наличие такого процесса не было обнаружено, а для времени жизни электрона τ относительно указанного канала распада получено значение $\tau \geqslant 6.8 \cdot 10^{28}$ лет при доверительном интервале 90%. По сравнению с предыдущим лучшим измерением [75] время жизни увеличилось на два порядка.

По окончанию фазы II планируется завершить и опубликовать результаты по следующим задачам:

– совместный анализ данных нейтринных и гравитационно-волновых детекторов;
– поиск корреляций между нейтринными сигналами и солнечными вспышками;
– измерение диффузного нейтринного фона от вспышек сверхновых в прошлом (сокр. DSNB, от англ. *Duffuse SuperNova Background*);
– детектирование атмосферных нейтрино с энергиями до 100 МэВ

Кроме того обсуждается вопрос об обновлении системы SNEWS путём интеграции новых триггеров, связанных с увеличением потока нейтрино (pre-SN ν) перед вспышкой сверхновой.

1.3.3 Поиск стерильных нейтрино

Ряд расширений Стандартной Модели в физике элементарных частиц допускают существование одного или более синглетных состояний нейтрино. Их называют стерильными, так как они не участвуют в слабом взаимодействии, поскольку не имеют связи с W- и Z-бозонами. Тем не менее стерильные нейтрино могут смешиваться с обычными активными нейтрино. Масса стерильных нейтрино может быть практически любой, но отличной от нуля. Если предположить, что масса имеет порядок 1 эВ, то с

помощью таких легких стерильных нейтрино можно объяснить ряд наблюдаемых экспериментальных аномалий, а именно ускорительную, галлиевую и реакторную.

Ускорительная аномалия была обнаружена в эксперименте LSND, проводившимся с 1993 по 1998 гг. С помощью ускорителя создавался пучок $\tilde{\nu}_\mu$ с энергиями $20 - 60$ МэВ. Частицы регистрировались на расстоянии в 30 м от источника. Наблюдался избыток $\tilde{\nu}_e$ с достоверностью 3.8σ [76]. С помощью традиционного описания осцилляций и смешивания с разностями квадратов масс $\Delta m^2_{\text{солн}} \simeq 7.5 \cdot 10^{-5}$ эВ^2 и $\Delta m^2_{\text{атм}} \simeq 2.5 \cdot 10^{-3}$ эВ^2 [77], полученными из солнечных и атмосферных осцилляционных экспериментов соответственно, объяснить данный избыток не получается. Разность квадратов масс должна быть значительно больше, находясь в диапазоне $0.2 - 10$ эВ^2 [76].

Два схожих с LSND эксперимента дали противоположные друг другу результаты. В эксперименте KARMEN [78] был выполнен поиск тех же осцилляций $\overline{\nu}_\mu \longrightarrow \overline{\nu}_e$ при сходных энергиях мюонных антинейтрино $16.8 - 50.8$ МэВ, но на пролётной базе 17.7 м, которая примерно вдвое меньше, чем в LSND. Подтверждения аномалии или хотя бы указания на неё найдено не было. В другом же эксперименте – MiniBooNE – были найдены избыточные сигналы с уровнями достоверности в 2.8σ и 3.4σ, соответствующие осцилляциям $\overline{\nu}_\mu \longrightarrow \overline{\nu}_e$ и $\nu_\mu \longrightarrow \nu_e$ [79], [80]. В этом эксперименте использовались иные энергии нейтрино E_ν, лежащие в диапазоне от 200 до 1250 МэВ, и другая пролётная база L, равная 541 м. Тем не менее, важное для наблюдения осцилляций отношение L/E_ν было таким же, как в LSND и KARMEN: $L/E_\nu \sim 1$ м/МэВ.

Галлиевая аномалия наблюдалась в середине 90-х в ходе калибровочных кампаний с нейтринными источниками ^{51}Cr и ^{37}Ar в солнечных радиохимических экспериментах SAGE [81], [82], GALLEX [83]. Регистрировался дефицит в скорости счёта ν_e. Согласно повторному анализу аномалии [84], опубликованному в 2011 году, в среднем отношение измеренной скорости счёта к ожидаемой составило $\overline{R} = 0.76^{+0.09}_{-0.08}$. Достоверность результата составляет $\sim 3\sigma$.

О третьей аномалии свидетельствует ряд реакторных экспериментов, обнаруживших с той или иной точностью недостаток электронных антинейтрино на короткой базе, т.е. на расстоянии от источника $L \approx 10 - 100$ м. Как следует из [85], в среднем эксперименты фиксируют $\overline{R} = 0.943 \pm 0.023$.

Рисунок 1.6 — Зависимость относительной скорости счёта событий в нейтринном детекторе от расстояния до реактора.

Достоверность – $\sim 2.5\sigma$. Ситуация проиллюстрирована на рисунке 1.6, который с небольшими изменениями взят из обзора [86]. Однако результаты эксперимента Daya Bay, опубликованные весной 2017 года [87], ставят вопрос о пересмотре реакторной аномалии.

При масштабе масс стерильных нейтрино порядка 1 эВ и гипотезе о существовании только одного их типа[8] (модель $3+1$) механизм смешивания формализуется стандартным образом. Добавляются дополнительное массовое состояние ν_4 и соответствующее флейворное ν_s. В итоге наблюдаются новые виды осцилляций на короткой базе, для которых вероятности сохранения текущего состояния или перехода в иное даются следующими выражениями [86]

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right), \tag{1.5}$$

$$P(\nu_\alpha \longrightarrow \nu_\beta) = \sin^2 2\theta_{\alpha\beta} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E}\right), \ \alpha \neq \beta, \tag{1.6}$$

где $\alpha,\ \beta = e, \mu, \tau, s$ и

$$\sin^2 2\theta_{\alpha\alpha} = 4|U_{\alpha 4}|^2(1 - |U_{\alpha 4}|^2), \tag{1.7}$$

$$\sin^2 2\theta_{\alpha\beta} = 4|U_{\alpha 4}|^2|U_{\beta 4}|^2. \tag{1.8}$$

Из этих выражений очевидно, что изменение скорости счёта событий в детекторе определяется отношением L/E. А рисунок 1.6 наглядно демонстрирует, что при энергиях нейтрино $\sim 1 - 10$ МэВ характерная база, на

[8] В разных моделях предполагается различное количество сортов стерильных нейтрино. Наиболее распространены варианты с одним или двумя дополнительными типами.

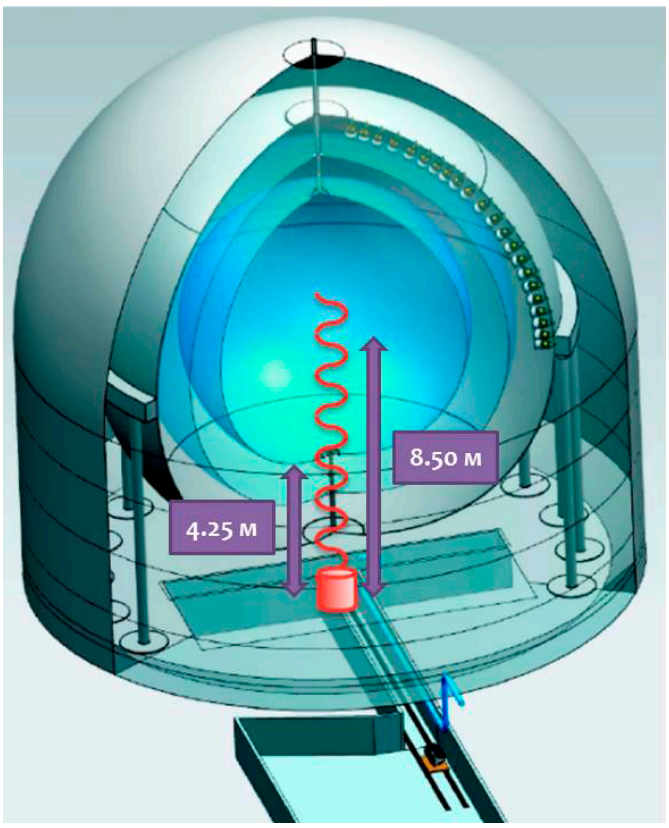


Рисунок 1.7 — Схема размещения радиоактивного источника ^{144}Ce-^{144}Pr под детектором Borexino.

которой можно получить ответ о природе аномалий, составляет порядка нескольких метров. При этом конфигурация новых экспериментов может быть разной. Например, возможны следующие варианты:

1) подвижный источник и неподвижный детектор,
2) подвижный детектор и неподвижный источник,
3) несколько детекторов (или детектор с несколькими сегментами) и неподвижный источник,
4) координатно-чувствительный детектор большого объёма с источником вне или внутри.

Также информацию о существовании стерильных нейтрино можно извлечь из наблюдений за изменением формы спектра в зависимости от расстояния до источника.

В случае Borexino, в рамках его третьей фазы, названной SOX (от англ. ***S****hort-distance* ***O****scillations with Bore****X****ino*) [29], используется четвёртая конфигурация. Искусственный источник антинейтрино церий-празеодим ^{144}Ce-^{144}Pr с активностью $(3.7-5.5)\cdot 10^{15}$ Бк ($100-150$ кКи) будет размещён под детектором в специальной шахте с рельсами, как показано на рисунке

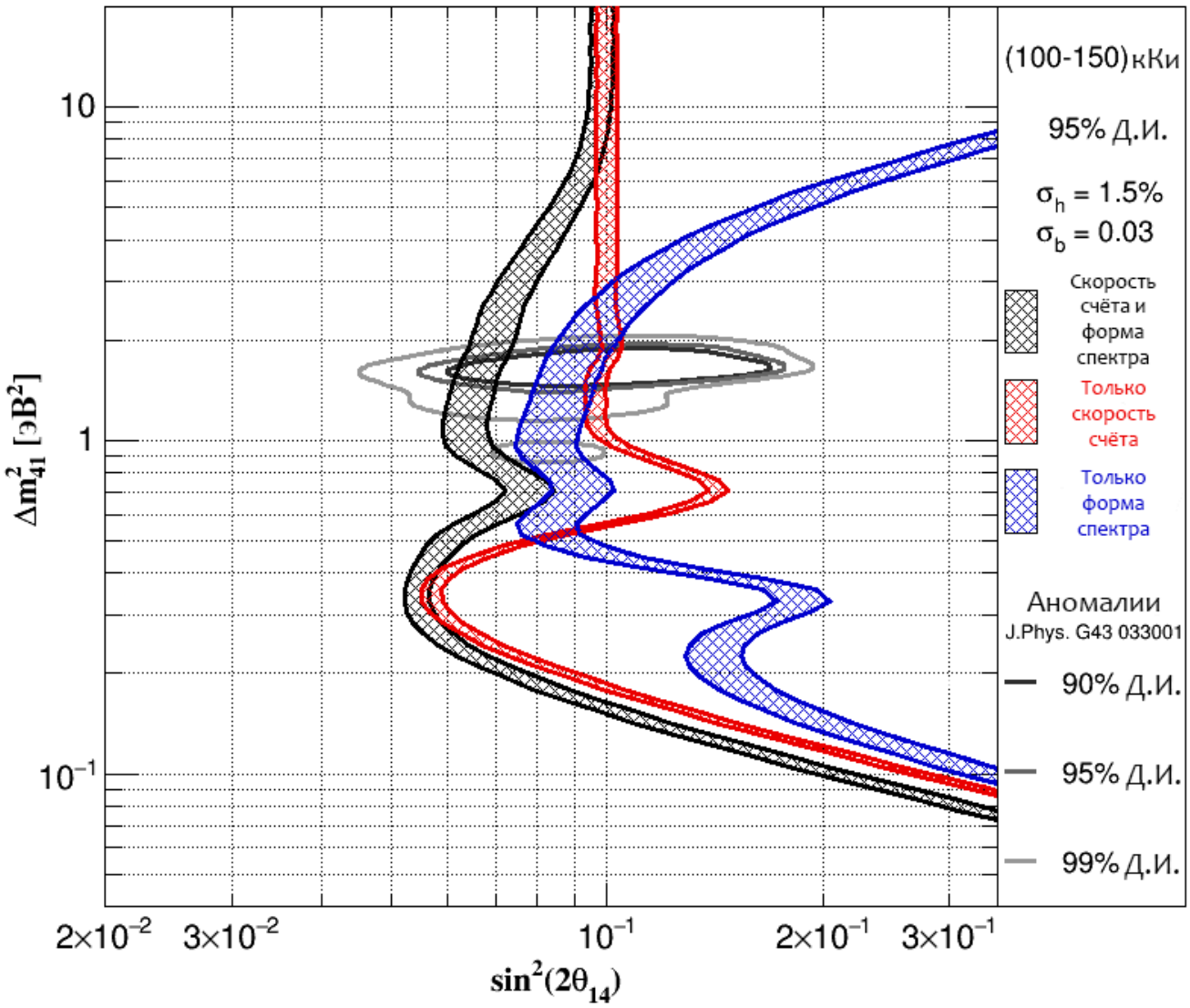


Рисунок 1.8 — Ожидаемая чувствительность эксперимента SOX к параметрам осцилляций для стерильных нейтрино в модели $3+1$. Результаты приведены для случая полной ошибки нормированной скорости счёта 1.5% (включает систематические ошибки при определении тепловой мощности калориметром и при восстановлении формы внутреннего нейлонового резервуара) и абсолютной ошибки фактора b формы спектра антинейтрино 0.03. Аномалии заимствованы из статьи [88].

1.7. Третья фаза рассчитана на 1.5 года измерений, что позволит зарегистрировать около 10 000 событий. Методика измерений построена на анализе трехмерного осциллометрического профиля. Обработка результатов измерений включает два аспекта. С одной стороны учитывается изменение скорости счёта в зависимости от расстояния L между источником и местом регистрации антинейтрино в детекторе. С другой стороны принимается во внимание искажение формы энергетического спектра. Второй аспект вносит существенный вклад, когда $0.5\,\text{эВ}^2 < \Delta m^2_{41} < 5.0\,\text{эВ}^2$. Экспериментальные данные аппроксимируются методом максимального правдоподобия. Ожидаемая чувствительность представлена на рисунке 1.8[9]. Заштрихованная область показывает изменение чувствительности в зависимости от активности источника, варьируемой в интервале $100-150$ кКи. Контурные графики на рисунке 1.8 являются официальными на 2016 год [89], [90].

1.4 Регистрация нейтринного излучения в детекторе Borexino

Нейтрино регистрируется при взаимодействии с веществом мишени детектора. При этом нейтрино участвует в слабом взаимодействии, обмениваясь с электронами и ядрами $W^{\pm}$ и Z^0 бозонами. Соответствующие процессы теоретически описываются в рамках Стандартной модели физики элементарных частиц (сокр. СМ, SM, от англ. *Standard Model*) [91], [92], [93]. Выделяют процессы двух типов [94]:

– Протекающие через «нейтральный ток» (сокр. NC, от англ. *Neutral Current*). Это процессы типа $\nu_L \longrightarrow \nu_L$. Фрагмент $\mathcal{L}_{\text{NC}}$ лагранжиана СМ, описывающий нейтральный ток, имеет такой вид:

$$\mathcal{L}_{\text{NC}} = -\frac{g_2}{2\cos\theta_{\text{W}}} j^{\mu}_{NC} Z_{\mu}, \tag{1.9}$$

$$\text{где } j^{\mu}_{NC} = \overline{\nu}_L \gamma^{\mu} \nu_L = \frac{1}{2}\overline{\nu}\gamma^{\mu}(1-\gamma^5)\nu, \qquad g_2 = \frac{e}{\sin\theta_{\text{W}}}, \tag{1.10}$$

[9]Фактор b входит в поправку $C(Z,W)$ к форме спектра антинейтрино, возникающих в результате β-распада. $C(Z,W)$ возникает из-за конечного размера ядра и, как следствие, неточечного распределения слабого гиперзаряда. $C(Z,W) \equiv 1 + a\cdot W + b/W + c\cdot W^2$, где a, b и c – параметры, Z – заряд ядра, $W = E_e/m_e + 1$ – полная энергия β-частицы в единицах массы электрона.

θ_{W} – угол Вайнберга, j^{μ}_{NC} – нейтральный ток, Z_{μ} - бозонное поле и ν_L – левое нейтринное поле.

– Протекающие через «заряженные ток» (сокр. CC, от англ. *Charged Current*). Это процессы типа $\nu_L \longleftrightarrow l_L$. Соответствующий фрагмент $\mathcal{L}_{\mathrm{CC}}$ лагранжиана СМ имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{\mathrm{CC}} = -\frac{g_2}{\sqrt{2}} j^{\mu}_{CC} W^{+}_{\mu} + \mathrm{h.c.}, \tag{1.11}$$

$$\text{где } j^{\mu}_{CC} = \overline{\nu}_L \gamma^{\mu} l_L = \frac{1}{2} \overline{\nu} \gamma^{\mu} (1 - \gamma^5) l, \tag{1.12}$$

j^{μ}_{CC} – заряженный ток, $W^{\pm}_{\mu}$ - бозонные поля и l_L – левое лептонное поле.

Сцинтиллятор детектора Borexino преимущественно состоит из ядер водорода ^{1}H (протонов), ядер углерода ^{12}C, ^{13}C и электронов. Электронные нейтрино от Солнца регистрируются с помощью реакции упругого рассеяния на электронах. Электронные антинейтрино от реакторов АЭС и из недр Земли детектируются с помощью реакции обратного β-распада. Все другие возможные каналы взаимодействия, приведённые в таблице 3, сильно подавлены из-за малых сечений или наличия энергетического порога. Однако, как указывается, например, в статье [95], в случае вспышки сверхновой в Млечном Пути нейтринное излучение всех сортов может быть зарегистрировано с помощью большинства реакций.

1.5 Электронные системы сбора данных

Электронно-измерительная система детектора Borexino состоит из двух основных частей. Это комплексы, обеспечивающие работу внешнего водного черенковского вето и внутреннего сцинтилляционного детектора. Дополнительно установка снабжена системой контроля темновых шумов фотоэлектронных умножителей [9], [96], [97].

Комплекс черенковского вето [9], [98], [28] состоит из

– 208 ФЭУ, расположенных на внешней стороне стальной сферы SSS, заключающей в себе внутренний детектор, и на дне водяного бака WT;

– источников высоковольтного питания ФЭУ;

№	Реакция	$E^{\nu}_{\text{пор}}$, МэВ	Комментарий
1	$\overline{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+$ $e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma$ (мгн.) $n + p \longrightarrow d + \gamma\,(2.22\,\text{MeV})$ (зап.)	1.806	**Обратный β-распад (ОБР)** **Основной канал,** **CC**
2	$\nu_x + e^- \longrightarrow \nu_x + e^-$	-	**Упругое рассеяние (УР)** **на электронах, NC** **Основной канал (с ν_e)**
3	$\nu_x + p \longrightarrow \nu_x + p$	-	УР на протонах, NC
4	$\nu_x + {}^{12}C \longrightarrow {}^{12}C^* + \nu_x$ ${}^{12}C^* \longrightarrow {}^{12}C + \gamma\,(15.11\,\text{MeV})$	15.11	Сверхразрешённый, NC и монолиния
5	$\nu_e + {}^{12}C \longrightarrow {}^{12}N + e^-$ ${}^{12}N \longrightarrow {}^{12}C + e^+ + \nu_e$	17.34	Сверхразрешённый, CC и β^+-распад, CC
6	$\overline{\nu}_e + {}^{12}C \longrightarrow {}^{12}B + e^+$ ${}^{12}B \longrightarrow {}^{12}C + e^- + \overline{\nu}_e$	14.37	Сверхразрешённый, CC и β^--распад, CC
7	$\nu_e + {}^{13}C \longrightarrow {}^{13}N + e^-$ ${}^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e$	2.22	Сверхразрешённый, CC и β^+-распад, CC
8	$\nu_x + {}^{12}C \longrightarrow {}^{11}B + p + \nu_x$	$\simeq 15.9$	Выбивание протона, NC
9	$\nu_e + {}^{12}C \longrightarrow {}^{11}C + p + e^-$	~ 15	

Таблица 3 — Реакции, с помощью которых можно регистрировать нейтрино в детекторе Borexino. $\nu_x \equiv \{\nu_e, \overline{\nu}_e, \nu_\mu, \overline{\nu}_\mu, \nu_\tau, \overline{\nu}_\tau\}$.

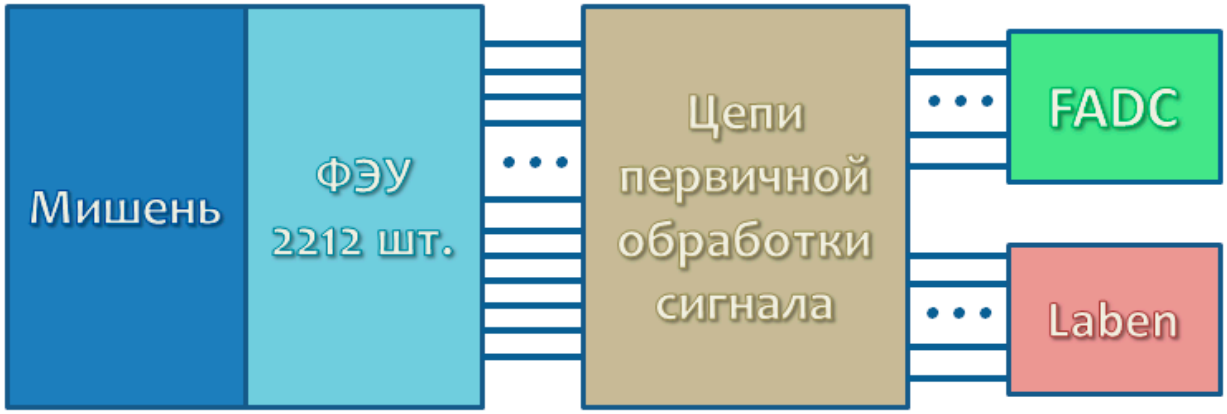


Рисунок 1.9 — Упрощённая блок-схема электронно-измерительной системы детектора Borexino.

– фильтрующих конденсаторов с ёмкостью $= 4.7$ нФ[10], необходимых для отделения высокочастотного сигнала с ФЭУ при однопроводном подключении;
– 14 плат 16-канальных амплитудно-временных преобразователей (сокр. QTC, от англ. *charge-to-time converter*);
– двух 128-канальных время-цифровых преобразователей (сокр. TDC, от англ. *time-to-digital converter*) модели v673 фирмы CAEN;
– триггерной системы внешнего детектора (сокр. MTB, от англ. *Muon Trigger Board*), на которую поступают сигналы со специального выхода каждого QTC, показывающие количество сработавших ФЭУ.

Все ФЭУ внешнего детектора заключены в специальные корпуса для работы в водной среде при давлении до 2 атм. Сигналы MTB подаются в триггерный модуль системы сбора данных Laben, называемый BTB (от англ. *Borexino Trigger Board*). С каждого из модулей QTC аналоговая сумма сигналов ФЭУ передаётся в систему FADC.

Электронная система внутреннего сцинтилляционного детектора [9], [28], включал ряд подсистем

– 2212 ФЭУ, расположенных на внутренней поверхности сферы SSS;
– источники высоковольтного питания ФЭУ;
– цепи первичной обработки сигнала;
– система сбора данных Laben;
– система сбора данных FADC.

[10] $\tau = RC$, где $R = 50$ Ом – импеданс кабеля.

Цепи первичной обработки сигнала являются общими для обеих систем сбора данных. В них осуществляется отделение сигналов от высокого напряжения с помощью фильтрующего конденсатора, определение заряда для системы сбора данных Laben с помощью аналоговых интеграторов и аналоговое усиление сигналов от ФЭУ двумя быстрыми малошумящими усилителями для определения временных характеристик события в системе Laben и для предобработки сигналов перед подачей их в систему FADC. Электроника внутреннего детектора организована в стойки, каждая из которых обеспечивает сбор данных не более чем с 168 ФЭУ. На момент запуска детектора в 2007 году было 14 стоек, но к началу 2017 из-за выхода ФЭУ из строя осталось только 13.

Электронно-измерительный комплекс Laben, созданный для спектроскопии солнечных нейтрино, обрабатывает информацию с каждого фотоумножителя. С этой целью используются амплитудные АЦП для оцифровки сигналов от интегратора и время-цифровые преобразователи, работающие с сигналами от быстрых усилителей. Оцифрованные данные записываются во внутреннюю память каналов по принципу FIFO (акроним *First In, First Out* или «первым пришёл – первым ушёл»). За логику управления записью и считыванием отвечает цифровой сигнальный процессор (сокр. DSP или ЦПОС, от англ. *Digital Signal Processor*). Если он получает глобальный триггерный сигнал, то выполняет формирование данных на выдачу. Вычитывание готовой информации организовано с помощью управляющих VME-компьютеров Motorola MVME 230x с архитектурой PowerPC. На них выполняется программа сбора данных. Подробнее о системе Laben можно прочитать в работах [9], [99], [28].

Отдельного внимания заслуживает триггерный модуль BTB комплекса Laben. Помимо основного сигнала-метки о срабатывании достаточного числа ФЭУ, модуль выдаёт несколько дополнительных, а именно:

- триггерный сигнал о наличии калибровочного импульса генератора (англ. pulser);
- сигнал запуска калибровочного лазера (англ. laser), при помощи которого проверяется работа каждого ФЭУ;
- некоррелированный триггер в произвольный момент времени для изучения стабильности установки (англ. random);

– мюонный триггер, который необходим для изучения космогенных нейтронов, и при наличии которого длина временного окна события составляет 1.6 мс (в иных случаях – 16 мкс).

Также модуль BTB отвечает за глобальный счётчик триггеров и сигнал формирования временного окна. Остальные детали устройства BTB хорошо описаны в диссертациях [28], [99], [100].

Цепи первичной обработки сигнала организованы в виде 12-канальных плат. Сигналы, поступающие в электронно-измерительный комплекс FADC с каждой такой платы, предварительно резистивно суммируются. Система FADC построена на основе интерфейса VME и в основном располагается в четырёх VME-крейтах, объединённых в единое виртуальное адресное пространство с помощью контроллеров PVIC-8026 компании Creative Electronic Systems. В частности, используются следующие VME-модули:

– 34 быстрых параллельных амплитудных АЦП CAEN V896: 400 МГц, 3 независимых канала, динамическим диапазон 8 бит (512 мВ с регулируемым смещением, 2 мВ на отсчёт АЦП);
– триггер CAEN V1495 на основе ПЛИС;
– модуль программируемых дискриминаторов CAEN V812;
– ЭВМ для управления Motorola MVME6100.

Также в систему сбора данных FADC входят активные 8-канальные аналоговые сумматоры, произведённые по заказу НИЦ «Курчатовский Институт» компанией «Марафон» , резистивные (пассивные) сумматоры, модули-распределители триггерных сигналов и тактовых частот, подсистема часов астрономического времени (GPS).

Активные сумматоры выполняют суммирование входных сигналов по 2 и по 8. Попарные суммы (до 24 ФЭУ) оцифровываются быстрым АЦП (задействовано 98 каналов), а суммы по 8 попарно складываются резистивными сумматорами для получения полного сигнала со всех ФЭУ каждой стойки и подаются на входы дискриминаторов внутреннего детектора системы FADC. Сигналы дискриминаторов используются для выработки триггера. Одновременно все суммы по 8 складываются для получения полной аналоговой суммы сигналов ФЭУ со всего внутреннего детектора. Результат оцифровывается, интегрируется и записывается в энергетическую переменную ASUM (от англ. *Analog SUM*, русский вариант – *Аналоговая Сумма*). Важно отметить, что при анализе данных используется и две другие энерге-

тические переменные, получившие названия DSUM (от англ. *Digital SUM*, русский вариант – *Цифровая Сумма*) и DSUMcorrected (русский вариант – *Скорректированная Цифровая Сумма*). Значения этих переменных равно сумме интегралов сигналов ФЭУ со всех 98 каналов АЦП внутреннего детектора. Разница между DSUM и DSUMcorrected заключается в наличии во втором случае алгоритма коррекции формы импульса от каждого канала АЦП (компенсация наклона базовой линии, восстановление формы импульса, близкой к правильной, при переполнении канала).

Триггерный модуль вырабатывает метку разрешения или запрета для регистрируемых событий. При этом сигналы от разных электронных модулей, соответствующие регистрации в детекторе события определённого типа, метятся разными триггерами. Последние представляются в виде двоичного числа. Для каждого источника зарезервирован свой бит, согласно таблице 4. Так как возможно несколько источников триггерной информации для одного события (например, срабатывания дискриминаторов внутреннего и внешнего детекторов при прохождении мюона через сцинтиллятор), то результирующий номер является комбинацией битов.

Номер бита	Номер (тип) триггера	Источник триггерной информации
0	1	Мажоритарный дискриминатор* внутреннего детектора
1	2	Синхроимпульс калибровочного генератора
2	4	Синхроимпульс калибровочного лазера
3	8	Триггер срабатывания внешнего детектора (MTB)
5	32	Дискриминатор внешнего детектора
7	128	CNGS мюон [101], [102], [103]

* Логика работы мажоритарного дискриминатора построена по принципу многоканальной схемы совпадений

Таблица 4 — Соответствие источников сигналов битам в двоичном номере триггера системы сбора данных на быстрых АЦП.

Дополнительно триггерный модуль учитывает мёртвое время и оценивает среднюю скорость счета различных типов событий. Последнее особенно важно для регулирования потока данных. Память АЦП и FIFO-буфур триггерного модуля могут хранить информацию не более чем о 512 событиях, а управляющая ЭВМ вычитывать данные со скоростью не превышающей 15 соб /с. Например, калибровочные сигналы системы Laben могут следовать чаще и не несут физической информации. Поэтому в триггерном модуле реализовано частичное подавление подобных сигналов. Также механизм подавления применяется в случае нескольких сигналов с дискриминаторов или синхроимпульсов, пришедших в течение одного временного окна АЦП (автоблокировка). Благодаря гибкости логики триггерного модуля и независимости программной настройки отдельных его устройств, подстройка модуля в случае необходимости (к примеру, при появлении электронных шумов) не требует значительных трудозатрат.

У используемых в системе АЦП CAEN V896 есть две основные особенности. Во-первых, они быстрые с частотой оцифровки 400 МГц (измерение амплитуды сигнала каждые 2.5 нс), что позволяет получать форму импульсов и выполнять дискриминацию событий по форме импульса. Во-вторых, каждый канал АЦП имеет кольцевой буфер памяти, причём одновременно можно производить как запись оцифрованных данных, так и считывание, выполняемое по VME шине. АЦП ведёт непрерывную запись данных в текущую область памяти, называемую страницей[11] до прихода триггерного сигнала. При получении каждого нового триггерного сигнала, АЦП помечает текущую страницу памяти как недоступную для записи и продолжает оцифровку в следующую страницу. После чтения заполненной страницы управляющим компьютером через VME эта страница снова помечается как доступная для записи. Размер окна данных на одно событие системе сбора данных FADC составляет 1.28 мкс (512 оцифровок АЦП). Подобная организация работы с информацией обеспечивает практически полное отсутствие мёртвого времени.

Несмотря на то, что в некоторые периоды измерений энергетический порог в системе был настроен на разные уровни меньше 1 МэВ, полная эффективность регистрации частиц близка к 100% при энергиях больше 1 МэВ.

[11] Всего 512 страниц по 512 байт каждая.

Описание системы сбора данных FADC дано с использованием информации, представленной в статьях [9], [26], [27] и диссертации [28].

Глава 2. Энергетическая калибровка детектора Borexino

В этой главе рассматривается процедура оффлайн калибровки детектора. Описываются как причины, побудившие автора заняться этим вопросом, выбранные пути решения, детали методик, так и достигнутые результаты.

Полученная как результат оффлайн калибровки энергетическая шкала использовалась и используется во всех физических анализах, в которых задействованы данные системы FADC. В частности, шкала применялась при отборе и исследовании гео-нейтринных сигналов (см. главу 4) и при поиске корреляций между нейтринными сигналами и гамма-всплесками. Результаты опубликованы в двух статьях [60], [73].

2.1 Необходимость калибровки детектора Borexino

Как уже отмечалось в прошлой главе, детектор Borexino имеет две системы сбора данных, а исследования в рамках диссертации проводились с использованием только одной из них – системы FADC. Результаты первичного анализа данных, предпринятого в рамках дипломной работы автора [104] с целью поиска антинейтрино от разных источников, указали на необходимость аккуратной энергетической калибровки детектора. Её отсутствие было обусловлено поздним введением системы FADC в эксплуатацию. Набор физических данных начался только с декабря 2009 года, тогда как электроника Laben работала с сентября 2007 года, а всесторонняя калибровочная кампания, включавшая в себя использование радиоактивных источников во внутреннем нейлоновом резервуаре для построения энергетической шкалы, закончилась летом того же года. Первичный анализ выполнялся в конце 2012 года. К этому моменту была набрана статистика примерно за 2.5 года, а для пересчёта собранного заряда в абстрактных единицах в энергию использовалась лишь одна реперная точка и предположение, что калибровочная зависимость есть прямая пропорциональность. Реперной точкой выступал максимум пика захвата нейтронов на водороде ^{1}H, соответству-

ющий энергии в 2.22 МэВ (2.224 57 МэВ). При этом не был произведён учёт эффекта дрейфа всей шкалы за счёт уменьшения количества ФЭУ в следствие выхода их из строя.

Для устранения указанной проблемы в рамках диссертации была осуществлена оффлайн калибровка детектора и разработана новая система для онлайн калибровки на базе управляемого светодиодного генератора ультракоротких импульсов.

2.2 Оффлайн калибровка

Под оффлайн калибровкой какого-либо детектора понимают построение или уточнение энергетической шкалы путём добавления реперных точек по итогам специального анализа данных, собранных в течение сеансов физических измерений. Также под оффлайн калибровкой подразумевают коррекцию энергетической шкалы. Необходимость такой коррекции обычно связана с четырьмя основным факторами:

- выходом из строя фотоумножителей;
- деградацией сцинтиллятора, что часто актуально, когда добавляют соединения с гадолинием Gd для повышения эффективности регистрации нейтронов;
- изменением свойств сцинтиллятора и параметров элементной базы оборудования из-за смены внешних условий эксплуатации установки (чаще всего, из-за изменения температурного режима);
- изменениями в детекторе (например, обновлением электроники или аварией).

В случае детектора Borexino первый фактор был основным. Остальные либо отсутствовали, либо их влияние было мало и существенно не отражалось на энергетической шкале.

В качестве реперных точек могут выступать моноэнергетические линии или характерные особенности спектров частиц (обычно это максимальная энергия). При этом главным критерием при выборе энергетической привязки является возможность выделения нужных сигналов из некалиброванных или плохо калиброванных данных. Численно это выражается в

соотношении сигнал/шум после применения программных фильтров отбора событий. Также шкала может корректироваться путём аппроксимации хорошо известного спектра с последующим извлечением из результата аналитической зависимости между измеряемой физической величиной и энергией. Данная процедура актуальна при энергиях выше $15-20$ МэВ, где уже нет процессов с достаточной статистикой и явной энергетической привязкой.

При оффлайн калибровке системы FADC использовались монолинии 2.22 МэВ и 4.95 MeV, возникающие при захвате нейтронов ядрами водорода ^{1}H и углерода ^{12}C соответственно, и максимум β -спектра распада космогенного ^{12}B $Q_\beta = 13.37$ МэВ. С помощью этих трёх реперных точек система была откалибрована до энергии в 15 МэВ. Для калибровки при больших энергиях ($\sim 40-50$ МэВ) потенциально возможно использовать спектр мишелевских электронов[1]. Но усилия, предпринятые в этом направлении, не привели к удовлетворительным результатам.

Процедура калибровки была разделена на две части. Для начала проводился анализ пика от захвата нейтронов на водороде. Большая статистика (несколько сотен тысяч событий за всё время измерений) позволяла не только точно определять положение реперной точки в 2.22 МэВ, но и корректировать её положение со временем. Используя нулевую энергию как дополнительную реперную точку, строилась линейная шкала. На практике она была выражена коэффициентом пересчёта, который менялся со временем. Во второй части анализа проверялось, как сильно построенная шкала неточна на больших энергиях. Для этой цели как раз использовались монолиния захвата нейтронов на углероде и максимум β-спектра от распада космогенного бора. Дополнительно проводилось сопоставление энергий одних и тех же событий согласно информации с обоих систем сбора данных.

[1]Электроны, возникающие в результате распада мюонов.

2.2.1 Калибровка по монохроматическому γ-излучению от захвата нейтрона на водороде ^{1}H

Отправной точкой работ по улучшению оффлайн калибровки системы сбора данных FADC был спектр событий, отобранных из данных за первые 2.5 года и ассоциируемых с γ-квантами от реакции захвата нейтрона на водороде. Спектр показан на рисунке 2.1. Из него очевидно, что пик имеет с

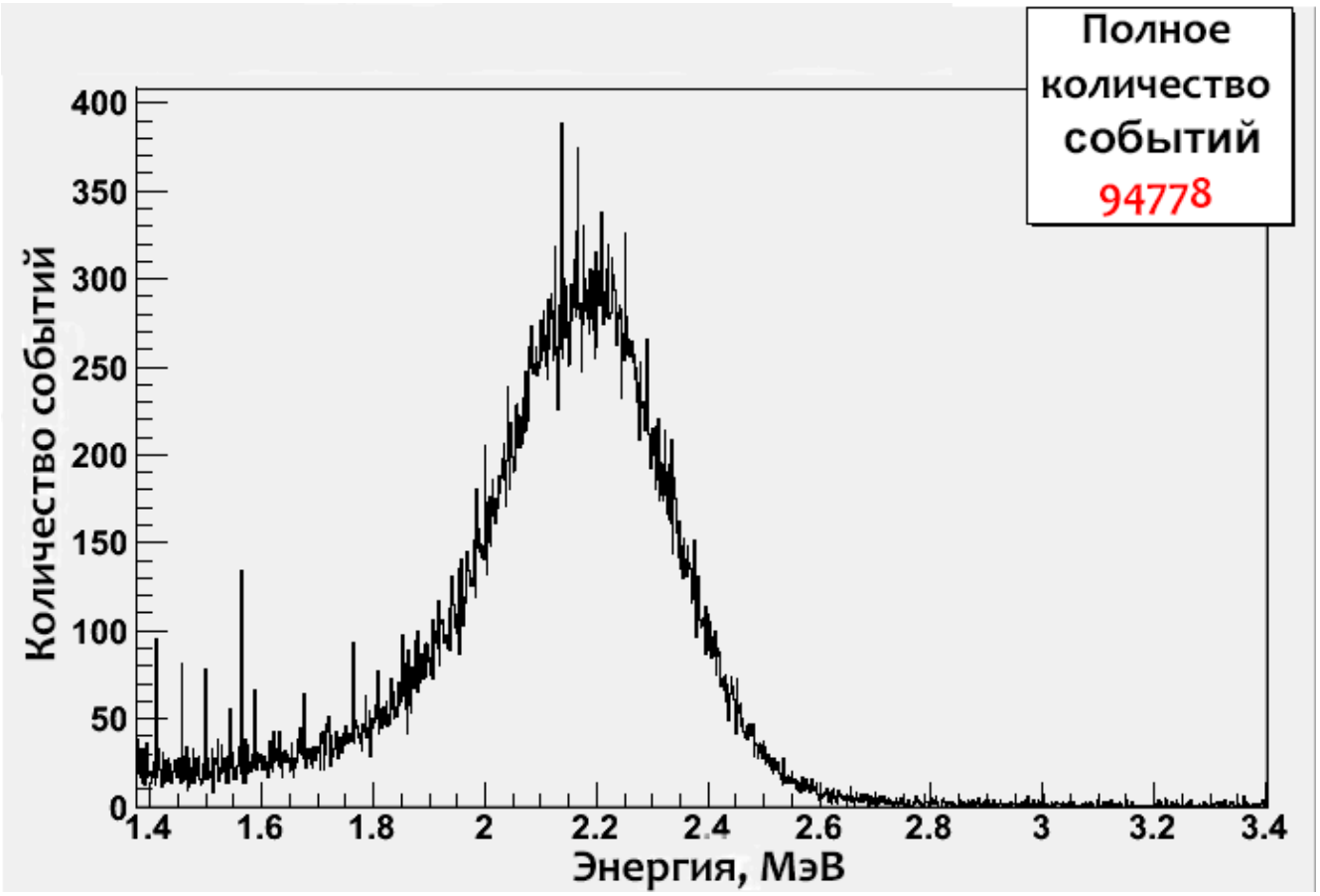


Рисунок 2.1 — Монолиния с энергией 2.22 МэВ, с помощью которой проведена первичная калибровка энергетической шкалы системы FADC.

левой стороны форму, отличную от формы распределения Гаусса. Хотя это искажение частично обусловлено фоновыми событиями и неполным энерговыделением на краях мишени за счёт вылета γ-квантов за её пределы, основной вклад вносит смещение самого спектра при изменении количества ФЭУ. Приведённый факт был подтверждён в ходе выполнения детального анализа, который излагается далее.

Как уже отмечалось, количество фотодетекторов уменьшается за счёт выхода их из строя. Однако, временами происходят и другие события, изменяющие количество ФЭУ. К примеру, некоторые каналы сбора данных могут ремонтироваться, источники высокого напряжения иногда выходят из строя и даже может происходить переподключение ФЭУ к другим каналам с целью той или иной оптимизации работы детектора. Всё это приводит изменению количества детекторов как в отрицательную, так и в положительную сторону, хотя согласно отчётам инженеров, обслуживающих электронику Borexino, в среднем каждую неделю теряется по два ФЭУ. На промежутке времени в несколько лет должно наблюдаться постепенное уменьшение светосбора. Резкое его падение или видимое изменение тенденции без серьезного изменения количества ФЭУ сразу же свидетельствует о каких-то дополнительных проблемах. В итоге, помимо уточнения энергетической шкалы наблюдение за положением монолинии от захвата нейтронов на водороде позволяет контролировать долговременную стабильность детектора Borexino.

Рассмотрим поведение исследуемого спектра в зависимости от количества событий. Когда статистика маленькая, количество событий имеет тот же порядок, что и число делений по оси, где откладывается собранный заряд. Пик широкий. Далее с увеличением числа событий, он становится уже. Ситуация приобретает обратный характер, когда изменения в количестве фотоумножителей начинают отражаться в статистике, постепенно уширяя пик. Спектр аппроксимируется распределением Гаусса, стандартное отклонение которого линейно связано с шириной монолинии. Таким образом, стандартное отклонение является естественным параметром, наблюдая за изменением которого, можно делать выводы о смещении спектра.

Контроль формы спектра осуществляется по следующему алгоритму. Набирается спектр. Если событий больше некоторого минимального количества n_{min}, требуемого для удачной аппроксимации, при добавлением каждого нового события выполняется фитирование пика распределением Гаусса. Получают его параметры. Если значение стандартного отклонения оказывается наименьшим из найденных ранее, то это значение запоминается как текущее наименьшее. Одновременно сохраняются и другие параметры аппроксимации, в том числе и ошибка определения стандартного отклонения. Также фиксируется номер сеанса измерений (или рана, от англ. *run*). Про-

цедура продолжается пока не будет удовлетворено следующее неравенство, рассматриваемое как базовое правило,

$$\sigma_i > \sigma_{min} + \alpha\Delta\sigma_{min}, \tag{2.1}$$

где σ_i - текущее значение стандартного отклонения, σ_{min} - минимальное значение стандартного отклонения, найденное после последнего обнуления спектра, $\Delta\sigma_{min}$ - ошибка, с которой определено минимальное значения стандартного отклонения, α - параметр анализа. α подбирался вручную. Было найдено, что алгоритм хорошо работает при $\alpha = 2$. Уменьшение параметра ухудшает математическую обоснованность результата, а увеличение негативно сказывается на продолжительности вычислений и приводит к понижению точности получаемого результата.

Искомым параметром является положение пика при минимальной стандартном отклонении. Оно соответствует энергии захвата нейтрона на водороде. Соответствующее отношение задаёт коэффициент пересчёта из собранного заряда в энергию для периода с начала набора спектра до момента, когда аппроксимация имеет наименьшее стандартное отклонение. Новый спектр должен набираться с момента, в который зафиксировано начало уширения старого, т.е. с момента нахождения минимального стандартного отклонения. Из-за этого алгоритм отчасти напоминает челночный бег. В качестве дополнительного пояснения к описанному способу получения коэффициентов на рисунках 2.2 и 2.3 показано, как изменяется значение стандартного отклонения по ходу выполнения алгоритма.

Для поиска событий в данных, которые соответствуют γ-квантам от захвата нейтронов на водороде, были выработаны следующие критерии отбора.

- Из рассмотрения исключались данные, набранные в течение еженедельного технического обслуживания электроники детектора (в среду с 9:00 до 15:00).
- Поиск γ-квантов осуществлялся после мюонов, которые были зафиксированы во внутреннем детекторе. Большинство нейтронов возникают в результате взаимодействия мюонов с рабочей средой [105].
- Окно поиска после мюона было выбрано 0.02 – 1.6 мс. Задержка в 0.02 мс продиктована мёртвым временем электроники из-за пере-

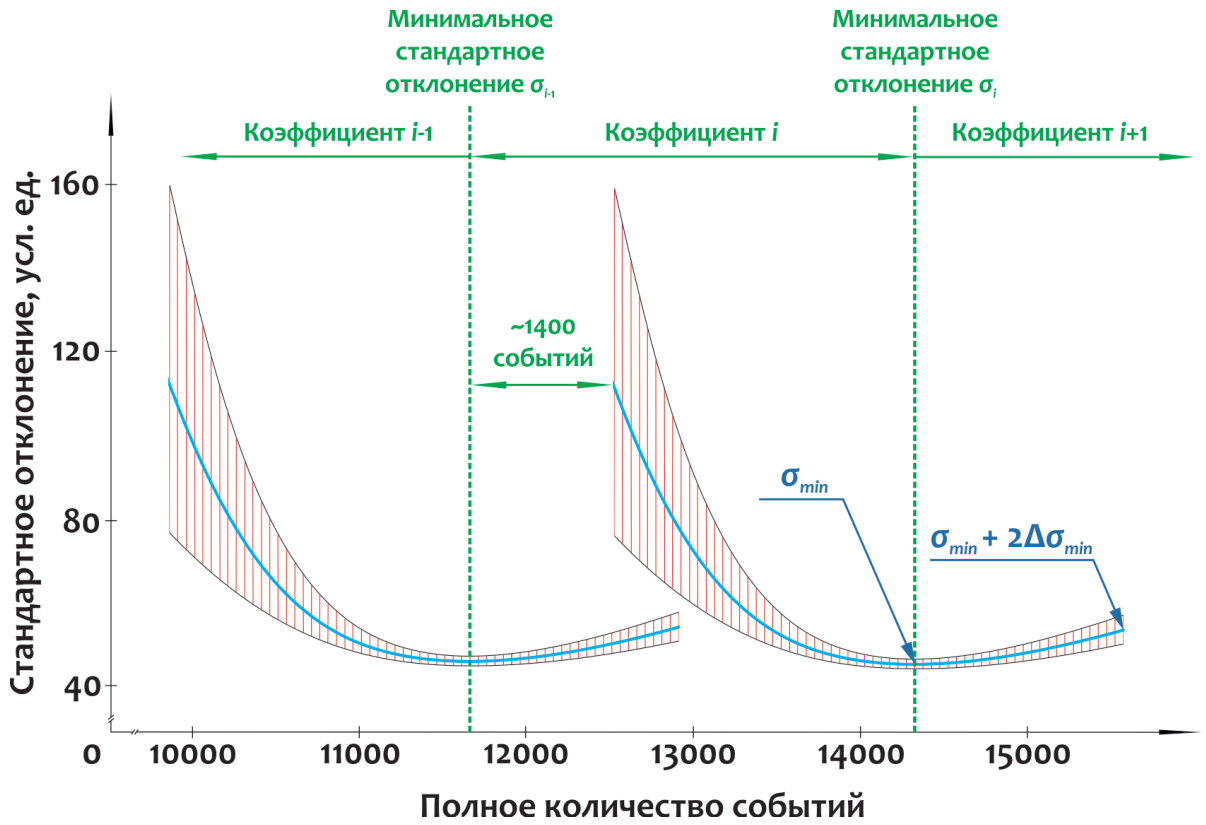


Рисунок 2.2 — Схематичное изображение, иллюстрирующее алгоритм.

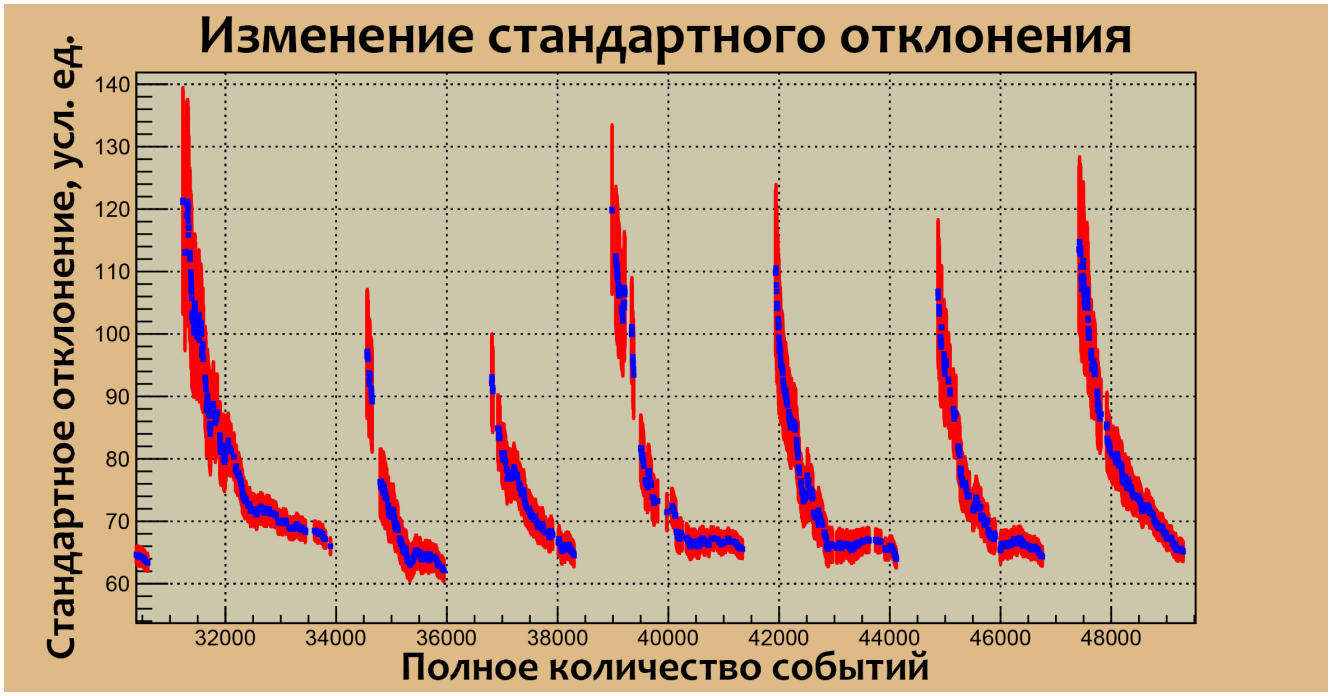


Рисунок 2.3 — Иллюстрация работы по описанному алгоритму. Показано изменение стандартного отклонения вплоть до минимального значения. На изображении стандартное отклонение обозначено голубыми точками, а его ошибка – красным линиями.

грузки от высокоэнергетического события, коим и является взаимодействие мюона со средой. Верхний же предел определяется средним временем захвата нейтрона на водороде, которое для сцинтиллятора Borexino составляет $258.7 \pm 0.8(\mathrm{stat}) \pm 2.0(syst)$ мкс [105].

– Если в окне регистрировался мюон, то после него не открывалось новое окно и не продолжался поиск γ-квантов в старом. Включалась задержка на 1.6 мс, а потом анализ возобновлялся после следующего мюона. Данный подход к проблеме наложений был применён, чтобы максимально избежать не физических или ошибочно отобранных (к примеру, из-за тех же наложений) событий в набираемом спектре. Хотя использованное решение проблемы нельзя назвать оптимальным, значительный объём статистики позволил действовать таким образом.
– Применялся шумовой фильтр, являющийся одним из встроенных инструментов для обработки данных системы FADC.
– Применялась встроенная процедура идентификации мюонов и требовалось, чтобы искомое событие не было мюоном.
– Отбирались только кандидаты с триггером 1 (с так называемым нейтринным триггером, хотя им также помечены взаимодействия других частиц с мишенью).
– Первое событие, найденное в данных каждого сеанса измерений, обрабатывалось как шум, т.е. отбрасывалось.
– Кандидаты искались в широких энергетических окнах. По переменной полного заряда ASUM использовался интервал $450 - 1250$ усл. ед. заряда, который примерно соответствовал интервалу энергий $\sim 1.0 - 2.7$ МэВ. По переменной полного заряда DSUM, эквивалентной на малых энергиях уточнённой переменной DSUMcorrected, применялся интервал $450 - 1250$ усл. ед. заряда. Он примерно соответствовал энергиям $\sim 1.5 - 4.0$ МэВ. Требовалось, чтобы событие-кандидат одновременно удовлетворяло условиям по обоим переменным.

При аппроксимации набираемых спектров и поиске минимального стандартного отклонения использовался следующий набор правил, выработанных из общих соображений и результатов отладки программы.

а) Чтобы избежать ошибок фитирования, связанных с используемой численной схемой, методом анализа и малой статистикой, использование аппроксимации начиналось при соблюдении трёх условий.
   - Минимальное количество событий - 1400.
   - Начальное значение минимального стандартного отклонения задавалось вручную и было одинаковым для переменных ASUM и DSUM. В последней конфигурации оно составило 4000.
   - Начальное значение ошибки минимального стандартного отклонения также указывалось вручную и было одним и тем же для переменных ASUM и DSUM. При последней подстройке параметров оно было выбрано равным 3000.

б) Аппроксимация рассматривалась как удачная, если выполнялось два условия.
   - Стандартное отклонение по обоим переменным было больше 35 усл. ед. заряда.
   - Критерий согласия χ^2/ndf для аналоговой суммы ASUM превышал значение в 0.65.

в) Условия на параметры аппроксимации, при удовлетворении которых осуществлялась проверка на минимальность стандартного отклонения.
   - Поиск минимального стандартного отклонения осуществлялся по переменной ASUM.
   - Стандартное отклонение по аналоговой сумме ASUM должно было быть больше 35 усл. ед. заряда.
   - Ошибка стандартного отклонения по переменной ASUM - меньше 60 усл. ед. заряда.
   - Критерий согласия χ^2/ndf для аналоговой суммы ASUM - меньше 1.40.
   - Критерий согласия χ^2/ndf для цифровой суммы DSUM - меньше 3.00. Хотя данное условие и не является необходимым, и программа без него работает правильно и стабильно, было решено добавить такое общее ограничение, чтобы повысить устойчивость процедуры к потенциальным ошибкам фитирования.

г) Область спектра, которая аппроксимировалась распределением Гаусса, определялась следующим образом. Выполнялся поиск значения по оси OX, соответствующего максимуму гистограммы. Далее искомая область задавалась замкнутым интервалом $[max - 80, max + 160]$. Несимметричность сегмента вызвана искажением с левой стороны реального распределения за счёт фона, неполного поглощения на границах внутреннего рабочего объёма детектора (IV). Выделение доверительного объёма (сокр. FV, от англ. *Fiducial Volume*) могло слегка улучшить ситуацию, однако как видно из рисунков 2.4 и 2.5, большой необходимости в этом не было.

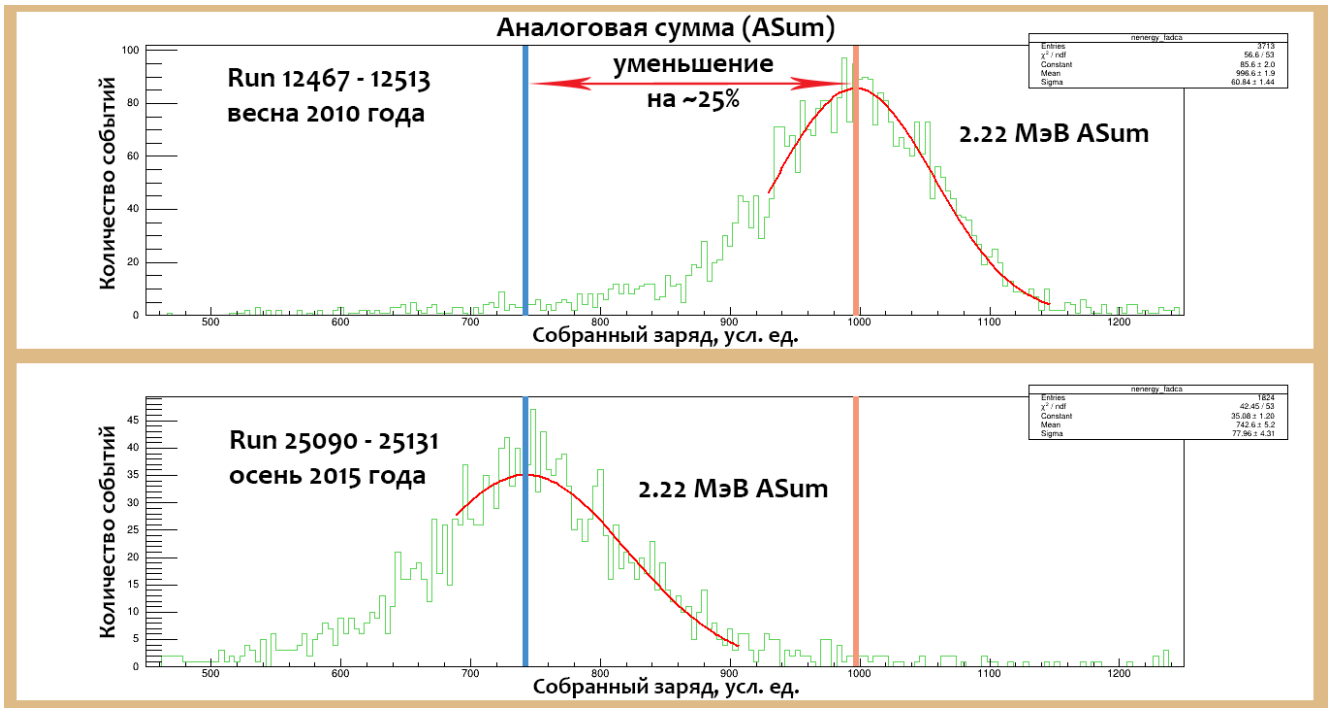


Рисунок 2.4 — Изменение с течением времени позиции монолинии с энергией 2.22 МэВ, возникающей как результат захвата термализованного нейтрона ядром атома водорода. Энергия вычислялась с использованием суммарного аналогового сигнала (ASum).

Набор условия, при которых процедура завершалась, найденный коэффициент записывался, и запускался новый шаг анализа.

– Основным условием перезапуска является выполнение базового правила 2.1.
– Также не имеет смысла набирать больше 3500 событий, так как размазывание слева становится визуально заметным, однако, недоста-

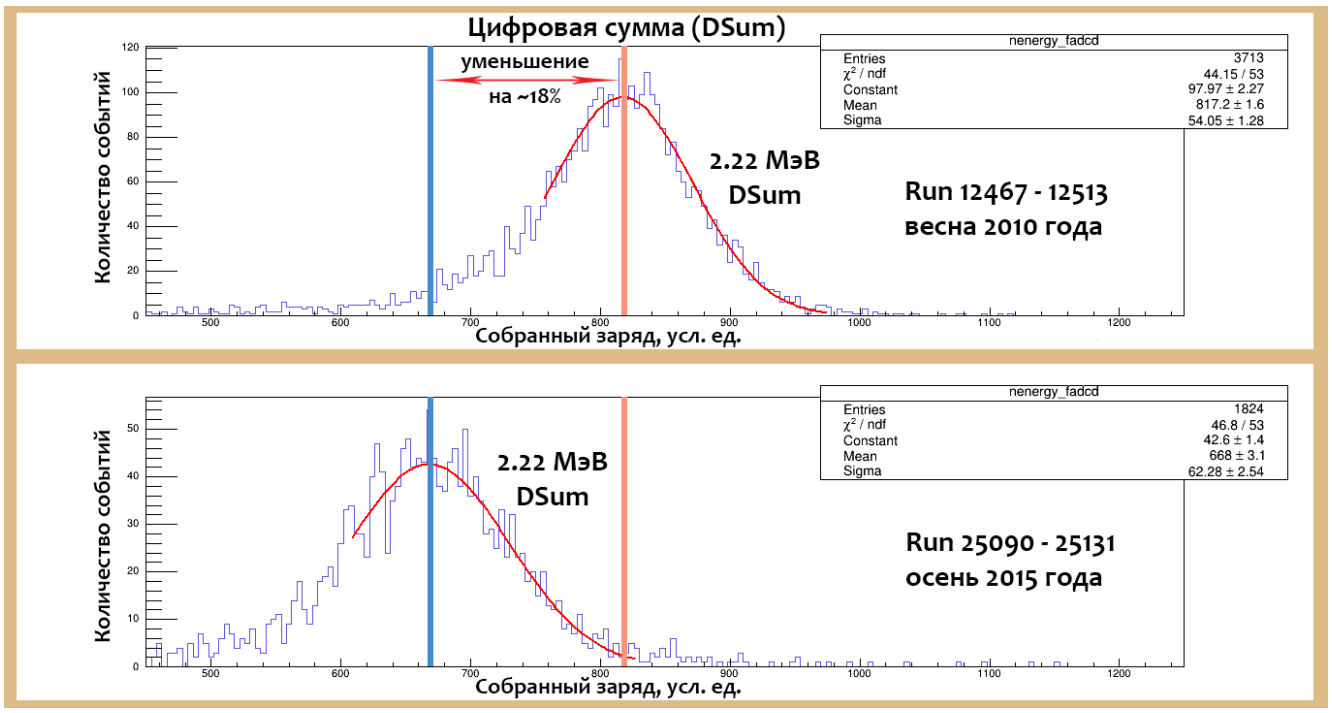


Рисунок 2.5 — Изменение с течением времени позиции монолинии с энергией 2.22 МэВ, возникающей как результат захвата термализованного нейтрона ядром атома водорода. Энергия вычислялась с использованием суммарного цифрового сигнала (DSum).

точным для значительного смещения пика. Вариант с выполнением сложной аппроксимации (к примеру, используя два распределения Гаусса с разными параметрами) в данном случае не даёт хорошего результата из-за малости статистики.

– Для описания потенциальных крайне стабильных конфигураций детектора было введено дополнительное к базовому правило, регламентирующее ошибку минимального стандартного отклонения. Уменьшение этой ошибки до значения в 0.1 усл. ед. заряда и менее автоматически приводило к перезапуску процедуры.

Смещение линий за примерно 5.5 лет работы детектора Borexino проиллюстрировано на рисунках 2.4 и 2.5. Кроме того, на рисунке 2.6 показана общая динамика изменения коэффициента за всё время работы системы FADC, а в приложении A приведена соответствующая таблица.

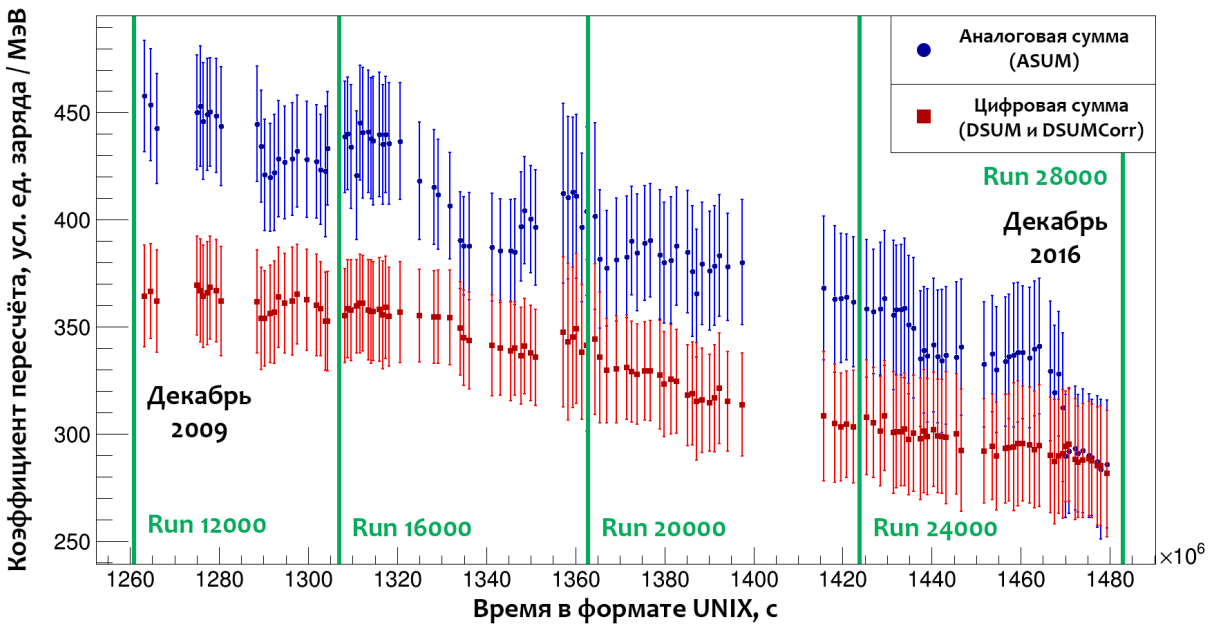


Рисунок 2.6 — Изменение значения коэффициента пересчёта собранного заряда в энергию с течением времени.

2.2.2 Проверка линейности энергетической шкалы по монолинии от захвата нейтрона на углероде ^{12}C

Процедура уточнения энергетической шкалы системы FADC по моноэнергетическим γ-квантам от реакции захвата нейтрона ядром углерода ^{12}C была в значительной мере похожа на процедуру калибровки по монолинии от захвата нейтрона на водороде. Критерии отбора событий были практически идентичны. Фитирование также выполнялась с применением распределения Гаусса. Малая статистика в несколько тысяч событий за всё время сбора данных позволяла лишь раз построить спектр и из его аппроксимации извлечь необходимую поправку. Спектр сразу же воспроизводился в энергетических единицах (МэВ) путём применения линейной шкалы. Отклонение положения найденного пика от табличного определяло степень неточности. А рамках анализа считалось, что если ошибка была в пределах неопределённости коэффициента пересчёта, то никакие поправки не вводились.

Моноэнергетические γ-кванты от захвата нейтрона углеродом имеют суммарную энергию 4.945 МэВ. В 67% случаев – это один E1 γ-квант, $\sim$ 32% – каскад из трёх E1 γ-квантов [106]. Но так как временное разрешение

детектора Borexino много больше, чем характерное время девозбуждения по любому из указанных каналов, регистрируется только одно событие с энергией 4.945 МэВ. Для поиска соответствующих событий в данных были выработаны следующие критерии отбора.

– Поиск γ-квантов осуществлялся после мюонов, которые были зафиксированы во внутреннем детекторе.
– Окно поиска после мюона было выбрано 0.02 $-$ 1.6 мс. Верхний предел определялся средним временем захвата нейтрона на водороде, так как соответствующее сечение на два порядка больше, чем сечение при захвате на углероде [107].
– Если в окне регистрировался мюон, то после него не открывалось новое окно и не продолжался поиск γ-квантов в старом. Включалась задержка на 1.6 мс, а потом анализ возобновлялся после следующего мюона.
– Применялся шумовой фильтр.
– Применялась встроенная процедура идентификации мюонов и требовалось, чтобы искомое событие не было мюоном.
– Отбирались только кандидаты с триггером 1.
– Первое событие, найденное в данных каждого сеанса измерений, обрабатывалось как шум, т.е. отбрасывалось.
– Кандидаты искались в широких энергетических окнах. По переменным ASUM и DSUMcorrected использовался интервал 3.00 – 7.00 MeV по линейной шкале. На энергетическую переменную DSUM накладывалось условие, что она больше 3.00 MeV. При этом требовалось, чтобы событие-кандидат одновременно удовлетворяло условиям по всем переменным.

Монолиния 4.945 МэВ на спектре сильно замазана с левой стороны. Тому есть две основные причины. Во-первых, γ-кванты с энергией ≈ 5 МэВ поглощаются в слое сцинтиллятора толщиной в несколько десятков сантиметров. Как следствие, часть γ-квантов покидает мишень (краевой эффект), что выражается в регистрации событий с энергией меньше 4.945 МэВ. Во-вторых, из-за использования всех набранных данных для построения спектра в интервал энергий, в котором отбираются события-кандидаты, попадает достаточно много γ-квантов от захвата нейтрона водородом. Указанную проблему удалось преодолеть путём использования распределения

Гаусса только для правого края спектра и для его центра. Левый край исключался из рассмотрения.

Результаты показаны на рисунке 2.7. Путём небольших изменений выбранного энергетического интервала выполнялся поиск наилучшей аппроксимации. В качестве параметра качества рассматривался критерий согласия χ^2/ndf. Аппроксимация считалась хорошей, если $\chi^2/ndf \sim 1$. Как видно из того же рисунка 2.7 отклонение по энергетической переменной ASUM составляет 1.6%, а по энергетическим переменным DSUM и DSUMcorrected равняется 0.2% и 0.7% соответственно. Эти отклонения в несколько раз меньше ошибки измерений. Таким образом, энергетическая шкала сохраняет свою линейность в районе 5 МэВ.

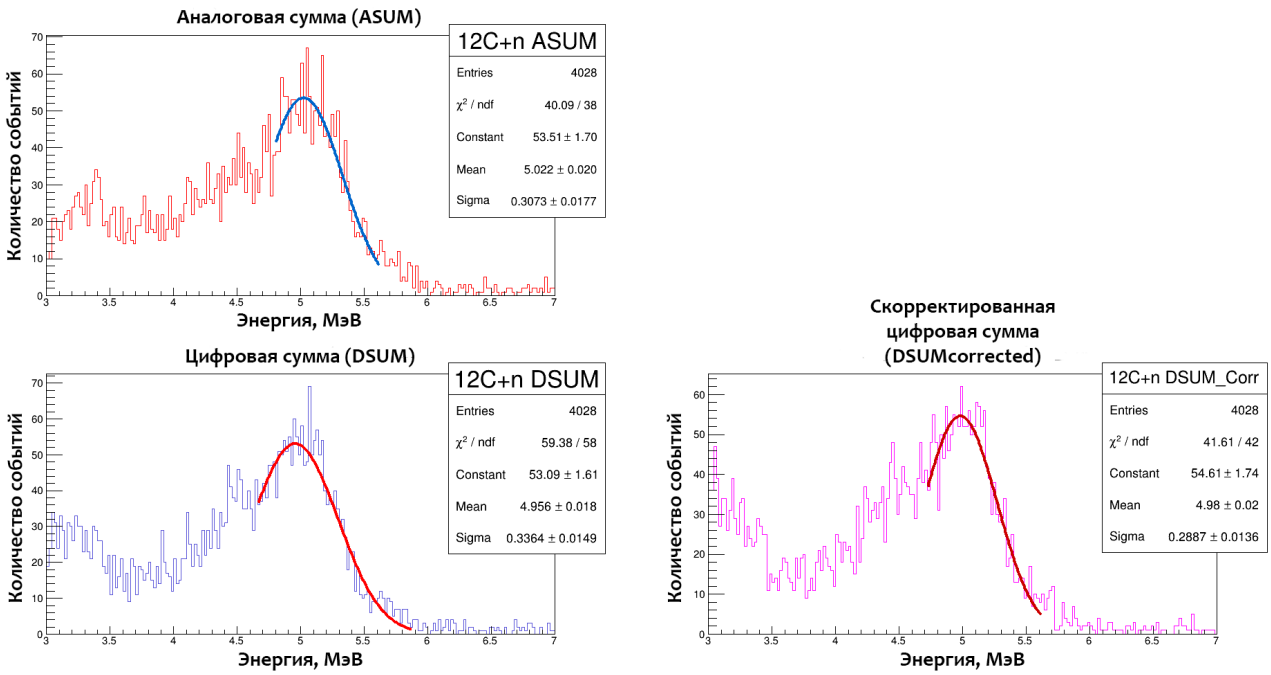


Рисунок 2.7 — Проверка линейной энергетической шкалы по монолинии от захват нейтрона на углероде.

2.2.3 Проверка линейности энергетической шкалы по максимуму β-спектра от распада космогенного бора ^{12}B

В области энергий от 10 до 15 МэВ коррекция энергетической шкалы осуществлялась по максимальной энергии β-спектра от распада ^{12}B. Данный изотоп возникает в ходе реакций скалывания, в которых происходят

взаимодействия атмосферных мюонов с веществом мишени. Наряду с ^{12}B, могут появляться короткоживущие изотопы разных химических элементов. Космогенный фон в детекторе Borexino был тщательно исследован коллегами автора по коллаборации и описан в работе [105]. Согласно параграфу 5 этой статьи, ^{12}B возникает чаще всего. Используя статистику за несколько лет, возможно построить спектр и провести поиск его максимума. В районе $13-14$ МэВ главными фонами для событий β^--распада ^{12}B выступают β^--распады ^{9}Li, ^{8}Li и β^+-процессы ^{12}N, ^{9}C, ^{8}B.

Перед тем как начать проверку линейности шкалы, необходимо было оценить максимальный уровень ожидаемой ошибки. События-кандидаты отбирались после мюонов, затронувших доверительный объём детектора, во временном окне от момента регистрации мюона до 110 мс. Исходя из данных статьи [105] в этом интервале фон порождает ошибку не более чем в 10%. Погрешность имеющейся энергетической шкалы не превышает $10-12\%$. Таким образом, без учёта статистики ошибка не может превосходить $15-16\%$. Принимая в рассмотрение имеющийся набор данных, полную максимальную ошибку можно оценить на уровне 20%.

Первоначально спектр β^--распада ^{12}B был построен по данным системы Laben. Эта информация была необходима, так как к моменту проверки линейности энергетической шкалы в системе FADC отсутствовала процедура пространственной реконструкции событий в детекторе. Заодно использование информации Laben увеличивало достоверность отбора событий, так как селекция данных осуществлялась в обоих системах.

В DAQ Laben использовались следующие критерии отбора.

– Список событий был получен с использованием данных в формате 16-го цикла измерений, упакованных в dst-файлы.
– Поиск электронов осуществлялся после мюонов, которые были зафиксированы во внутреннем детекторе. Для этого требовалось одновременное наличие триггеров tt1 и btb4 системы Laben.
– Окно поиска после мюона было выбрано $0 - 110$ мс. Начало окна отсчитывалось от момента выработки триггера tt128. Конец же определялся временем жизни изотопа ^{12}B, которое согласно всё той же статье [105] составляло 29.1 мс.
– Событие не было помечено как мюон во внутреннем детекторе, т.е. триггер btb не был равен 4.

– Отбирались кандидаты с полным собранным зарядом не меньше 1500 ф.э.
– Анализ выполнялся в доверительном объёме - сфере радиусом 4 м и центром, совпадающим с центром внутреннего детектора.

Всего было отобрано 4654 событий-кандидатов за период сбора данных с 2009 по 2014 год. Найденные события повторно искались автором в данных

T_e, МэВ	$F(T_e, Z)$ [108]	ΔE, МэВ	$F(T_e, Z)_{\text{исп}}$
< 3.00	> 1.148	< 2.90	1.150
3.00	1.148	2.90 – 3.10	1.148
3.20	1.148	3.10 – 3.30	1.148
3.40	1.147	3.30 – 3.50	1.147
3.60	1.146	3.50 – 3.70	1.146
3.80	1.146	3.70 – 3.90	1.146
4.00	1.145	3.90 – 4.25	1.145
4.50	1.144	4.25 – 4.75	1.144
5.00	1.142	4.75 – 5.50	1.142
6.00	1.141	5.50 – 6.50	1.141
7.00	1.139	6.50 – 7.50	1.139
8.00	1.137	7.50 – 8.50	1.137
9.00	1.134	8.50 – 9.50	1.134
10.00	1.131	9.50 – 10.50	1.131
11.00	-	10.50 – 11.50	1.128*
12.00	-	11.50 – 12.50	1.125*
13.00	-	12.50 – 13.50	1.122*
14.00	-	13.50 – 14.50	1.119*
15.00	-	14.50 – 15.50	1.116*
16.00	-	15.50 – 16.50	1.113*
17.00	-	16.50 – 17.50	1.110*
18.00	-	17.50 – 18.50	1.107*

Таблица 5 — Значения функции Ферми для β-распада ^{12}B. Звёздочкой * обозначены значения функции Ферми, которые взяты не из таблицы, а получены путём линейной экстраполяции.

системы FADC, используя совмещённую пособытийно информацию с обоих

систем, записанную в формате 18-го цикла измерений и упакованную в dst-light-файлы. Применялись следующие критерии отбора.

- Соответствующий файл с данными сеанса измерений с помощью системы FADC успешно прошёл процедуру валидации.
- dst-light-файл не был испорчен по тем или иным причинам. Фактически это означало, что он мог быть открыт и не имел технического статуса «zombie».
- Искомое событие в обязательном порядке присутствовало в данных Laben. Этот критерий возникал в связи с использованием более нового формата данных. При преобразовании всей информации из формата 16-го периода измерений в 17-ый, а затем в 18-ый, рабочий цикл детектора (от англ. *duty cycle*) был пересмотрен дважды. Это привело к потери части статистики.
- Требовалось, чтобы событие-кандидат существовало в данных системы FADC.
- Применялся шумовой фильтр.
- Применялась встроенная процедура идентификации мюонов и накладывалось условие, чтобы искомое событие не было мюоном.
- Сопоставлялись кластеры в каждом из событий, чтобы выявить какой кластер в событии Laben соответствует которому кластеру в том же событии, но уже по данным системы FADC.
- Рассматривались только кластеры с энергией больше 0.8 МэВ по переменным ASUM и DSUMcorrected. Этот критерий отбора ускорял анализ, так как сразу же исключал из рассмотрения массу явно не участвующих в дальнейшем анализе кластеров.
- Если энергия кластера по ASUM была меньше 10 МэВ, то эта переменная использовалась для последующего сопоставления кластеров. В противном случае применялась переменная DSUMcorrected.
- Два сопоставляемых кластера ассоциировались с одним и тем же физическим событием в детекторе, если энергия кластера в системе FADC удовлетворяла следующему условию

$$(0.75 \times q_{Laben}/500) < E < (1.25 \times q_{Laben}/500), \qquad (2.2)$$

где q_{Laben} - полный собранный заряд, 500 - среднее количество ф.э., соответствующее энергии в 1 МэВ в системе Laben. Коэффициенты 0.75 и 1.25 были найдены опытным путём.

После применения всех вышеперечисленных критериев отбора осталось 2621 событие.

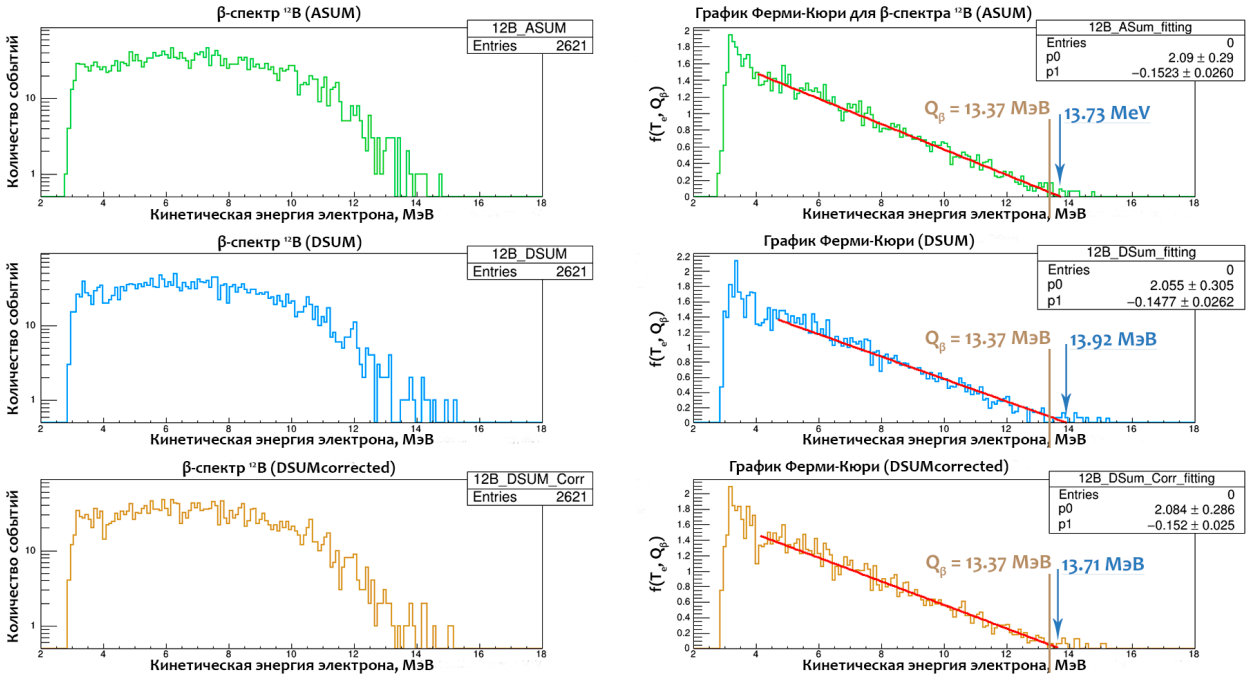


Рисунок 2.8 — Проверка линейности энергетической шкалы по максимуму β-спектра от распада космогенного бора ^{12}B.

Нахождение максимальной энергии спектра β^--распада ^{12}B возможно двумя путями. Наиболее аккуратным подходом является выполнение полного моделирования регистрации событий в детекторе для получения идеальной экспериментальной формы спектра с последующим использованием её для аппроксимации реальных данных. Но такой подход имеет две проблемы, которые не удалось полностью решить к моменту написания этой диссертации. Первая проблема связана со сложностью конфигурирования Монте-Карло симулятора для получения правильного потока мюонов и вторичных частиц. Частично этот вопрос отражён в статье [105] и диссертации [28]. Вторая проблема касается моделирования системы сбора данных FADC. Как указывалось ранее 1.2 важной особенностью DAQ FADC является возможность анализировать события по форме импульса. В рамках программы симуляции работы электроники были получены сигналы с неправильными фронтами. Приведение их в норму выполнить не удалось. Моделирование с текущей версией программы показало недооценку эффективности систе-

мы FADC из-за неправильной работы мюонного и шумового фильтров, а также алгоритма восстановления пространственного положения событий в детекторе, когда последний был реализован. Поэтому от описанного подхода было решено отказаться в пользу более традиционного метода. Набранный спектр был аналитически линеаризован с применением функции Ферми-Кюри, и была проведена соответствующая аппроксимация. Пересечение с осью абсцисс определило максимальную кинетическую энергию электронов β^--распада ^{12}B.

В общем виде функция Ферми-Кюри $f(T_e, Q_\beta)$ имеет такой вид

$$f(T_e, Q_\beta) = \sqrt{\frac{N_e(T_e)}{cp_e(T_e + m_e c^2)F(T_e, Z)}}, \tag{2.3}$$

где

$$p_e = \frac{1}{c}\sqrt{T_e(T_e + 2m_e c^2)}, \tag{2.4}$$

T_e есть энергия электрона, p_e – его импульс, m_e – масса электрона, $N_e(T_e)$ – спектр β-распада ^{12}B, $F(T_e, Z)$ – функция Ферми, через $F(T_e, Z)_{\text{исп}}$ обозначено использованное при расчётах значение функции Ферми, ΔE – энергетический интервал, в котором значение функции Ферми считается неизменным, Q_β есть кинетическая энергия, выделяющаяся при β-распаде и равная максимальной энергией спектра электронов β-распада, c – скорость света.

Путём подстановки 2.4 в 2.3 получается конечное выражение

$$f(T_e, Q_\beta) = \sqrt{\frac{N_e(T_e)}{\sqrt{T_e(T_e + 2m_e c^2)}(T_e + m_e c^2)F(T_e, Z)}}, \tag{2.5}$$

которое было использовано для линеаризации спектра. Для расчётов использовались значения функции Ферми $F(T_e, Z)$, приведённые в таблице 5.

Спектр β^--распада ^{12}B, его линеаризованная версия и результаты аппроксимации показаны на рисунке 2.8. Были получены следующие отклонения от линейной энергетической шкалы: по ASUM - 2.7%, по DSUM - 4.1%, по DSUMcorrected - 2.5%. Хотя эти отклонения в разы больше тех, что были найдены при анализе положения монолинии от захвата нейтрона на углероде, они лежат в пределах ошибок линейной энергетической шкалы. Таким образом, можно утверждать, что использование текущей калибровки до энергий в $13 - 15$ МэВ вполне допустимо.

2.2.4 Сопоставление энергий событий по данным систем Laben и FADC

Дополнительное сопоставление энергий событий, зарегистрированных обоими системами сбора данных, подтвердило, что до 15 МэВ для измерительного комплекса FADC применима линейная энергетическая шкала. Сравнение данных Laben и FADC представлено на рисунке 2.9.

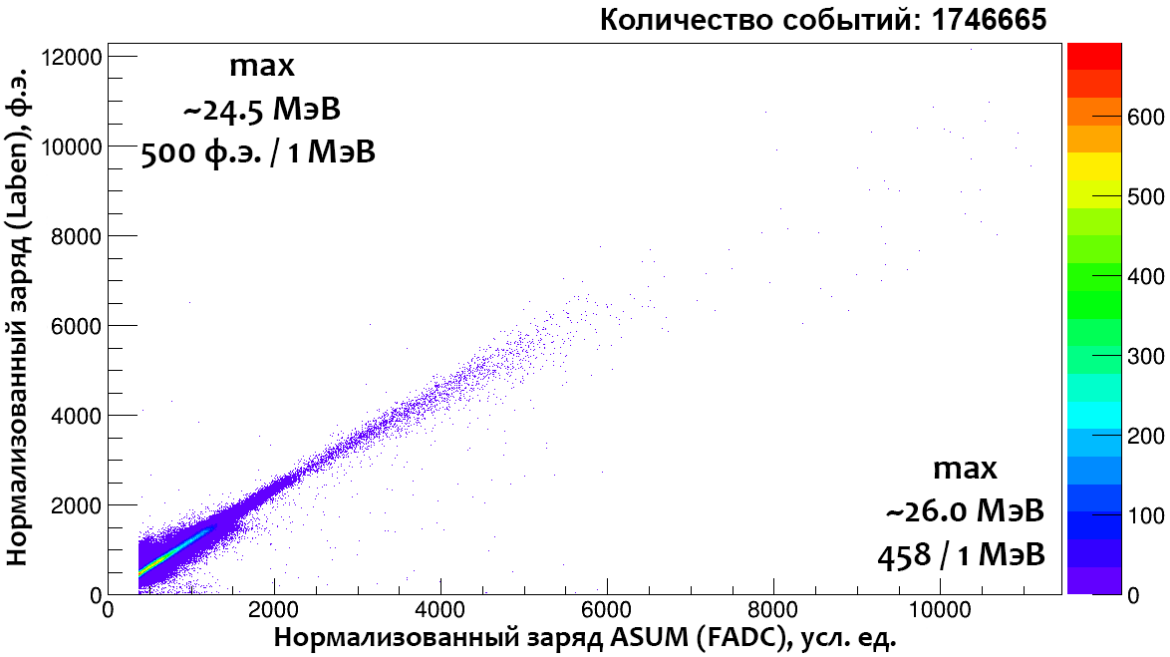


Рисунок 2.9 — Сопоставление энергий одних и тех же физических событий в детекторе Borexino, зарегистрированных обоими системами сбора данных.

Глава 3. Пространственная реконструкция событий в детекторе Borexino

В данной главе обсуждается необходимость восстановления пространственного положения событий в детекторе, описываются потенциальные подходы к проблеме, реализация выбранного метода для электронно-измерительного комплекса на быстрых АЦП и полученные результаты.

Восстановление положения событий в детекторе Borexino является необходимым элементом анализа данных. Координатная чувствительность позволяет выделять доверительный объём в мишени детектора, в котором те или иные фоны минимальны. Благодаря знанию координат удаётся отбирать события связанные в пространстве, например, при регистрации антинейтрино с помощью реакции обратного β-распада. Отклик детектора зависит от положения события.

Пространственная реконструкция по данным системы на быстрых АЦП использовалась в исследованиях, которые были опубликованы в статьях [60], [73].

Фотоэлектронные умножители во внутреннем детекторе расположены на стальной сфере. Если в некоторой точке детектора возникает сцинтилляция, то излучённые фотоны достигают фотоумножителей в разные моменты времени. Следовательно, возникает некоторое распределение срабатывания сенсоров. Анализируя это распределение можно извлечь информацию о координатах события.

3.1 Пространственная реконструкция событий по данным системы Laben

В системе Laben пространственная реконструкция [109] была реализована с помощью метода максимального правдоподобия. Искался экстремум следующей функции

$$\mathcal{L}(\vec{r_0},t_0) = \prod_i f_{q_i}(t_{f,i}) = \prod_i f_{q_i}\big(t_i - t_0 - n_{\text{эфф}}\frac{d_i(\vec{r_0})}{c}\big), \tag{3.1}$$

где $\vec{r_0}$ определяет положение события в детекторе, t_0 - момент сцинтилляции, $f_{q_i}(t_{f,i})$ - плотность вероятности для времени пролёта, q_i есть заряд, собранный во временном окне длиной 80 нс, i - номер ФЭУ, t_i - момент регистрации первого фотоэлектрона, n - эффективный показатель преломления среды, $d_i(\vec{r_0})$ - расстояние от события до ФЭУ с номером i. Важно отметить, что вид функции плотности вероятности f_{q_i} зависит от количества фотоэлектронных событий, зарегистрированных фотоумножителем i. Была достигнута точность определения координат 11 см/$\sqrt{E(\text{МэВ})}$.

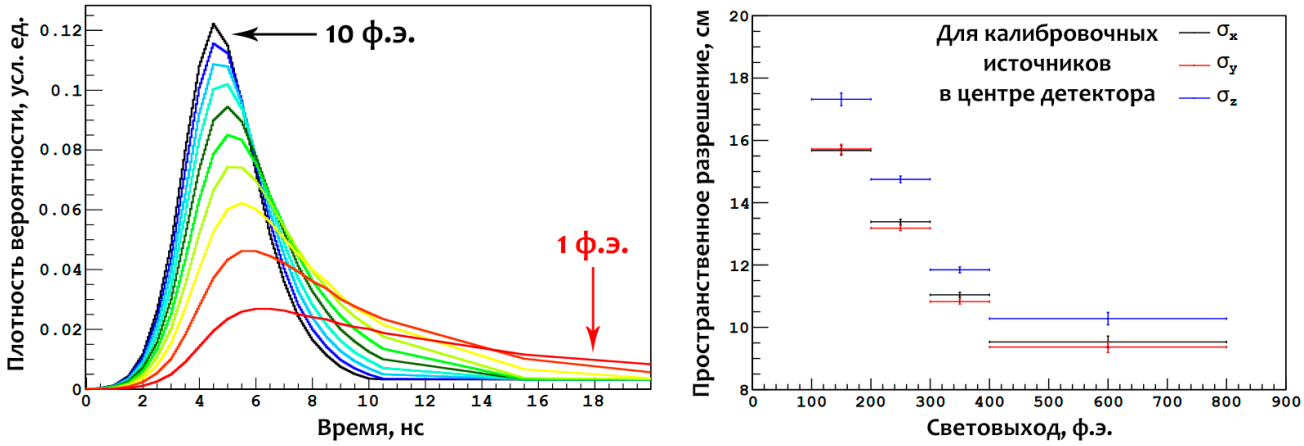


Рисунок 3.1 — *Левый график:* Вид функций плотности вероятности для разного числа зарегистрированных фотоэлектронов. По оси абсцисс отложено время, прошедшее с момента испускания сцинтилляционных фотонов. *Правый график:* Ошибки определения координат по данным системы Laben как функции энергии событий от калибровочный источников, расположенных в центре детектора.

3.2 Реализация пространственной реконструкции событий по данных системы FADC

Для системы сбора данных FADC метод максимального правдоподобия не применим. Система Laben обрабатывает информацию с каждого ФЭУ, в то время как комплекс на быстрых АЦП оцифровывает данные с групп фотоумножителей с числом сенсоров до 24 штук. ФЭУ объединены случайным образом. В одной группе часто оказываются сенсоры из разных участков сферы. В итоге распределение времен срабатывания ФЭУ сильно

искажается. Была предпринята попытка сопоставить каждой группе сенсоров некоторый эффективный фотоумножитель и затем применить метод максимального правдоподобия. Но достигнутая точность составляла порядка 1 м, чего явно недостаточно для анализа.

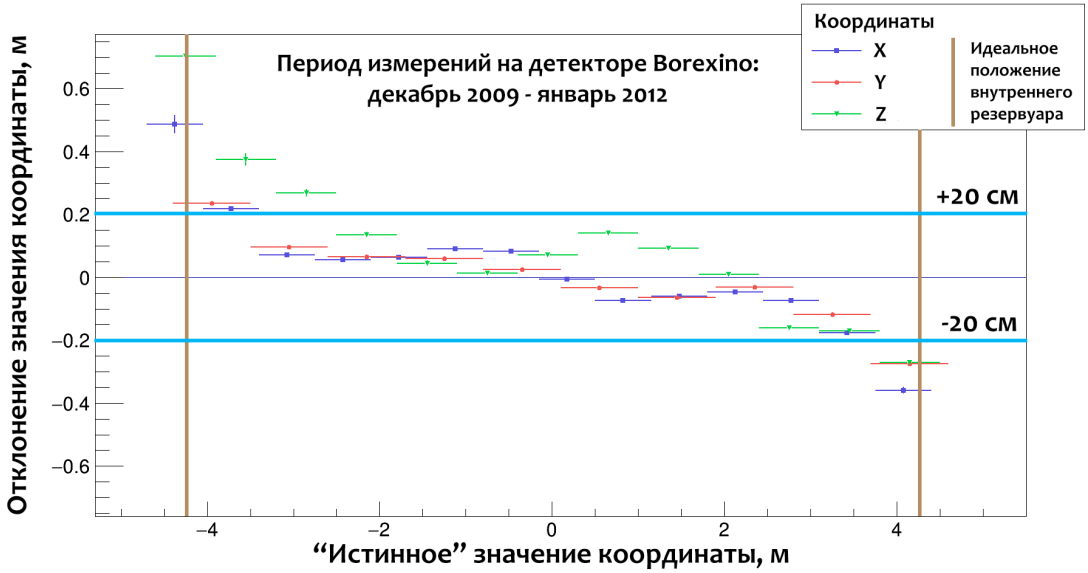
Разрешить проблему получилось с применением адаптивных методов, а именно нейронных сетей. Такой подход к вопросу априори имел ограничение по точности. Так как нейронные сети предварительно тренируют, то важна представительность данных. Допустим, что необходимо получить пространственную реконструкцию с точностью определения положения события в 10 см. Для этого необходимо иметь хотя бы по одному событию-примеру в каждом кубическом объёме мишени со стороной 10 см. Учитывая полный объём сцинтиллятора во внутреннем нейлоновом резервуаре составляет 320 м^3, для тренировки сети требуется минимум $3.2 \cdot 10^5$ событий. Исходя из требования к точности восстановления координат, события должны быть точечными или треками с длиной < 10 см. Выполнение всех этих условий возможно при использовании в качестве примеров для тренировки данных о пространственном положении зарегистрированных событий в системе Laben.

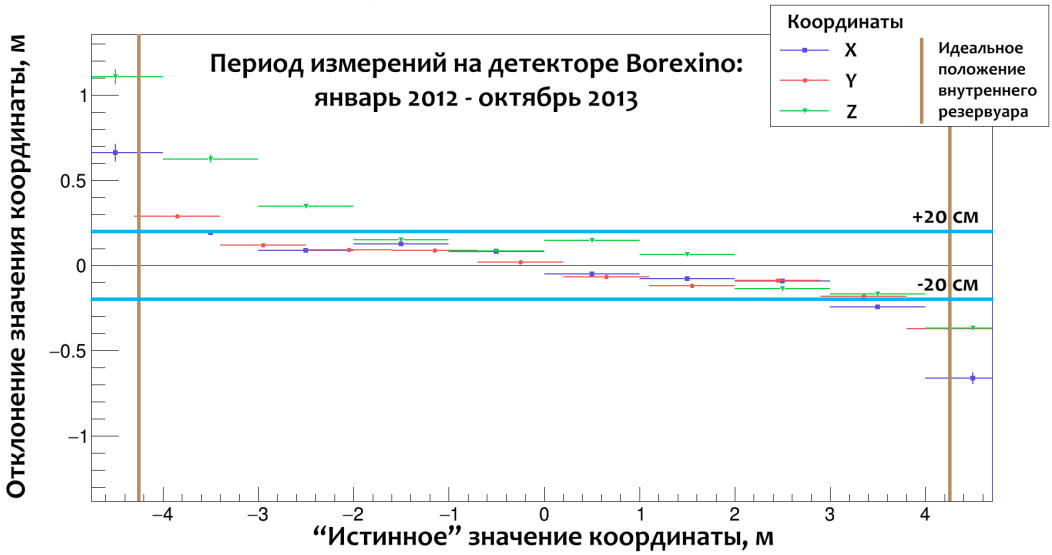
События отбирались из данных, набранных с декабря 2009 по октябрь 2015 года. Было отобрано около $1.2 \cdot 10^6$ примеров. Так как количество ФЭУ изменяется со временем, отобранные события делились на 3 части и строились 3 независимые сети. Тестовые и тренировочные наборы формировались в соотношении 1:4. Построение и использование нейтронных сетей было реализовано с использованием инструментов среды ROOT (ROOT Multi-Layer Perceptron). Было использовано множество конфигураций и все реализованные в ROOT методы обучения [110], [111]. Наилучшего результата удалось достигнуть при следующих настройках:

- 182 входа соответствующие временной и амплитудной информации с 91 калана АЦП;
- 2 скрытых слоя с 27 нейронами в первом и 12 нейронами во втором;
- 3 выхода - координаты x, y, z;
- метод обучения BFGS[1] [112].

Результаты обучения для периода сбора данных с декабря 2009 по январь 2012 года представлены на рисунке 3.2. Для других двух периодов

[1]Broyden - Fletcher - Goldfarb - Shanno





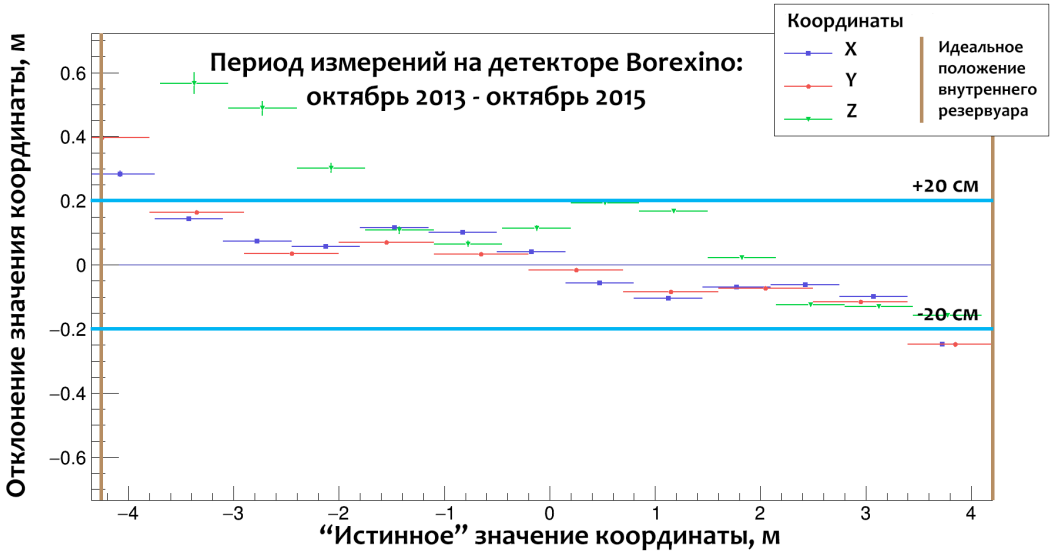


Рисунок 3.2 — Отклонения значений, выдаваемых тренированной нейронной сетью, от «истинных» (от значений в системе Laben). Проверка выполнялась на тестовом наборе данных.

ситуация аналогичная. Согласно консервативной оценке ошибка определения координаты события во внутреннем нейлоном резервуаре не превышает в среднем 22 см, а по радиусу - 30 см. Для дальнейшего уточнение пространственной реконструкции требуется проведение калибровки с использованием радиоактивных и светодиодных источников. Также улучшить определение положений событий в детекторе можно следующими двумя способами:

- за счёт исключения каналов АЦП, которые обрабатывают информацию от фотоумножителей, сильно рассредоточенных по сфере;
- путём изменения в рамках каждой стойки порядка подключения суммарных сигналов к активным 8-канальным аналоговым сумматорам системы сбора данных на быстрых АЦП.

Глава 4. Наблюдение гео-нейтрино

В главе рассматривается физический анализ данных с целью выделения гео-нейтринных событий и измерения соответствующего потока. Поясняется необходимость таких исследований, приводится обзор имеющихся экспериментальных измерений и сделанных по ним выводов, описываются перспективы изучения вопроса. Кроме того, гео-нейтринный анализ используется для проверки созданных программных инструментов обработки данных системы FADC.

Под понятием «гео-нейтрино» подразумевают нейтрино и антинейтрино, возникающие в ходе распадов радиоактивных изотопов, входящих в компонентный состав Земли.

Общий обзор изучения гео-нейтрино и строения Земли с помощью потоков этих частиц дан автором в статье [113]. Предшествующие результаты исследований на детекторе Borexino были кратко описаны в работе [114]. Итоги представленного анализа были опубликованы в статье [60].

4.1 Гео-нейтрино и исследование строения Земли

Исследование гео-нейтрино позволяет дать в той или иной мере ответы на четыре фундаментальных вопроса.

- Подтвердить или опровергнуть существование гео-нейтрино. Оценить поток частиц, дав или конкретное значение, или ограничение сверху.
- Объяснить наблюдаемый тепловой поток из недр Земли.
- Детальнее исследовать структуру и компонентный состав Земли.
- Уточнить знания об этапах эволюции Земли и Солнечной системы, а также о сопутствующих этим этапам процессах.

На возможность решения первой проблемы указали измерения, сделанные коллаборацией KamLAND и опубликованные в 2005 году [115]. С запуском детектора Borexino были начаты аналогичные исследования о которых рассказывается ниже.

Добиться значительного прогресса в решении остальных проблем пока не удаётся. Все опубликованные данные дают ограничения на различные физические величины с большой ошибкой, что позволяет поставить под сомнение лишь малую часть моделей (например, см. [14]). Несмотря на это дальнейшие измерения, сделанные как с помощью детекторов Borexino и KamLAND, так и на новых строящихся установках, помогут продвинуться в этом вопросе. Одно ясно точно. Требуется статистика в разы большая, чем имеется на момент написания этой диссертации. Поэтому перспектива получения новой информации об эволюции, строении и компонентном составе Земли являлась и является сильным мотивирующим фактором для проведения измерений гео-нейтринного потока. В связи с этим стоит кратко рассмотреть суть проблем.

4.1.1 Тепловое излучение Земли

В геофизике существует проблема объяснения наблюдаемого теплового потока из недр Земли. Согласно работе [116] среднее удельное тепловыделение Земли достаточно мало и составляет $q_{\oplus} \approx (60 - 90)$мВт/м^2, что намного меньше теплового излучения от Солнца $q_{\odot} \approx 1.4$кВт/м^2, однако, значительно больше потока от космических лучей $q_{CR} \approx 10^{-8}$ Вт/м^2 . Но при попытке оценки полной тепловой мощности получаются внушительные цифры. По последним вычислениям [117], сделанным на базе геофизических данных, полный тепловой поток составляет (47 ± 2)ТВт. Эта цифра примерно соответствует результату работы 20000 промышленных ядерных реакторов.

Объясняя наблюдаемый тепловой поток, выделяют две компоненты. Одна из них отождествляется с процессами, которые происходили во времена формирования нашей планеты и на раннем этапе её эволюции. В литературе эту компоненту принято обобщённо называть остаточным теплом. Есть несколько потенциальных источников.

- Гравитационная энергия, высвободившаяся в результате возникновения в гомогенной протопланете железно-никелевого ядра.
- Энергия от короткоживущего и уже полностью распавшегося ^{26}Al.

– Энергия от распадов долгоживущих изотопов, входящих в состав Земли в предшествующие эпохи.
– Гипотетический урановый реактор в центре Земли с мощностью не более 30 ТВт и радиусом ~ 4 км [118]. В более поздних работах [119], [120] указываются на порядок меньшие цифры, а именно $3-6$ ТВт. Привлекательность гипотезы не только в возможности объяснить нехватку тепловыделения, но и в обосновании наличия у Земли магнитного поля, наблюдаемых периодических изменений его полярности, а также в обосновании присутствия аномально высокого содержания ^{3}He и ^{4}He в океанических базальтах.
– Наличие ^{40}K в ядре [121].
– Химические реакции с выделением энергии.
– Трение между движущимися слоями в мантии и/или на границе между мантией и корой.

Другая компонента связывается с естественной радиоактивностью, т.е. цепочками распадов долгоживущих радиоактивных изотопов, входящих в современный компонентный состав Земли.

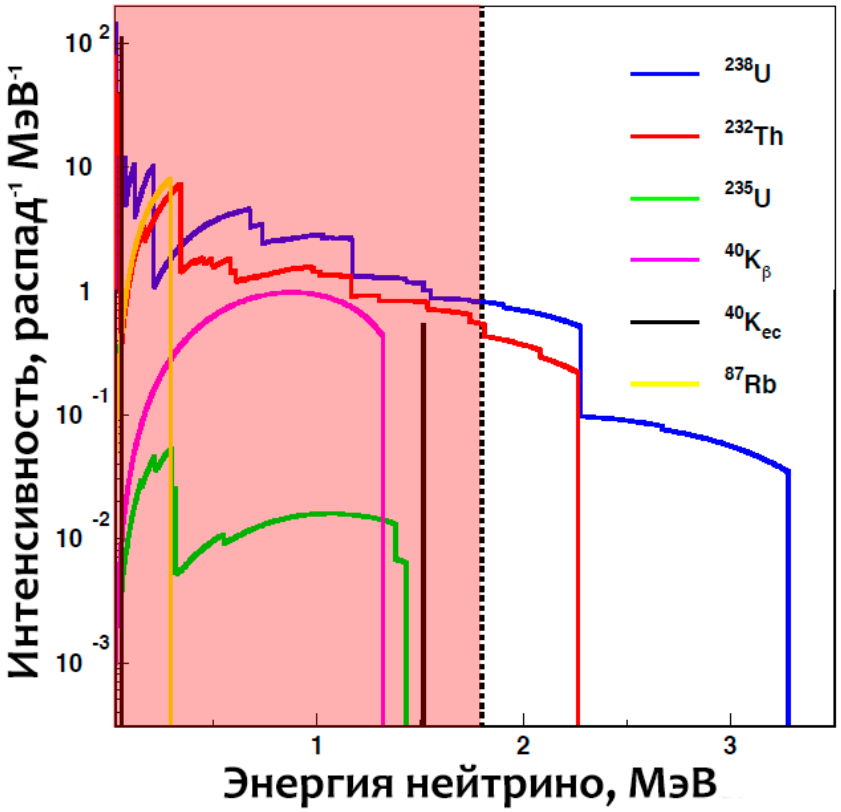


Рисунок 4.1 — Спектры гео-нейтрино, данные для цепочек распадов основных долгоживущих изотопов.

Радиогенный тепловой поток сформирован примерно на 99% процентов из энергии, выделяющейся при распадах ^{232}Th, ^{238}U, ^{235}U, ^{40}K и их продуктов [122]. Учитывая, что изотопная распространённость ^{235}U мала ($\sim 0.72\%$), при измерениях и анализе вкладом от этого изотопа урана обычно пренебрегают. Около 1% радиогенного тепла дают, как указывается, например, в статье [123], ^{87}Rb, ^{138}La, ^{176}Lu. Точности современных экспериментов не хватает, чтобы зафиксировать поток гео-нейтрино от последних трех изотопов. К тому же, максимальная энергия и ожидаемый поток частиц малы, что делает невозможным детектирование излучения имеющимися методами (см. 4.2). Поэтому ^{87}Rb, ^{138}La, ^{176}Lu также исключают из рассмотрения. В таблице 6, заимствованной из работы [116], приведены характеристики распадов долгоживущих изотопов. При этом гео-нейтрино в основном представлены электронными антинейтрино. Соответствующие спектры показаны на рисунке 4.1 [124].

Полный радиогенный тепловой поток через поверхность Земли (в единицу времени) получается путём вычитания из суммарной энергии радиоактивных распадов усреднённых по спектрам энергий нейтрино и антинейтрино. Основные вклады в такого рода потери возникают в ходе деления ^{238}U и ^{232}Th, составляя соответственно 8% и 6% от выделившейся энергии [116].

4.1.2 Структура и компонентный состав Земли

Кроме регистрации потока гео-нейтрино для исследования строения земного шара применяют другие методы. К основным относятся

- сейсмические методы разведки (измерения скоростей распространения упругих волн в среде);
- сбор образцов горных пород и мантии и анализ их химического состава (петрология);
- лабораторные исследования свойств различных химических соединений при нестандартных внешних условиях (при давлениях от сотен кПа до сотен ГПа и температурах до нескольких тысяч градусов Кельвина) в том числе в рамках петрологии;

Распад	Изотопная распространённость	$T_{1/2}$ 10^9 лет	E_{max} МэВ	Q МэВ	Q_{eff} МэВ	$\varepsilon_{\overline{\nu}_e}$ кг$^{-1}$с$^{-1}$	ε_H Вт/кг	$\varepsilon'_{\overline{\nu}_e}$ кг$^{-1}$с$^{-1}$	ε'_H Вт/кг
$^{238}\mathrm{U} \longrightarrow {}^{206}\mathrm{Pb} + 8\,{}^{4}\mathrm{He} + 6e^- + 6\overline{\nu}_e$	0.9927	4.47	3.26	51.7	47.7	$7.46 \cdot 10^7$	$0.95 \cdot 10^{-4}$	$7.41 \cdot 10^7$	$0.94 \cdot 10^{-4}$
$^{232}\mathrm{Th} \longrightarrow {}^{208}\mathrm{Pb} + 6\,{}^{4}\mathrm{He} + 4e^- + 4\overline{\nu}_e$	1.0000	14.0	2.25	42.7	40.4	$1.62 \cdot 10^7$	$0.27 \cdot 10^{-4}$	$1.62 \cdot 10^7$	$0.27 \cdot 10^{-4}$
$^{40}\mathrm{K} \longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ca} + e^- + \overline{\nu}_e$ (89%)	$1.17 \cdot 10^{-4}$	1.28	1.311	1.311	0.590	$2.32 \cdot 10^8$	$0.22 \cdot 10^{-4}$	$2.71 \cdot 10^4$	$2.55 \cdot 10^{-9}$
$^{40}\mathrm{K} + e^- \longrightarrow {}^{40}\mathrm{Ar} + \nu_e$ (11%)	$1.17 \cdot 10^{-4}$	1.28	0.044	1.505	1.461	—	$0.65 \cdot 10^{-5}$	—	$0.78 \cdot 10^{-9}$
$^{235}\mathrm{U} \longrightarrow {}^{207}\mathrm{Pb} + 7\,{}^{4}\mathrm{He} + 4e^- + 4\overline{\nu}_e$	0.0072	0.704	1.23	46.4	44.0	$3.19 \cdot 10^8$	$0.56 \cdot 10^{-3}$	$2.30 \cdot 10^6$	$0.40 \cdot 10^{-5}$
$^{87}\mathrm{Rb} \longrightarrow {}^{87}\mathrm{Sr} + e^- + \overline{\nu}_e$	0.2783	47.5	0.283	0.283	0.122	$3.20 \cdot 10^6$	$0.61 \cdot 10^{-7}$	$8.91 \cdot 10^5$	$0.17 \cdot 10^{-7}$

Таблица 6 — Характеристики β-распадов долгоживущих изотопов

E_{max} – максимальная энергия антинейтрино(нейтрино); Q – количество выделившейся энергии в результате осуществления полной цепи распада радиоактивного изотопа; $Q_{eff} = Q - \langle E_{\nu,\overline{\nu}} \rangle$ – количество энергии, уносимое всеми продуктами распада, кроме антинейтрино(нейтрино); $\varepsilon_{\overline{\nu}_e}$ – количество антинейтрино, рождающихся в 1 кг изотопа за 1 с; ε_H – количество энергии, генерируемое в результате распадов/деления ядер в 1 кг изотопа за 1 с; ($\varepsilon'_{\overline{\nu}_e}$, ε'_H) – соответственно в естественной смеси изотопов.

– анализ химического состава метеоритов.

Рисунок 4.2 — Обобщенное представление о строение Земли.

На базе полученных данных строятся модели Земли. Рисунок 4.2, созданный по описанию из статьи[123], иллюстрирует общие представления о структуре и компонентном составе планеты. Последние данные сейсмической разведки показывают, что структура нижней мантии вблизи её границы с ядром оказывается более сложной. В относительно однородной среде выделяют крупные блоки разных размеров: большие, средние и малые.

Больших областей (зон или провинций) всего две. Одна располагается под тихоокеанским бассейном, другая под Африкой и Атлантикой. Характерные размеры составляют $\sim$ 5000 км в длину и около 1000 км в толщину (радиально) [125],[126]. Английское название Large Low Shear Velocity Provinces (LLSVPs), что можно перевести, как Большая Область Низких Скоростей Вторичных (Поперечных) Волн.

Зоны средних размеров имеют в длину порядка 1000 км и в высоту 400 км [127]. Стоит отметить такую зону под Гавайями [128] и под Королевством Тонга (острова в Тихом океане) [129].

Как было отмечено выше, есть и малые области. Их типичные размеры составляют ~ 100 км в длину и ~ 10 км в высоту от границы мантии и ядра. Английское название Ultra Low Velocity Zones (ULVZs), т.е. Области Сверхнизких Скоростей.

Однако при рассмотрении, к примеру, вопроса о тепловом излучении планеты, часто используют совсем простую модель, называемую Предварительной Эталонной Моделью Земли (сокр. PREM, от англ. *Preliminary Reference Earth Model*) [130]. Земля представляет из себя слоистую концентрическую структуру. Выделяется 5 принципиальных слоёв: кора, верхняя мантия, нижняя мантия, внешнее ядро и внутреннее ядро. При этом такие показатели, как плотность вещества, температура и давление, увеличиваются с глубиной.

В качестве опорных моделей для изучения компонентного состава Земли принято использовать Силикатные Модели Земли (сокр. СМЗ, BSE, от англ. *Bulk Silicate Earth*). Они описывают компонентный состав Первичной Мантии (сокр. PM, от англ. *Primitive Mantle*), которая возникла после выделения железно-никелевого ядра, и из которой в последствии сформировалась современная мантия и кора. За опорный компонентный состав для Первичной мантии берётся состав хондритов. Последние представляют из себя ничто иное, как разновидность каменных метеоритов, особенностью которых является наличие хондр - сферических или эллиптических образований преимущественно силикатного состава. Если не рассматривать лёгкие газы (такие как водород и гелий), то состав хондритов близок к химическому составу Солнца. Поэтому считается, что хондриты образовались непосредственно из протопланетного облака. Текущий компонентный состав оценивается путём учёта наблюдаемой распространённости элементов в земной коре, а также поправок, связанных в возможностью потери планетой части своей массы (элементов с низкой температурой конденсации) в ходе эволюции.

Рассматривая всю совокупность моделей компонентного состава Земли, можно выделить три категории. Это модели предсказывающие малый ($Q_{\text{тот}} = 10-15$ ТВт), средний ($Q_{\text{тот}} = 17-22$ ТВт) и большой ($Q_{\text{тот}} > 25$ ТВт) радиогенный тепловой поток. Чаще используют другую классификацию, разделяя модели по классам на

– космохимические, в которых в качестве опорного берётся состав энстатитных хондритов и принимается во внимание процесс столкновительной эрозии;
– геохимические, в которых в качестве опорного берётся состав углеродистых хондритов и учитывается распространённость разных химических элементов в образцах земной коры и мантии[1];
– геодинамические, базирующиеся на измерениях потока тепла от Земли и на учёте конвекции мантии.

Фактически указанные классы являются частными случаями приведённых трех категорий [131],[132],[133].

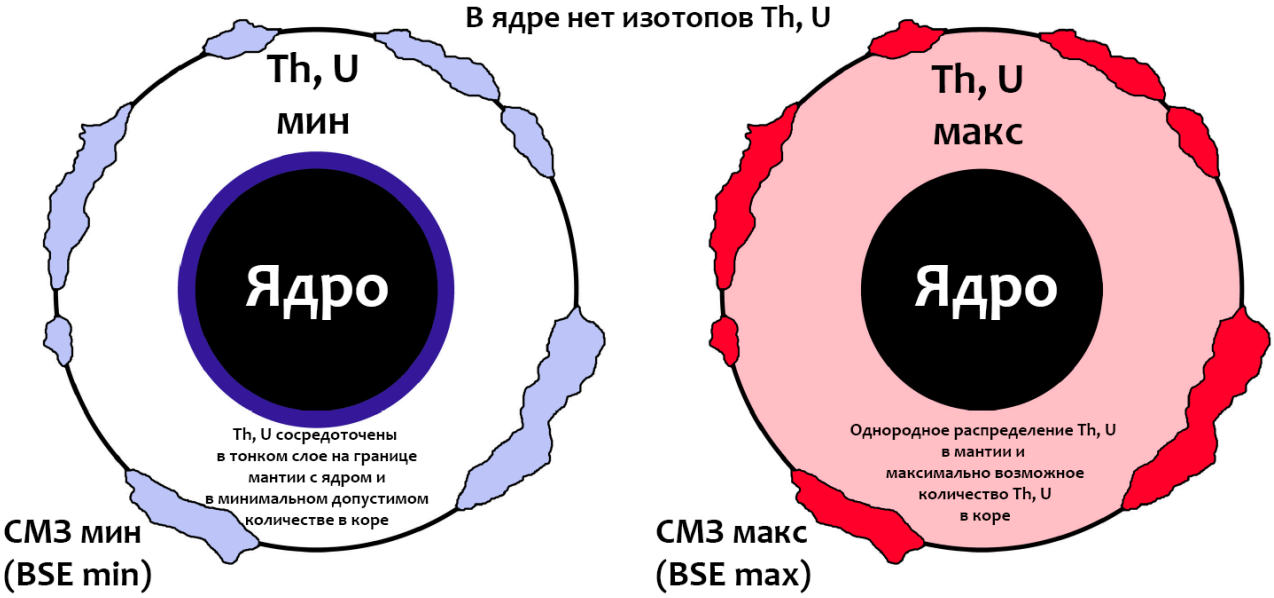


Рисунок 4.3 — Базовые распределения изотопов, обеспечивающие минимальный и максимальный поток гео-нейтрино.

Для многих моделей важными параметрами являются относительные распространённости радиоактивных элементов. Часто используют следующие значения, называемые хондритовыми (массовыми): $m_{\mathrm{Th}}/m_{\mathrm{U}} \approx 3.9$, $m_{\mathrm{K}}/m_{\mathrm{U}} \approx 1.3 \cdot 10^4$. Выбранное распределение изотопов также влияет на результаты расчётов. Стандартные случаи, обеспечивающие минимальный и максимальный поток гео-нейтрино, представлены на рисунке 4.3. Реальная ситуация сложнее. Любая неоднородность, к примеру, мантии может изменить наблюдаемый поток частиц [131],[132]. Поэтому для получения

[1]Образцы мантии собираются в районах активной вулканической активности и на дне океанов, где проходят срединно-океанические хребты.

детальной информации о строении Земли необходима сеть нейтринных детекторов в разных областях планеты. При этом комплексные измерения могут дать информацию о количестве радиоактивных изотопов в однородной части мантии [132] и уточнить имеющиеся данные о составе земной коры.

4.2 Способы регистрации гео-нейтрино

Регистрация гео-нейтрино возможна несколькими методами. Наиболее простой, надёжный и используемый в современных жидких сцинтилляционных экспериментах — это метод детектирования частиц с помощью реакции обратного β-распада (сокр. ОБР)

$$\overline{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \tag{4.1}$$

Процесс характеризуется чёткой сигнатурой, так как оба продукта порождают сигналы в детекторе, связанные между собой во времени и в пространстве. Первый сигнал называется «мгновенным событием» (от англ. *prompt event*) и представляет из себя аннигиляцию электрон-позитронной пары с рождением в большинстве случаев двух гамма-квантов[2] за время в несколько наносекунд

$$e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma \tag{4.2}$$

Видимая энергия при условии пренебрежения отдачей нейтрона

$$E_{\text{мгн}} = E_{\text{кин}}(e^+) + m_{e^+} + m_{e^-} = E_{\overline{\nu}_e} + Q + 2m_e = (E_{\overline{\nu}_e} - 0.784)\,\text{МэВ} \tag{4.3}$$

Для второго сигнала используют термин «запаздывающее событие» (от англ. *delayed event*). Нейтрон замедляется (термализуется) в рабочем объёме детектора, пока не становится тепловым. Затем происходит захват нейтрона преимущественно водородом с испусканием гамма-кванта с энергией 2.22 МэВ

$$n + p \longrightarrow d + \gamma\,(2.22\,\text{МэВ}) \tag{4.4}$$

[2]Процесс аннигиляции может происходить не сразу, а только после образования позитрония. В зависимости от ориентации спинов может возникнуть или ортопозитроний ($S = 1$), или парапозитронии ($S = 0$). В первом случае аннигиляция приводит к образованию трёх γ-квантов, во втором — двух. Возможны и большие кратности, но из вероятности пренебрежимо малы. В веществе относительная вероятность распада в два γ-кванта возрастает.

Временная задержка между мгновенным и запаздывающим событиями составляет в этом случае $\sim 250 - 260$ мкс (например, см. [105]). Для уменьшения этой задержки, фона от случайных наложений и увеличения энергии второго сигнала в детекторе сцинтилляторы допируются гадолинием Gd с концентрацией ~ 1 г/л. Такой концентрации достаточно, поскольку сечение захвата нейтрона на гадолинии в $\sim 10^6$ раз больше, чем при захвате на водороде (для естественной смеси Gd $\sigma \approx 49\,000$ бн, для изотопа водорода ^{1}H — $\sigma = 0.33$ бн) [134], [107]. В жидких гадолиний-содержащих сцинтилляторах время жизни нейтрона в среде составляет ≈ 28 мкс. При захвате происходит излучения каскада γ-квантов с суммарной энергией ~ 8 МэВ [134]

$$n + \mathrm{Gd} \longrightarrow \mathrm{Gd}^*, \tag{4.5}$$

$$\mathrm{Gd}^* \longrightarrow \mathrm{Gd} + m\gamma\,(\sim 8\,\text{МэВ}) \tag{4.6}$$

В реакции ОБР масса продуктов больше массы реагентов, поэтому реакция является эндотермической. В лабораторной системе координат ($T_p = 0$) энергетический порог $E_{\text{пор}} = (T_{\overline{\nu}_e})_{\text{мин}}$ элементарно рассчитывается

$$|Q| = m_n + m_{e^+} - m_p,\ Q < 0, \tag{4.7}$$

$$E_{\text{пор}} = |Q|\left(1 + \frac{|Q|}{2m_p}\right),\ \text{т.к.}\ m_{\overline{\nu}_e} \sim 0, \tag{4.8}$$

$$E_{\text{пор}} = 1.806\,\text{МэВ} \tag{4.9}$$

Гео-нейтрино с энергией ниже $E_{\text{пор}}$ не будут детектироваться с помощью реакции ОБР. В результате возможно регистрировать только антинейтрино от ^{238}U и ^{232}Th, что проиллюстрировано на рисунке 4.1.

Для регистрации антинейтрино от цепочек распадов ^{235}U и ^{40}K с помощью той же реакции требуется использовать мишень, отличную от водородной. Это необходимо для понижения энергетического порога, который всё же будет присутствовать в обязательном порядке. Самый низкий порог обеспечивает ^{3}He, но его невозможно наработать в достаточном количестве. Существует предложение использовать ^{106}Cd [135], [136], [137]. Соответствующая реакция имеет чёткую сигнатуру из двух позитронных событий

$$\overline{\nu}_e + {}^{106}\,\mathrm{Cd} \longrightarrow {}^{106}\,\mathrm{Ag} + e^+ \tag{4.10}$$

24 мин

$$^{106}\mathrm{Ag} \longrightarrow {}^{106}\,\mathrm{Pd} + e^+ + \nu_e \tag{4.11}$$

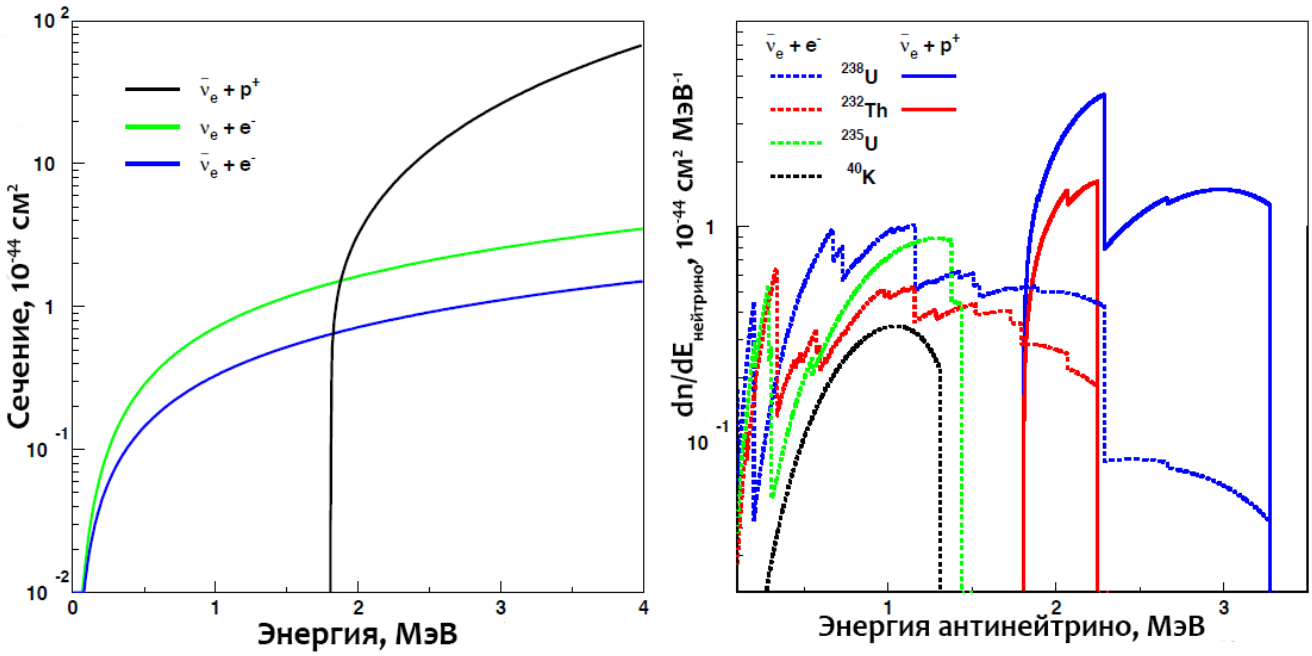


Рисунок 4.4 — *Левый график:* Полное сечение рассеяния электронного антинейтрино на электронах и протонах. Сечение рассеяния электронного нейтрино на электронах дано в качестве опорного. *Правый график:* Энергетический спектр антинейтрино, нормированный на один акт деления.

Формально возможно использовать реакции квазиупругого и упругого рассеяния гео-нейтрино на атомных ядрах и электронах соответственно

$$\nu_{\text{гео}} + (A,Z) \longrightarrow (A,Z) + \nu_{\text{гео}}, \tag{4.12}$$

$$\nu_{\text{гео}} + e^- \longrightarrow e^- + \nu_{\text{гео}} \tag{4.13}$$

Явным преимуществом метода является отсутствие энергетического порога. К серьезным недостаткам относятся малое сечение (меньше сечения обратного β-распада примерно на порядок), отсутствие чёткой сигнатуры сигнала и наличие значительного неустранимого фона от солнечных нейтрино. Из-за этих проблем данный метод пока не получил дальнейшего развития. Сечения процессов рассеяния и спектры антинейтрино показаны на рисунке 4.4. Графики взяты из работы [138].

4.3 Оценка скорости счёта гео-нейтринных событий

Методики приближённого и точного расчёта скорости регистрации гео-нейтринных событий в жидком сцинтилляционном детекторе приведена в статье [116]. Для начала рассмотрим вычисление с точностью до порядка, а затем дадим точные общие формулы и конечные выражения.

Как уже было показано, для регистрации используется реакция обратного β-распада, т.е. наблюдаются антинейтрино от цепочек распадов урана и тория. Первоначально оценивается полная светимость, потом поток и затем непосредственно скорость счёта. Если H – мощность радиогенного теплового излучения Земли, а каждое гео-нейтрино ассоциировать с выделением энергии $\Delta E \approx Q/N$, то светимость L есть

$$L(\mathrm{U}+\mathrm{Th}) \approx H/\Delta E \tag{4.14}$$

Если положить радиогенное излучение близким к максимальному значению и равным, например, $H = 40\,\text{ТВт}$, $\Delta E \approx 10\,\text{МэВ}$, то $L \approx 2.5 \cdot 10^{25}\,\text{с}^{-1}$. Значение потока в детекторе $\Phi^{\text{дет}}(\mathrm{U}+\mathrm{Th})$ с учётом наличия осцилляций даётся формулой

$$\Phi^{\text{дет}}(\mathrm{U}+\mathrm{Th}) \approx \langle P_{ee}\rangle L/(4\pi R_{\oplus}^2), \tag{4.15}$$

где $\langle P_{ee}\rangle = \langle P(\overline{\nu}_e \longrightarrow \overline{\nu}_e)\rangle$ – оценка вероятности выживания электронного антинейтрино, $R_{\oplus} \approx 6371\,\text{км}$ – средний радиус Земли.

Значение $\langle P_{ee}\rangle$ близко к реальному и вычисляется следующим образом [123]. Рассмотрение вопроса проводится в рамках приближения осцилляций в вакууме и учётом наличия трёх массовых состояний со следующим отношением разности квадратов масс

$$\Delta m_{31}^2 \sim \Delta m_{32}^2 \gg \Delta m_{21}^2 \tag{4.16}$$

В этом случае вероятность выживания электронного антинейтрино есть

$$P_{ee} = \sin^4\theta_{13} + \cos^4\theta_{13}\Big(1 - \sin^2 2\theta_{12}\sin^2\Big(\frac{1.267\Delta m_{21}^2 l}{4E}\Big)\Big), \tag{4.17}$$

где θ_{13} и θ_{12} – углы смешивания, E – энергия антинейтрино, l – длина осцилляций. Предполагается, что области распределения радиоактивных изотопов внутри земного шара как минимум сопоставимы с длиной осцилляций

$$l \sim \pi\hbar c\frac{4E}{\Delta m_{21}^2} \tag{4.18}$$

Используя значение разности квадратов масс, приведённое в статье [139], и полагая энергию антинейтрино $E \sim 3\,\text{МэВ}$, получаем

$$l \sim 100\,\text{км} \ll R_{\oplus} \tag{4.19}$$

Следовательно, правомочно заменить последний член в скобках в выражении 4.17 средним значением. В результате, беря параметры осцилляции из той же статьи [139], для вероятности выживания электронного антинейтрино имеем

$$\langle P_{ee} \rangle \simeq \sin^4\theta_{13} + \cos^4\theta_{13}\Big(1 - \frac{1}{2}\sin^2 2\theta_{12}\Big) \approx 0.54 \tag{4.20}$$

Как показано в работе [140], переход от вакуумных осцилляций к осцилляциям в среде и учёт неоднородной плотности вещества увеличивает вероятность выживания P_{ee} примерно на 2%, а искажает спектр меньше чем на 1%. Таким образом, вполне приемлемо использовать значение $\langle P_{ee} \rangle = 0.55$ для потока гео-нейтрино ($\overline{\nu}_e$) в детекторе вне зависимости от энергии частиц.

Возвращаясь к полному потоку гео-нейтрино в детекторе и оценивая его с помощью формулы 4.15, получаем $\Phi^{\text{дет}}(\text{U}+\text{Th}) \approx 2.75 \cdot 10^6\,\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Скорость счёта гео-нейтринных событий в детекторе $G(\text{U}+\text{Th})$ приближённо может быть вычислена таким образом

$$G(\text{U}+\text{Th}) \approx \sigma_{\text{ОБР}} f \Phi^{\text{дет}}(\text{U}+\text{Th}) N_p, \tag{4.21}$$

где $\sigma_{\text{ОБР}}$ - сечение обратного β-распада, f – доля антинейтрино с кинетической энергией выше порога регистрации, N_p – число ядер водорода в мишени («свободных», т.е. не связанных сильным взаимодействием, протонов). Положив $\sigma_{\text{ОБР}} \sim 10^{-43}\,\text{см}^2$, $f \approx 0.05$ и $N_p = 10^{32}$ (детектор с мишенью в 1 кт), имеем $G(\text{U}+\text{Th}) \approx 43\,\text{соб/г}$.

Для скорости счёта гео-нейтрино в жидком сцинтилляционном детекторе принято использовать внесистемную единицу измерения, получившую название Земной Нейтринной Единицы (сокр. TNU, от англ. *Terrestrial Neutrino Unit*). 1 TNU соответствует одному событию в мишени с 10^{32} «свободными» протонами за один год или $3.17 \cdot 10^{-40}$ событий на одно ядро водорода в секунду. При использовании новой единицы измерения вычисленная выше оценка значение скорости счёта составляет

$$G(\text{U}+\text{Th}) \approx 43\,\text{соб/г} = 43\,\text{TNU} \tag{4.22}$$

Точная формула для расчёта S имеет следующий вид

$$G(X) = N_p \int dE_{\overline{\nu}_e} \varepsilon(E_{\overline{\nu}_e}) \sigma_{\text{ОБР}}(E_{\overline{\nu}_e}) \phi_X^{\text{дет}}(E_{\overline{\nu}_e}), \tag{4.23}$$

$$\text{где } \phi_X^{\text{дет}}(E_{\overline{\nu}_e}) = \int\limits_{V_\oplus} d\vec{r} \frac{\rho(\vec{r})}{4\pi|\vec{R}-\vec{r}|^2} \frac{a_X(r) C_X}{\tau_X m_X} f_X(E_{\overline{\nu}_e}) p_{ee}(E_{\overline{\nu}_e}, |\vec{R}-\vec{r}|), \tag{4.24}$$

$$X = \{\text{U, Th}\} \tag{4.25}$$

Здесь $\varepsilon(E_{\overline{\nu}_e})$ – эффективность регистрации антинейтрино, $\phi_X^{\text{дет}}(E_{\overline{\nu}_e})$ – дифференциальный поток, ρ – плотность радиоактивного изотопа, a_X – массовая доля элемента X, C_X – концентрация изотопа, τ_X – время его жизни, m_X – масса ядра, $f_X(E_{\overline{\nu}_e})$ – доля антинейтрино с энергией $E_{\overline{\nu}_e}$, $\vec{R}$ – радиус-вектор места расположения детектора, $\vec{r}$ – точка рождения антинейтрино, $p_{ee}(E_{\overline{\nu}_e}, |\vec{R}-\vec{r}|)$ – вероятность выживания электронного антинейтрино с энергией $E_{\overline{\nu}_e}$, если оно испущено в точке $\vec{r}$, а попытка его регистрации предпринимается в точке $\vec{R}$. Заметим, что энергетическое распределение $f_X(E_{\overline{\nu}_e})$ нормализовано на число антинейтрино n_X, рождающихся входе полной цепочки распадов ядра X.

$$n_X = \int dE_{\overline{\nu}_e} f_X(E_{\overline{\nu}_e}) \tag{4.26}$$

В таблице 7 приведены результаты вычислений значений скорости счёта антинейтринных событий. Данные взяты из работы [20] 2010 года.

Модель компонентного состава Земли	Скорость счёта соб/(100 т · г)	Скорость счёта TNU
BSE [141]	$2.5^{+0.3}_{-0.5}$	25^{+3}_{-5}
BSE [142]	2.5 ± 0.2	25 ± 2
BSE [143]	3.6	36
Модель макс. радиоакт. Земли (Max. Radiogenic Earth)	3.9	39
Модель мин. радиоакт. Земли (Min. Radiogenic Earth)	1.6	16

Таблица 7 — Предсказания ожидаемой скорости счёта гео-нейтринных событий в детекторе Borexino согласно разным моделям компонентного состава Земли.

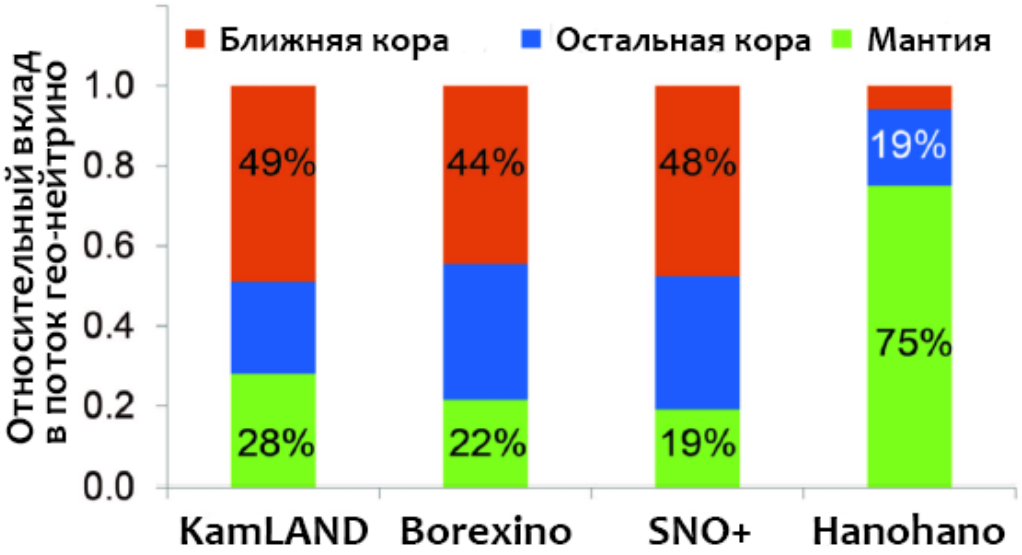


Рисунок 4.5 — 4 Вклады в гео-нейтринный сигнал от разных участков земного шара в модели [144]. Ближняя кора - земная кора, удалённая от детектора не более чем на 500 км.

Отдельно стоит отметить, что поток гео-нейтрино складывается из двух компонентов. Первая связывается с излучением от распадов изотопов в коре, вторая — в мантии. С этой точки зрения детектор Borexino имеет не самое оптимальное расположение. Лаборатория, в которой он находится, размещена на континентальной коре, а значит, вклад от потока гео-нейтрино из мантии будет небольшим. Этот факт проиллюстрирован на рисунке 4.5, взятом из статьи [132]. При этом поток частиц от окружающих горных пород в радиусе порядка 500 км (ближней коры, сокр. LOC, от англ. *LOcal Crust*) может составлять более 50% от полного потока гео-нейтрино, рождающихся в земной коре (см. например, [145], [146]). Точный расчёт для детектора Borexino был выполнен в работах [147],[148]. В качестве ближней коры брались шесть сегментов размером $2^\circ \times 2^\circ$, расположение которых показано на рисунке 4.6. Одновременно были рассчитаны скорости счёта гео-нейтринных событий от остальной коры (сокр. ROC, от англ. *Rest Of the Crust*), континентальной литосферной мантии (сокр. CLM, от англ. *Continental Lithospheric Mantle*) и непосредственно мантии. Результаты даны в таблице 8, заимствованной из обзора [123].

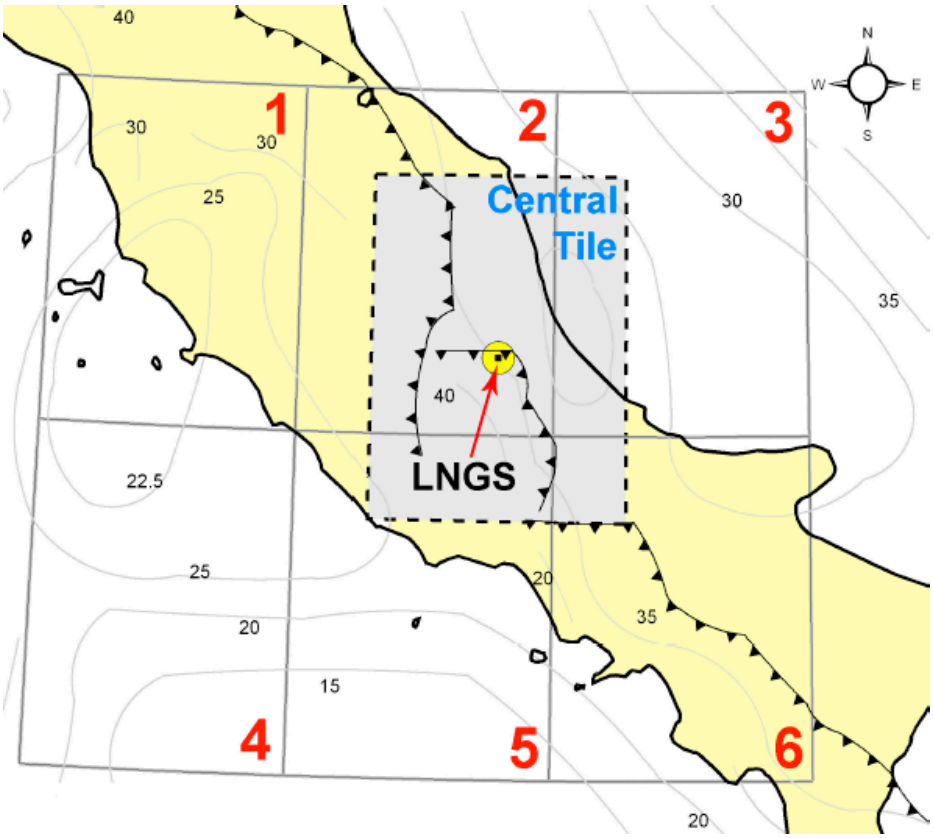


Рисунок 4.6 — Сегментирование ближней коры для вычисления скорости счёта гео-нейтрино в Национальной лаборатории Гран-Сассо.

Источник	Borexino TNU
Ближняя кора (LOC) [147]	9.7 ± 1.3
Остальная кора (ROC) [148]	$13.7^{+2.8}_{-2.3}$
Кора в целом	$\mathbf{23.4^{+3.1}_{-2.6}}$
Континентальная Литосферная Мантия (CLM) [148]	$2.2^{+3.1}_{-1.3}$
Мантия [148]	8.7
Кора + мантия	$\mathbf{34.3^{+4.4}_{-2.9}}$

Таблица 8 — Ожидаемые скорости счёта гео-нейтринных событий в детекторе Borexino от коры и мантии.

4.4 Оценка скорости счёта реакторных событий

Основным неустранимым фоном для гео-нейтринных измерений являются антинейтрино от промышленных и научно-исследовательских реакторов. О серьезности проблемы красноречиво говорит оценка светимости $L_{\text{реак}} = 2 \cdot 10^{20}\,\text{с}^{-1}$ для реактора с тепловой мощностью в 1 ГВт. Минимизировать данный фон можно двумя способами. Во-первых, путём выключения какой-то части реакторов. Несмотря на фантастичность такого сценария, он был реализован в Японии (43 реактора) и в Германии (8 реакторов) [149] после аварии на АЭС Фукусима-1, произошедшей 11 марта 2011 года в результате сильнейшего в истории Японии землетрясения и последовавшего за ним цунами [150]. Это событие повлияло в результаты измерения гео-нейтринного потока, представленные коллаборацией KamLAND [151]. На данные, полученные в детекторе Borexino, выключение реакторов в Германии почти не оказало влияния в связи со значительной удалённостью установки от немецких АЭС и большим количеством станций в Европе (порядка 200). Во-вторых, минимизировать фон можно размещением установки вдали от реакторов. Хотя в Италии и нету действующих АЭС [152], а средневзвешенное расстояние до станций составляет ~ 1170 км, согласно оценке, приведённой в работе [153] и представленной на рисунке 4.7, дислокация детектора Borexino для регистрации гео-нейтрино не самая лучшая.

Основными источниками антинейтрино в топливе атомных электростанций являются цепочки распадов четырёх радиоактивных изотопов, а именно ^{235}U, ^{238}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu. Этот набор нуклидов и их массовые соотношения иные, чем в недрах нашей планеты. Это естественным образом отражается на измеряемых спектрах. Как видно из того же рисунка 4.7, энергия реакторных антинейтрино может достигать 8 МэВ.

Используемый в эксперименте Borexino метод расчёта спектра и скорости счёта антинейтрино от АЭС описан в статье [154]. В рассмотрении учитываются только стационарные реакторы, исключая тем самым различного рода мобильные энергетические установки (ледоколы, атомные подводные лодки и т.д.). Вся процедура разделена на три этапа вычислений и этап оценки погрешностей. Сначала рассчитываются потоки и формы спектров антинейтрино непосредственно в ядерных реакторах. Затем учитывается

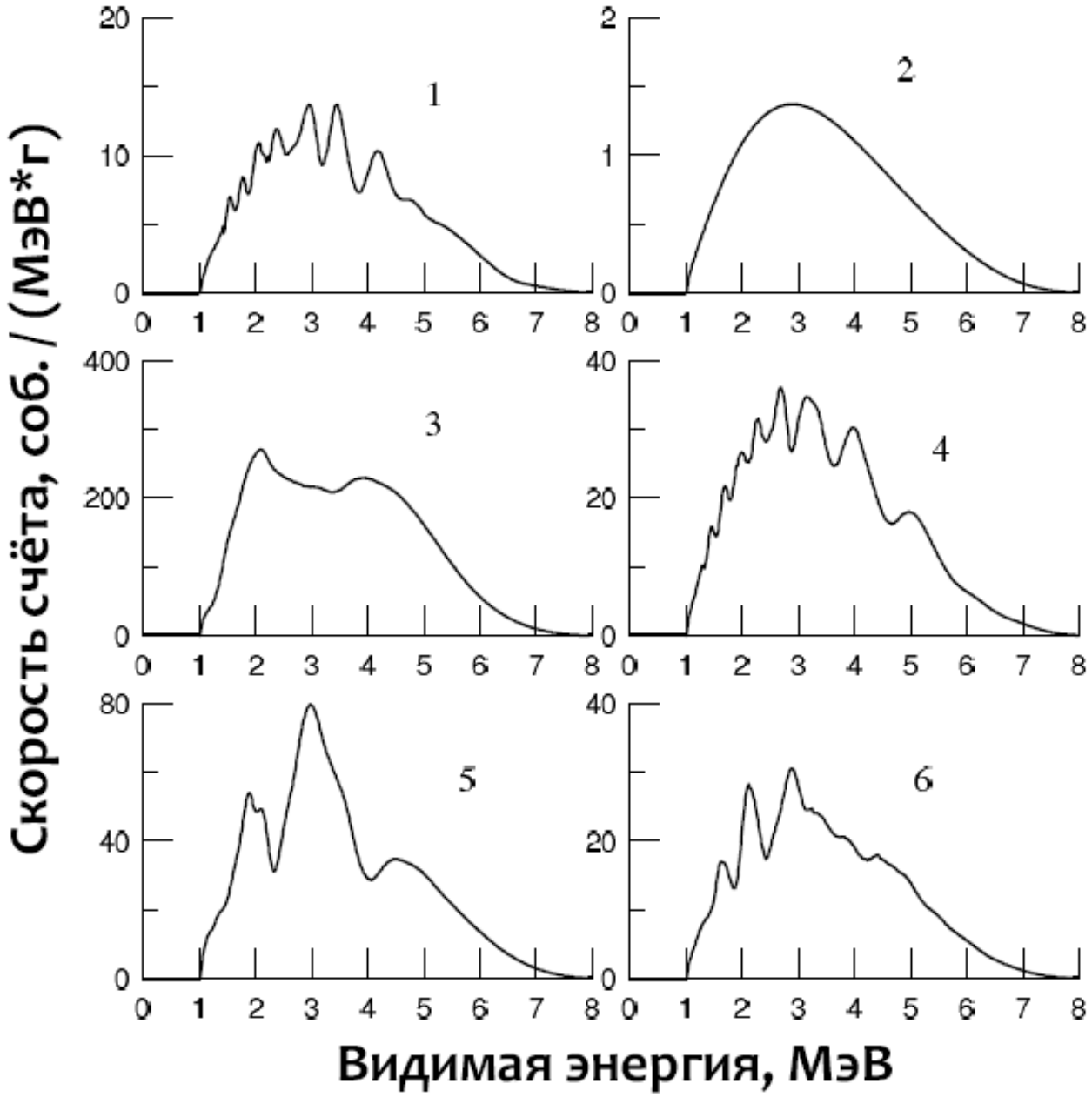


Рисунок 4.7 — Зависимость скорости счёта от видимой энергии для различных детекторных комплексов: 1 – Баксан (∼ 40 TNU), 2 – Гавайи (∼ 4.7 TNU), 3 – Камиока (∼ 928 TNU), 4 – Гран-Сассо (∼ 111 TNU), 5 – Садбери (∼ 198 TNU), 6 – Пюхасалми (∼ 87 TNU).

эффект осцилляций. И в конце получают скорость счёта реакторных антинейтрино в детекторе и аналитический спектр мгновенных событий. Этот спектр используется при Монте-Карло моделировании, цель которого состоит в получении формы конечного спектра, используемого для аппроксимации данных и выделения вкладов от различных источников.

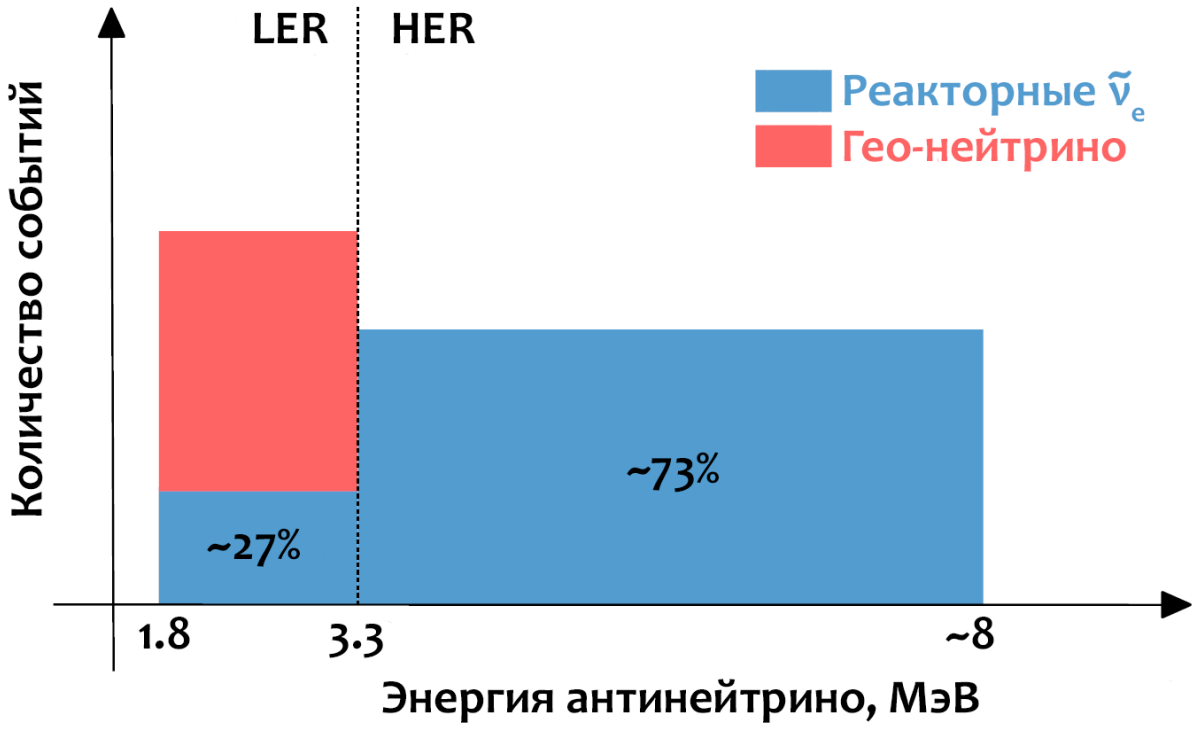


Рисунок 4.8 — Схематическое изображение разделения спектра антинейтрино на области высоких и низких энергий.

Спектр гео-нейтрино заканчивается на энергии в 3.272 МэВ [155], тогда как спектр реакторных антинейтрино простирается далее. Соответствующие данные нельзя отбросить. Для аккуратного и точного разделения вкладов от АЭС и от Земли необходимо учитывать полный спектр реакторных антинейтрино. При этом для оценки соотношения разных сигналов и для удобства при вычислениях и анализе весь диапазон измерений (сокр. FER, от англ. *full-energy region*) разделяют на две части: область низких энергий (сокр. LER, от англ. *low-energy region*) и область высоких энергий (сокр. HER, от англ. *high-energy region*). Схематически разделение показано на рисунке 4.8 [154]. Если за R_{LER} обозначить антинейтринный сигнал от реакторов в LER, то отношение

$$\eta = \frac{R_{\mathrm{LER}}}{G} \tag{4.27}$$

можно рассматривать как один из критериев, определяющих на сколько расположение детектора в указанном месте земного шара является оптимальным для регистрации гео-нейтрино.

Опираясь на всё ту же статью [154], кратко опишем использованную процедуру расчёта спектра реакторных антинейтрино и скорости счёта в детекторе. Полный спектр $S(E_{\overline{\nu}_e})$ складывается из парциальных. Обозначив через R полную скорость деления в рассматриваемом реакторе (число делений в единицу времени), имеем

$$S(E_{\overline{\nu}_e}) = R\Lambda(E_{\overline{\nu}_e}), \tag{4.28}$$

где $\Lambda(E_{\overline{\nu}_e})$ – полный спектр, нормализованный на один акт деления, и

$$\Lambda(E_{\overline{\nu}_e}) = \sum_{i=1}^{4} f_i \lambda_i(E_{\overline{\nu}_e}) \tag{4.29}$$

$\lambda_i(E_{\overline{\nu}_e})$ и f_i есть соответственно парциальный спектр и доля от полного числа делений, которая приходится на i изотоп из четырёх указанных выше.

Данные для f_i берутся из баз данных. Для некоторых реакторов, например, работающих на МОКС топливе (сокр. MOX fuel, от англ. *Mixed oxide fuel*) за место f_i приводятся значения доли тепловой мощности p_i, выделяемой при делении изотопа i. p_i можно выразить через набор f_i. Для этого запишем номинальную тепловую мощность реактора $P_{\text{теп}}$ двумя способами:

$$P_{\text{теп}} = R\langle Q\rangle = R\sum_{i=1}^{4} f_i Q_i, \tag{4.30}$$

$$P_{\text{теп}} = \frac{P_i}{p_i} = \frac{R f_i Q_i}{p_i}, \tag{4.31}$$

где $\langle Q\rangle$ есть средняя тепловая энергия (т.е. уже с учётом потерь), генерируемая на одно деление, Q_i – тепловая энергия, выделяемая на одно деление изотопа i, P_i – тепловая мощность, возникающая при распаде i нуклида. Отсюда следует, что

$$p_i = \frac{f_i Q_i}{\sum\limits_{i=1}^{4} f_i Q_i} \tag{4.32}$$

Для описания всех парциальных спектров в статье [154] использовалась модель из работы [156]. В итоге каждый спектр представлялся в виде

экспоненты от полинома 5 порядка

$$\lambda_i(E_{\overline{\nu}_e}) = \exp\left(\sum_{p=1}^{6} a_p^i E_{\overline{\nu}_e}^{p-1}\right) \tag{4.33}$$

В выражение 4.28 для $S(E_{\overline{\nu}_e})$ вводится дополнительная поправка из-за не 100% эффективности работы реакторов. Фактическая тепловая мощность получается умножением номинальной мощности на так называемый коэффициент использования установленной мощности $K_{\text{КИУМ}}$ (сокр. КИУМ). Согласно ГОСТу [157] под КИУМ понимается отношение среднеарифметической мощности к установленной мощности электроустановки за установленный интервал времени. Таким образом, спектр реакторных антинейтрино описывается следующей формулой:

$$S(E_{\overline{\nu}_e}) = P_{\text{теп}} K_{\text{КИУМ}} \sum_{i=1}^{4} \frac{p_i}{Q_i} \lambda_i(E_{\overline{\nu}_e}) \tag{4.34}$$

Значения КИУМ для конкретных временных интервалов (месяц или год) берутся из базы данных МАгАтЭ [158].

Уменьшение потока антинейтрино в следствие осцилляции при прохождении частицами расстояний от реакторов до детектора рассчитывается с помощью выражения 4.17. В статье [154] параметры Δm_{21}^2, θ_{12} и θ_{13} брались из работы [159]. Учёт наличия среды при распространении нейтринного излучения в данном случае не обязателен, так как вносимая поправка составляет доли процента, что примерно на порядок меньше полной погрешности.

Как указывалось выше последний этап вычислений состоит в определении скорости счёта антинейтрино и получении спектра мгновенных событий. Для сечения реакции ОБР $\sigma_{\text{ОБР}}(E_{\overline{\nu}_e})$ используется приближённая формула 4.36, которая при энергии частиц $E_{\overline{\nu}_e} \lesssim 300\,\text{МэВ}$ является хорошей аппроксимацией точного выражения [160].

$$\sigma_{\text{ОБР}}(E_{\overline{\nu}_e}) = 10^{-43}\,\text{см}^2 p_{e^+} E_{e^+} E_{\overline{\nu}_e}^{-0.07056+0.02018\ln E_{\overline{\nu}_e} - 0.001953\ln^3 E_{\overline{\nu}_e}}, \tag{4.35}$$

$$E_{e^+} = E_{\overline{\nu}_e} - \Delta, \quad \Delta = m_n - m_p \approx 1.293\,\text{МэВ}, \quad p_{e^+} = \sqrt{E_{e^+}^2 - m_{e^+}^2}, \tag{4.36}$$

где E_{e^+} есть полная энергия позитрона, p_{e^+} – импульс позитрона, m_n, m_p и m_{e^+} есть соответственно массы нейтрона, протона и позитрона. Число ре-

акторных антинейтрино $N_{\text{реак}}$, зарегистрированных в детекторе с N_p «свободными» протонами за время τ составляет

$$N_{\text{реак}} = \varepsilon(E_{\overline{\nu}_e}) N_p \tau \sum_{m=1}^{M_{\text{реак}}} \frac{P^m_{\text{теп}}}{4\pi L_m^2} \langle K^m_{\text{КИУМ}} \rangle \times$$
$$\times \int dE_{\overline{\nu}_e} \sum_{i=1}^{4} \frac{p_i}{Q_i} \lambda_i(E_{\overline{\nu}_e}) P_{ee}(E_{\overline{\nu}_e}, L_m) \sigma_{\text{ОБР}}(E_{\overline{\nu}_e}) \quad (4.37)$$

Индекс m определяет номер реактора, число $M_{\text{реак}}$ задаёт количество учитываемых при расчётах реакторов, L_m – расстояние до реактора m. Среднее значение коэффициента использования установленной мощности $\langle K^m_{\text{КИУМ}} \rangle$ берётся для выбранного времени экспозиции τ. Положив $\tau = 1$ г. $\approx 3.16 \cdot 10^7$ с, а размер детектора равным 1 кт, можно перейти от числа антинейтрино к скорости счёта в единицах TNU.

Модельный спектр реакторных антинейтрино	Скорость счёта R_{FER}, TNU	Скорость счёта R_{LER}, TNU
С учётом неравновесного вклада от долгоживущих изотопов		
Mueller *et al.* [156]	$83.3^{+2.0}_{-1.9}$	$22.2^{+0.6}_{-0.6}$
Без учёта неравновесного вклада от долгоживущих изотопов		
Mueller *et al.* [156]	$83.2^{+2.0}_{-1.8}$	$22.1^{+0.6}_{-0.5}$
Huber [161] и Mueller *et al.* [156] для ^{238}U	$83.9^{+2.0}_{-1.8}$	$22.0^{+0.6}_{-0.5}$
Huber and Schwetz [162] и Mueller et al. [156] для ^{238}U	$81.2^{+2.0}_{-1.8}$	$21.7^{+0.6}_{-0.5}$
Vogel and Engel [163]	$81.2^{+2.0}_{-1.8}$	$21.6^{+0.5}_{-0.6}$

Таблица 9 — Ожидаемая скорость счёта реакторных антинейтрино в детекторе Borexino, рассчитанная с использованием данных о работе АЭС в 2013 году. Приведены результаты для всего диапазона энергий (FER) и для области низких энергий (LER).

Источников ошибок достаточно много. Однако большинство из них вносит погрешности на уровне десятых долей процента. Наибольшие неточности связаны с формами спектров антинейтрино от цепочек распада радиоактивных изотопов, с компонентным составом топлива, с ошибками в данных о тепловых мощностях реакторов, текущей точностью параметра

осцилляций θ_{12} и наличием долгоживущих изотопов, искажающих спектры. Детальный список источников и величин погрешностей можно найти в статьях [154], [21]. Полная относительная ошибка составляет примерно $4-5\%$ в зависимости от особенностей расчёта.

В таблице 9 приводятся результаты вычислений скорости счёта реакторных антинейтрино за 2013 год [154]. Данные представлены для разных аппроксимаций парциальных спектров, а также с учётом и без учёта поправки на наличие долгоживущих изотопов. Заметим, что в пределах $1-2\sigma$ результаты совпадают.

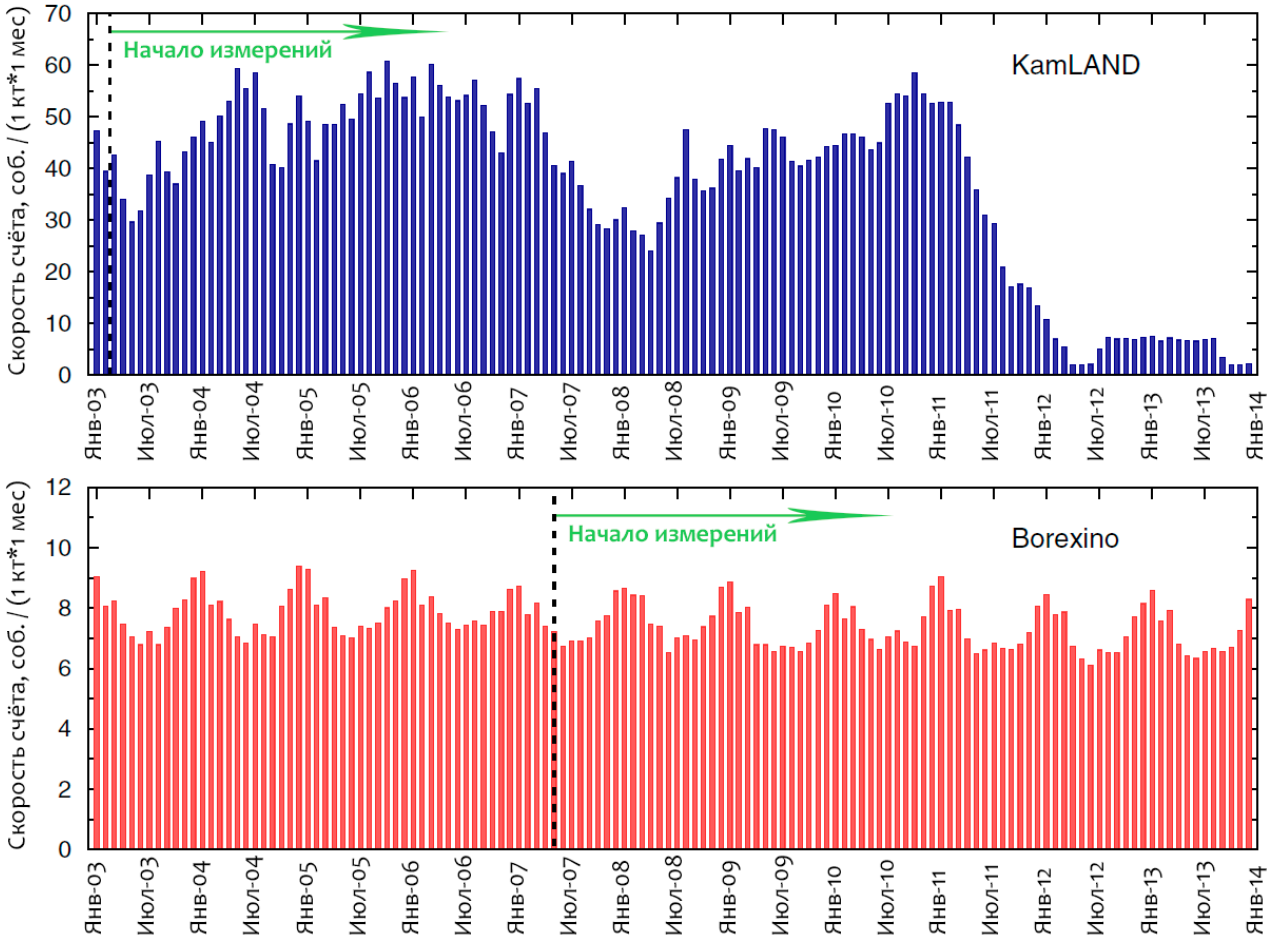


Рисунок 4.9 — Рассчитанные скорости счёта реакторных антинейтрино в детекторах KamLAND (верхняя гистограмма) и Borexino (нижняя гистограмма) для полного диапазона измеряемых энергий (FER). Результаты охватывают период с января 2003 по декабрь 2014 года.

Скорость счёта не является постоянной величиной. В начале параграфа отмечалось, что количество работающих реакторов может изменяться, как и вырабатываемая ими тепловая мощность (закрытие станций, выгора-

ние или замена топлива, изменение потребления электроэнергии со сменой времени года и т.д.). Приведённые в таблице 9 числа отражают лишь среднюю ситуацию за отдельно взятый год. В этой же статье [154] приводится и статистика за 10 лет с 2003 по 2013 годы. Она представлена на рисунке 4.9. Из этой статистики следует, что для детектора Borexino скорость счёта реакторных антинейтрино примерно постоянна, в то время как для KamLAND она очень сильно менялась. При подготовке статьи [60] коллегами автора по коллаборации были выполнены вычисления для 2014 и первой четверти 2015 года[3]. Полученные результаты были близки к значению для 2013 года. В целом за весь период измерений на детекторе Borexino ожидался сигнал (87 ± 4) TNU.

Спектр мгновенных событий может быть получен из формулы 4.37 путём исключения операции интегрирования по энергии. На рис. 4.7 приведены соответствующие графики из работы [153] для разных детекторов.

Дополнительная информация по фону от ядерных реакторов для геонейтринных измерений приведена в приложении Б. Существует сайт [164], где можно для любой точки поверхности нашей планеты рассчитать величину гео-нейтринного сигнала и сигнала от реакторов, задав параметры модели Земли и выбрав за какой какой год нужно использовать информацию о работе АЭС. На сайте также реализована возможность построения спектра антинейтрино и интерактивной мировой карты распределения предсказанного гео-нейтринного сигнала.

[3]Для 2015 года использовались реакторные данные 2014 года, так как к моменту подачи статьи на публикацию ещё не было свежей статистики.

4.5 Результат измерения потока гео-нейтрино в детекторе KamLAND

Детектор KamLAND [5] расположен в Японии на острове Хонсю в подземной лаборатории, размещающейся в шахте Камиока. Его сооружение длилось с 1999 по 2001 год, а сбор физических данных начался в марте 2002 [4]. Изначальной основной целью экспериментов на детекторе было исследование осцилляций нейтрино на средней базе (~ 180 км) для решения проблемы дефицита солнечных нейтрино. В качестве источников нейтринного излучения выступали ядерные реакторы АЭС. Измерялись параметры Δm^2_{21}, θ_{12} и θ_{13}. В этой связи детектор был спроектирован для регистрации антинейтрино с помощью реакции обратного β-распада. По своему устройству KamLAND крайне похож на более поздний детектор Borexino. Это объясняется тем, что обе установки были спроектированы на основе технических и технологических наработок, полученных в рамках эксперимента CTF (Counting Test Facility, прототип Borexino) [165], который проводился в лаборатории Гран-Сассо. Общее устройство детектора KamLAND показано на рисунке 4.10 [151]. От Borexino есть два существенных отличия. Во-первых, это масса мишени, которая примерно в 4 раза больше и составляет 1 кт (т.е. $\sim 10^{32}$ «свободных» протонов). Во-вторых, чистота KamLAND значительно хуже, чем у Borexino. Это объясняется основной задачей эксперимента – измерением потока антинейтрино. Используемая реакции ОБР имеет чёткую сигнатуру, а спектр мгновенных событий начинается с энергии ≈ 1 МэВ, т.е. требования к уровню фона хотя бы от того же ^{210}Po ниже. Детальное сопоставление характеристик детекторов Borexino и KamLAND дано в таблице 10 [123], [154].

Одновременно с сигналом от реакторов проводились измерения потока гео-нейтрино, которые выполнялись впервые в мире. Полученные и опубликованные результаты [115] открыли новый этап в исследовании строения Земли и новое, полезное с точки зрения фундаментальной науки, приложение физики нейтрино. Последующие измерения на увеличивающейся статистике [166], [151] периодически публиковались. Последние результаты [151] представлены в таблице 11 и на рисунке 4.11.

Характеристика	Borexino	KamLAND
Глубина (Поток μ ϕ_μ), м.в.э. (м$^{-2}$ч$^{-1}$)	3600 (1.2)	2700 (5.4)
Масса мишени, т	278	1000
Компонентный состав сцинтиллятора	PC + 1.5 г/л PPO	80% додекан + 20% PC + 1.4 г/л PPO
Радиус ID, м	13 (сфера)	18 (сфера)
ФЭУ ID	2212 8”	1325 17”+ 554 20”
Мишень OD, т	2400 (УЧ вода)	3200 (УЧ вода)
ФЭУ OD	208 8”	225 20”
Разрешение по энергии	$5\%/\sqrt{E(\text{МэВ})}$	$6.4\%/\sqrt{E(\text{МэВ})}$
Разрешение по координате	$11\,\text{см}/\sqrt{E(\text{МэВ})}$	$12\,\text{см}/\sqrt{E(\text{МэВ})}$
Среднее расстояние до реакторов, км	~ 1170	~ 180
R_{FER}, TNU 2013 г. 2006 г.	$83.3^{+2.0}_{-1.9}$	$65.3^{+1.7}_{-1.6}$ $625.9^{+14.5}_{-13.2}$
R_{LER}, TNU 2013 г. 2006 г.	$22.2^{+0.6}_{-0.6}$	$18.3^{+0.6}_{-1.0}$ $168.5^{+5.7}_{-6.3}$
G, TNU	$40.3^{+7.3}_{-5.8}$	$31.5^{+4.9}_{-4.1}$
$\eta = R_{\text{LER}}/G$ 2013 г. 2006 г.	0.6	0.6 5.3

Таблица 10 — Сопоставление основных характеристик детекторов Borexino и KamLAND.

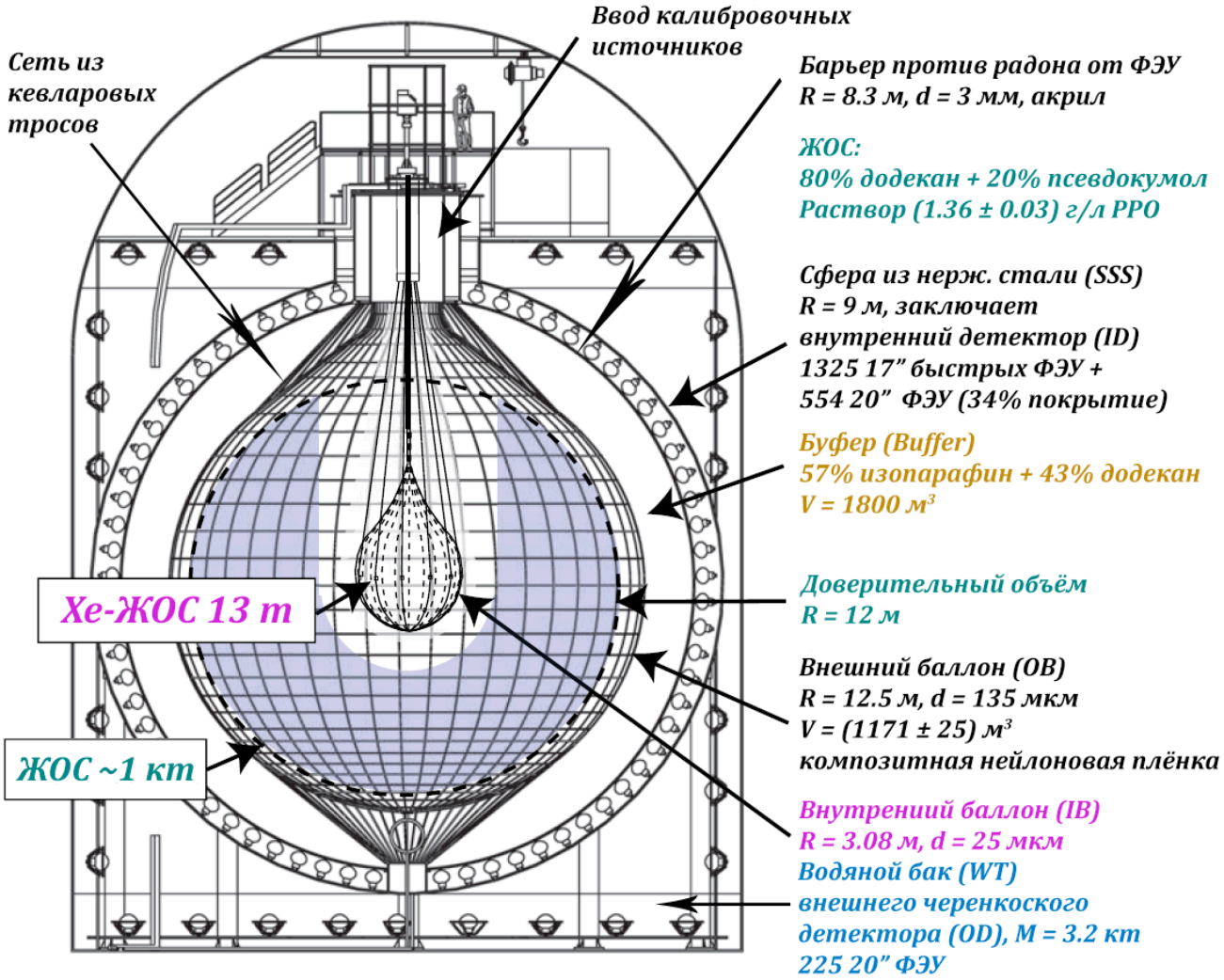


Рисунок 4.10 — Устройство детектора KamLAND.

Стоит отметить ещё один момент в последней статье. Она вышла в 2013 году и включала данные нового этапа измерений гео-нейтринного потока, полученные после начала остановки всех АЭС в Японии из-за аварии на АЭС Фукусима-1 11 марта 2011 года [150]. В таблице 10 приведены значения критерия оптимальности расположения детектора для регистрации гео-нейтрино η. Выключение японских реакторов привело к сравниванию значений η для KamLAND и Borexino. Учитывая примерно в 4 раза большую мишень и предпринятую очистку сцинтиллятора в 2012 и 2013 годах, KamLAND обладает потенциалом уменьшения в разы полной ошибки при удвоении статистики за следующее десятилетие. Однако гео-нейтринные измерения и сопутствующие исследования не являются главными физическими целями для детектора. С мая 2011 года начата программа KamLAND-Zen[167] по поиску безнейтринного двойного β-распада (сокр. $0\nu\beta\beta$). Его наличие будет доказательством, что нейтрино является Майорановским фер-

мионом (частица и античастица совпадают). Установление майорановской природы нейтрино ограничивает количество массовых состояний двумя, что в свою очередь сразу снимает вопрос иерархии масс, определяет верхний предел на массу частицы в 0.1 эВ и имеет ряд астрофизических следствий (например, см. [168]). Для реализации проекта KamLAND-Zen в центр детектора был установлен нейлоновый баллон со смесью сцинтиллятора на основе додекана и 383 кг Xe (91% ^{136}Xe). Данный факт отражён на общей схеме устройства детектора 4.10.

Количество «свободных» протонов N_p, 10^{31}	5.98 ± 0.13
Полная экспозиция ξ, 10^{32} протон · год	4.90 ± 0.10
Количество гео-нейрино N	116^{+28}_{-27}
Скорость счёта G^*, TNU	$23.7^{+6.2}_{-6.0}$
Ожидаемая скорость счёта G^{**}, TNU	$31.5^{+4.9}_{-4.1}$
Поток с учётом осцилляций Φ, 10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$	$3.4^{+0.8}_{-0.8}$
Вероятность отсутствия гео-нейтрино P	$2 \cdot 10^{-6}$ ($\sim 4.2\sigma$)
* Данный результат получен автором, используя данные из статьи [151].	
** По данным статьи [154].	

Таблица 11 — Результаты по регистрации потока гео-нейтрино в детекторе KamLAND.

4.6 Ожидаемый спектр гео-нейтрино в детекторе Borexino

В качестве ожидаемого спектра приводят не сам спектр антинейтрино, а близкий к нему спектр мгновенных событий, который, исходя из формулы 4.3, отличается от искомого только смещением по энергии на 0.784 МэВ.

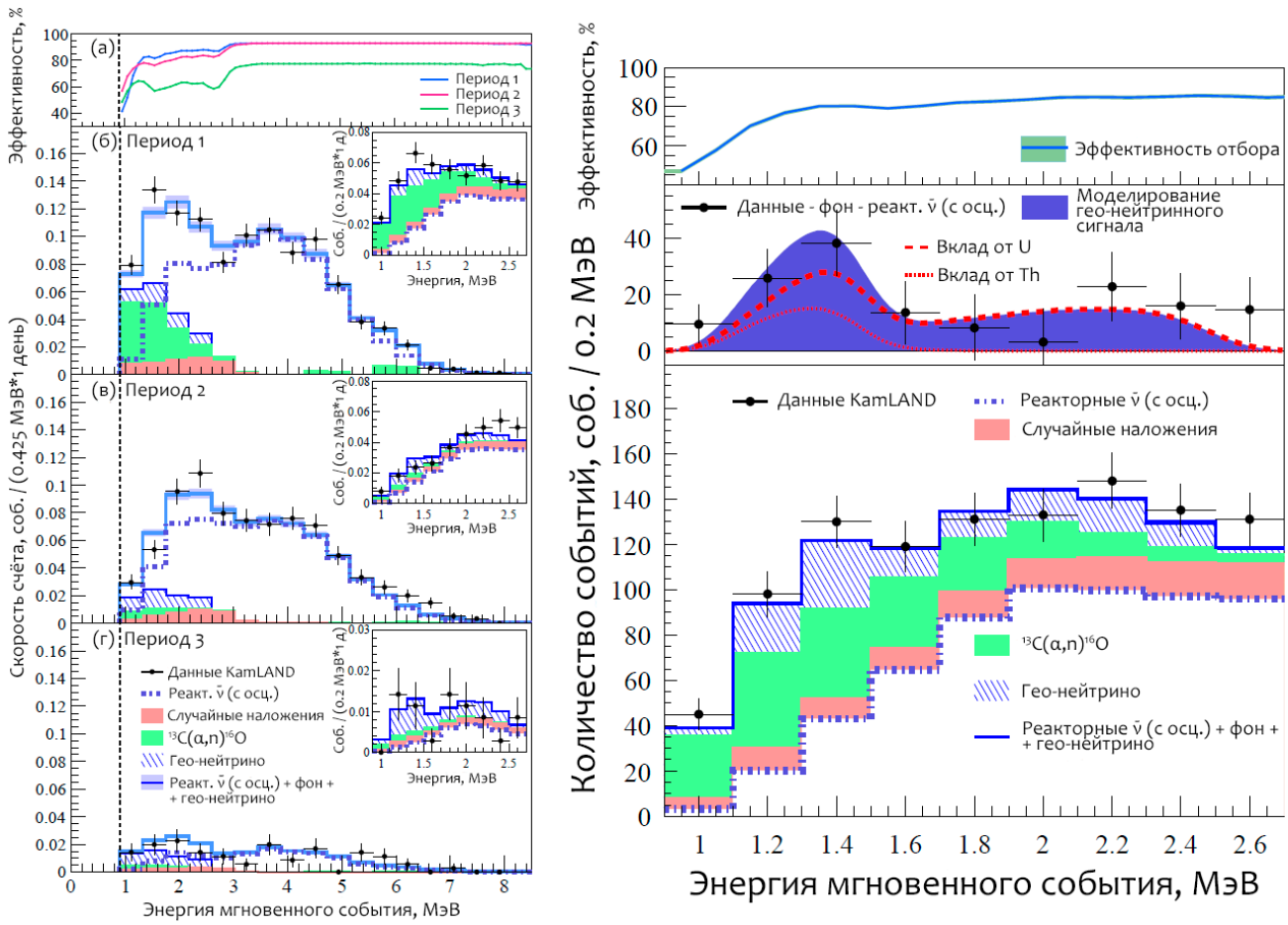


Рисунок 4.11 — Спектры мгновенных событий, измеренные в детекторе KamLAND. На верхних графиках приводится зависимость эффективности отбора антинейтринных событий от энергии.

4.7 Измерение потока гео-нейтрино в детекторе Borexino

Как отмечалось ранее, детектор Borexino показал себя как хороший инструмент [20], [21] для детектирования гео-нейтрино. При подготовки статьи [21] автор проводил частично независимый отбор потенциальных гео-нейтринных событий. Использовалась информация с системы сбора данных на основе быстрых АЦП, но пространственное положение определялось с помощью системы Laben. Такой комбинированный метод дал свои положительные плоды, обнаружив новые события и поставив под сомнения некоторые старые. Результаты этой работы были представлены в дипломной работе [104], но они были недостаточно хороши из-за ряда причин.

– Низкая эффективность мюонного и шумового фильтров, приводящая иногда к неправильной классификации событий.

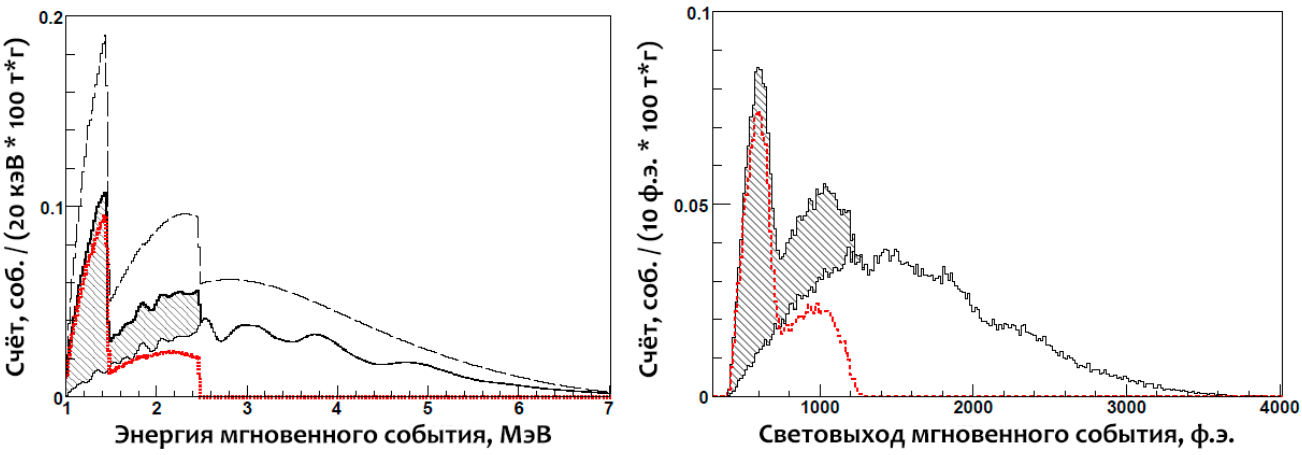


Рисунок 4.12 — *Левый график:* Ожидаемый энергетический спектр мгновенных событий в детекторе Borexino, возникающих в результате реакции ОБР. Штриховой чёрной линией показан суммарный спектр гео- и реакторных антинейтрино без учёта осцилляций, тогда как сплошной толстой чёрной линией — с учётом осцилляций. Пунктирной красной линией показан спектр гео-нейтрино с учётом осцилляций, в то время как сплошной тонкой чёрной линией — спектр реакторных антинейтрино с учётом осцилляций. *Правый график:* Ожидаемый спектр мгновенных событий, полученный для детектора Borexino с помощью Монте-Карло моделирования. Спектр дан в единицах световыхода, т.е. в зависимости от числа зарегистрированных фотоэлектронов. *Замечания:* Данные, представленные на левом графике, использовались в качестве входной информации при моделировании. В детекторе Borexino на 1 МэВ приходится примерно 500 ф.э.

– Плохая энергетическая калибровка данных.
– Отсутствовала собственная пространственная реконструкция событий среди программных инструментов, созданных для системы FADC.
– Сопоставление данных двух систем выполнялось простым и достаточно грубым методом. Не было проведено всестороннего исследования с целью создания механизма корректного совмещения информации.
– Меньшая экспозиция (статистика) у системы FADC, так как она была введена в эксплуатацию на 2.5 года позже, чем Laben, и в

первое время имела ряд недоработок, вызывающих непригодность для анализа собранных данных.

Таким образом, результаты проведённого исследования служили лишь для проверки и верификации итогов анализа с помощью системы Laben.

Все указанные проблемы кроме последней были решены автором и его коллегой, Георгием Лукьянченко [28], в рамках работы над диссертациями. При подготовке статьи [60] был выполнен полностью независимый анализ, который продемонстрировал готовность инструментария для обработки данных. Результаты этого анализа были включены в общий итог. Автор также выполнил аппроксимацию полученного спектра антинейтрино и выделение вкладов от различных источников, а именно от реакторов и из внутренних слоёв Земли. В рамках этого параграфа приводится описание проделанной работы и сопутствующий вопросов (фоновые условия), даны результаты и выполнено сравнение с данными эксперимента KamLAND.

4.7.1 Фоновые условия

Несмотря на слоистую защиту полностью устранить фон не удаётся. Поэтому он предварительно изучается. Итогом таких исследований становится набор критериев отбора, с помощью которых достигается максимальное значение отношения сигнал/шум. Фоновые условия гео-нейтринного анализа исследовались коллегами автора по коллаборации.

Основным источником фона являются мюоны. Пролетая через детектор, они вызывают

- ионизацию;
- электромагнитные ливни сопровождаемые фотоядерными реакциями;
- процессы скалывания на ядрах мишени;
- образуют мюонные атомы с последующим распадом или взаимодействием по слабому каналу с ядром.

Указанные процессы в свою очередь порождают вторичное излучение. В некоторых случаях созданный мюонами коррелированный во времени фон может имитировать реакцию ОБР. Соответствующие продукты взаимодей-

ствия мюонов с рабочим веществом детектора, конструкционными материалами и окружением установки можно разделить на две категории. Это нейтроны и космогенные радиоактивные изотопы.

Для начала стоит отметить два ядра, а именно ^{9}Li ($\tau = 257.2$ мс, $Q = 13.6$ МэВ) и ^{8}He ($\tau = 171.7$ мс, $Q = 10.7$ МэВ). [105]). Эти изотопы претерпевают β^--распад, при этом образующиеся состояния дочерних ядер могут быть не стабильны к вылету нейтрона (в 51% случаев при распаде ^{9}Li в ^{9}Be и в 16% случаев при распаде ^{8}He в ^{8}Li). Связанные во времени электрон и нейтрон создают в такую же сигнатуру, как и при ОБР. Но распады ^{9}Li и ^{8}He относительно легко идентифицировать, выделяя тройные совпадения: пролёт мюона через внутренний детектор, β-распад и захват нейтрона. Данный фон периодически контролируется, путём поиска совпадений после мюона во временном окне (2 мс, 2 с). Соответственно, для исключения большей части событий от ^{9}Li и ^{8}He накладывается вето в 2 с после каждого мюона во внутреннем детекторе.

Уровень случайных совпадений оценивался путём стандартного отбора антинейтринных событий с той лишь разницей, что задержка между мгновенным и запаздывающим событиями составляла от 2 до 20 с. Аналогично был выполнен поиск коррелированных во времени событий, но запаздывающее событие искалось во временном окне (2 мс, 2 с). Полученные результаты нормировались на величину используемого при поиске антинейтрино временного интервала между регистрацией позитрона и наблюдением γ-кванта от захвата нейтрона на водороде[4].

Основным радиоактивным загрязнителем в составе сцинтиллятора во внутреннем нейлоновом резервуаре и в составе несцинтиллирующей жидкости в буфере является ^{210}Po ($\tau = 199.6$ дней [21]) — один из продуктов распада ^{222}Rn. Как было показано в работе [169], α -распад ^{210}Po инициирует реакцию

$$\alpha +^{13}\mathrm{C} \longrightarrow {}^{16}\mathrm{O} + n, \tag{4.38}$$

продуктом которой являются нейтроны с энергией от ~ 3 МэВ до ~ 7.3 МэВ [170]. За реакцией следует два разделённых во времени сигнала в детекторе, также имитирующих ОБР. Мгновенное событие возникает

– при рассеянии быстрого нейтрона на протонах;

[4]Здесь и далее возможность захвата нейтрона на углероде не учитывается в виду малости вносимой поправки.

– при переходе возбуждённого ядра ^{16}O в основное состояние, что сопровождается испусканием γ-квантов с энергией 6.13 МэВ или 6.05 МэВ;
– при неупругом рассеянии быстрого нейтрона на ядре углерода ^{12}C, сопровождающимся возбуждением этого ядра и последующим переходом в основное состояние с испусканием γ-кванта с энергией 4.4 МэВ (см. 4.40).

$$n +^{12}\mathrm{C} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C}^{*} + n \tag{4.39}$$

$$^{12}\mathrm{C}^{*} \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \gamma(4.4\,\text{МэВ}) \tag{4.40}$$

Запаздывающее событие является захватом термализованного нейтрона на водороде. Скорость счёта α-частиц от ^{210}Po в сцинтилляторе Borexino ожидается в среднем (14.1 ± 0.2) соб. / (т · день) за период измерения гео-нейтринного потока. Доля изотопа ^{13}C в естественной смеси составляет порядка 1.1%. Используя данные, представленные в работе [170], была оценена вероятность ^{13}C(α,n)^{16}O реакции в сцинтилляторе Borexino [20]. Она составляет $\sim 5 \cdot 10^{-8}$.

Более серьёзная ситуация в буфере. Предварительные измерения с использованием тестового образца буферной жидкости были выполнены на CTF [165]. Для этого колбу с образцом помещали в центр детектора. Удельная радиоактивность от ^{210}Po составила < 0.67 мБк / кг при доверительном интервале 90%, что на много порядков больше этой же величины в сцинтилляторе. Для гео-нейтринного анализа основная опасность заключается в проникновении в рабочий объём нейтронов, возникших в (α, n)-реакции в буфере. Проблема решается выделением доверительного объёма, т.е. при обработке отбрасывается приповерхностный слой. Его толщина выбиралась исходя из результатов Монте-Карло моделирования. В анализах, представленных в статьях [20] и [21], использовалось значение 25 см от поверхности. Однако согласно исследованиям, выполненным в 2014 и 2015 годах, форма внутреннего нейлонового резервуара стала сложной, что затруднило её точное восстановление. Поэтому был выбран консервативный вариант устранения фона от ^{210}Po в буфере – увеличение толщины приповерхностного слоя до 30 см. Остаточный фон оценивался с помощью Монте-Карло моделирования.

Быстрые нейтроны могут также рождаться в окружающих установку скалах или в черенковском водном детекторе. Во втором случае накладывается вето в 2 мс, если мюон пересёк только внешний детектор, но не зафиксирован во внутреннем.

Как указывалось в первой главе, эффективность регистрации мюонов высока, но не абсолютна. Поэтому возможно наличие незарегистрированных мюонов. Это приводит к возникновению ложных антинейтринных событий от пары мюон-дочерний нейтрон, от быстрого нейтрона, двух и более нейтронов. Данный источник фона устраняется наложением требования отсутствия до мгновенного события и после запаздывающего в 2 мс интервале какого-либо другого события с энергией около 2.22 МэВ.

Источник	Фон* [соб./(907 т · г)]
^{9}Li – ^{8}He	$0.194^{+0.125}_{-0.089}$
Случайные совпадения	0.221 ± 0.004
Коррелированные во времени события	$0.035^{+0.029}_{-0.028}$
(α,n) в сцинтилляторе	0.165 ± 0.010
(α,n) в буфере	< 0.51
Быстрые n (от μ в WT)	< 0.01
Быстрые n (от μ в скальных породах)	< 0.43
Незарегистрированные мюоны	0.12 ± 0.01
Спонтанное деление в ФЭУ	0.032 ± 0.003
^{214}Bi – ^{214}Po	0.009 ± 0.013
Итог	$0.78^{+0.13}_{-0.10}$ < 0.65(Монте-Карло)

* Фон дан для полной экспозиции, использованной в анализе.

Таблица 12 — Ожидаемый остаточный фон для антинейтринных событий после применения критериев отбора. Данные приводятся при доверительном интервале 90%.

Радиоактивность нейлонового резервуара, фотоумножителей и сферы SSS может порождать (γ, n)-процессы и спонтанное деление, дающие ложные события. Последние оценки этого фона показали, что он пренебрежимо мал.

Ещё один источник систематических ошибок – последовательные распады ^{214}Bi(β) и ^{214}Po(α), $\tau \approx 235$ мкс [171]). Эти изотопы возникли из-за попадания во внутренний детектор ^{222}Rn в ходе кампании по очистке сцинтиллятора. Радон и дочерние радиоактивные изотопы быстро распадаются, так что примерно через десять дней в детекторе остаётся преимущественно только ^{210}Pb. α-частицы, испускаемые ^{214}Po, почти всегда имеют энергию не попадающую в интервал для запаздывающего события. Тем не менее, есть два канала распада с вероятностями $1.04 \cdot 10^{-4}$ и $6 \cdot 10^{-7}$, в которых ядро ^{210}Pb образуется в возбуждённом состоянии, так что вылет α-частицы сопровождается испусканием γ-квантов с энергиями, соответственно, 799.7 кэВ и 1097.7 кэВ. Для подавление этого фона для периодов очистки сцинтиллятора использовался повышенный нижний предел на энергию запаздывающего события, а также условие на параметр Гатти $G < 0.015$.

Остаточный фон для гео-нейтринного анализа дан в таблице 12. Забегая вперёд, отметим, что соотношение сигнал/шум равно ~ 100.

4.7.2 Критерии отбора антинейтринных событий и обработка данных

В гео-нейтринном анализе использовалась статистика, набранная с 15 декабря 2007 года по 8 марта 2015. Она соответствовала 2055.9 дням измерений с помощью системы Laben. Данных системы FADC было меньше. Тому было три причины. Во-первых, система была введена в эксплуатацию только с 4 декабря 2009 года (с сеанса измерений 12006). Во-вторых, доработка системы проводилась в течение нескольких лет. В-третьих, некоторые модули выходили из строя в ходе работы, и обнаружение такого рода проблем иногда происходило с большим опозданием. Как итог, имеются большие пробелы в данных в 2010-2012 и 2014 годах.

При анализе данных системы на быстрых АЦП применялись критерии отбора, схожие с теми, которые использовались при обработки данных Laben [20], [21], [60].

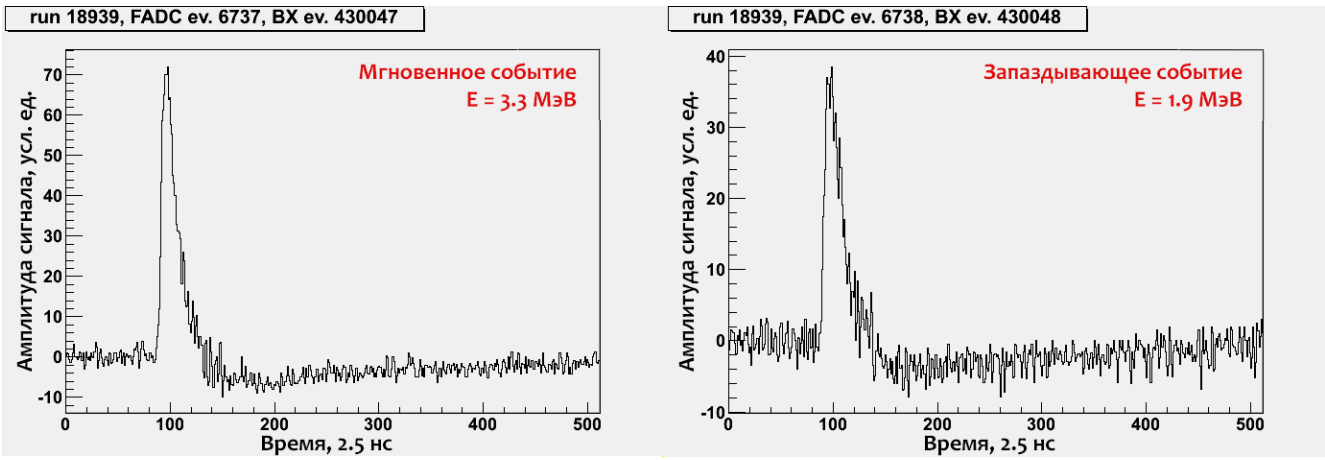


Рисунок 4.13 — Формы импульсов мгновенного и запаздывающего событий с номерами 6737 и 6738 из сеанса измерений 18939.

– Вето на 2 с после каждого мюона во внутреннем детекторе. Для отбора мюонов используется специальная утилита «fadc is muon» [28]
– Вето на 2 мс после всех мюонов во внешнем детекторе. Формально такие события метятся в системе триггером с номером 8. Но учитывая структуру триггера, описанную в параграфе 1.5, битовая операция выбора триггера также принимает во внимания триггеры с номерами 11 и 43. Оба соответствуют калибровочному импульсу генератора, так как $11 = 2^0+2^1+2^3 = 3+8$, $43 = 2^0+2^1+2^3+2^5 = 3+8+32$. Поэтому предпринимается дополнительная проверка номера триггера, чтобы исключить потерю живого времени из-за сверхэффективности данного критерия отбора.
– Отбираются события с триггером 1.
– Отбрасываются события, которые не проходят шумовой фильтр [28].
– Не берутся в рассмотрение события без кластеров. Заметим, в этих случаях может быть некоторый нечёткий импульс, воспринимаемый электроникой как событие, но он не проходит процедуру кластеризации при обработке сырых данных.
– Учитывая, что время жизни нейтрона до захвата протоном в сцинтилляторе Borexino составляет $\tau \approx 259$ мкс, задержка между мгновенным и запаздывающим событиями должна лежать в интервале от 20 до 1280 мкс.
– За 2 мс до мгновенного события и в течение 2 мс после запаздывающего события нет никаких событий с энергией выше 0.95 МэВ

– Учитывая возможность наложения событий, рассматриваются только те запаздывающие события, которые содержат лишь один кластер. На мгновенные события данный критерий отбора не распространяется, так как их энергия потенциально может составлять десятки МэВ (например, событие от вспышки сверхновой). При такой энергии в структуре формы импульса, скорее всего, будут присутствовать несколько пиков (кластеров).
– Энергия мгновенного события должна быть больше 0.95 МэВ[5], а запаздывающего обязана лежать в интервале от 1.8 до 2.5 МэВ.
– Мгновенные и запаздывающие события должны находиться в пределах доверительного объёма. Иными словами, событие должно находиться не ближе чем в 30 см от поверхности внутреннего нейлонового резервуара.
– Расстояние между быстрым и запаздывающем событием не должно быть больше, чем 1 м.
– Так как количество антинейтринных событий невелико, то отбор по форме импульса происходит визуально. Высокая частота оцифровки (400 МГц) позволяет сохранять все особенности сигналов. Пример антинейтринного события показан на рисунке 4.13.
– Допускается наличие дополнительного события с энергией в несколько сотен кэВ между мгновенным и запаздывающим, так как в анализе с помощью системы Laben было показано, что должно быть такое наложение с участием ^{14}C примерно раз в 500 дней непрерывного сбора данных.
– Опционально проверяется наличие ненулевого суммарного сигнал во внешнем детекторе. Этот критерий отбора важен для событий с энергией в десятки МэВ, которые могут быть пропущенными мюонами. Для гео-нейтринного анализа данная проверка не излишняя.

Отбор антинейтринных событий выполнялся на данных в формате 17-го цикла измерений, упакованных в dst-файлы. При этом каждый такой

[5]Минимальная энергия, выделяющаяся при аннигиляции электрон-позитронной пары составляет 1.022 МэВ. Меньшее значение берётся, так как измерения энергии с помощью системы на быстрых АЦП выполняются с точность порядка $5-8\%$ (см. приложение A), а значит, часть гео-нейтринных событий может иметь видимую энергию меньше 1 МэВ. Отметим, что при выборе критериев отбора было выяснено понижение фактического порога на 0.05 МэВ не приводит в какому-либо существенному росту ошибки, однако увеличивает статистику на несколько процентов

файл содержал максимально правильно сопоставленные сигналы с обоих систем сбора данных [28].

4.7.3 Сопоставление результатов с разных систем сбора данных

В результате анализа данных, собранных с помощью системы Laben, было отобрано 79 кандидатов на антинейтринные события. Одно событие было отброшено. В ходе отдельного исследования, проведённого коллегами, выяснилось, что это событие является фоновым. Автором найдено 46 событий в данных системы FADC. Они были сопоставлены с оставшимися 78 кандидатами. Те события, которые не были обнаружены программой отбора в данных системы на быстрых АЦП, искались вручную.

Сопоставление результатов систем Laben и FADC	
Количество событий в Laben	78
Количество событий в FADC	46*
Количество отброшенных	1 (мюон)
Конечное число событий	77
* Различие в цифрах обусловлено разницей в периодах сбора данных	
Экспозиция Laben (учитывая эффективность)	(904 ± 44) т · г $(5.5 \pm 0.3) \cdot 10^{31}$ прот. · г
Живое время Laben	1841.9 дней ≈ 5.04 лет
Живое время FADC	1072.3 дней ≈ 2.93 лет
Эффективность регистрации в Laben	$(84.5 \pm 1.5)\%$
Эффективность регистрации в FADC	$(83.0 \pm 2.0)\%$
Отношение сигнал/шум	100

Таблица 13 — Результаты отбора антинейтринных событий.

4.7.4 Выделение вкладов в спектр от гео-нейтрино и реакторных антинейтрино

Для выделения вкладов от разных источников в спектр антинейтрино использовался метод максимального правдоподобия (сокр. ММП, от англ. *Unbinned maximum likelihood estimation*). Искалось максимальное значение логарифмической функции правдоподобия следующего вида

$$\ln \mathcal{L}\left(N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right) =$$
$$= -N_{\text{теор}}\left(N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right) + \sum_{i=1}^{N} \ln f\left(Q_i, N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right) -$$
$$- \frac{1}{2}\Big[\Big(\frac{S_{\text{случ}} - S_{\text{случ}}^{\text{ож}}}{\sigma_{\text{случ}}}\Big)^2 + \Big(\frac{S_{\text{LiHe}} - S_{\text{LiHe}}^{\text{ож}}}{\sigma_{\text{LiHe}}}\Big)^2 + \Big(\frac{S_{\alpha} - S_{\alpha}^{\text{ож}}}{\sigma_{\alpha}}\Big)^2\Big], \quad (4.41)$$

где N - число событий-кандидатов, Q_i - число фотоэлектронов для события-кандидата с номером i, $N_{\text{гео}}$ и $N_{\text{реакт}}$ - искомые значения количества зарегистрированных гео- и реакторных нейтрино. При аппроксимации использовалось пять нормированных функций плотности вероятности: Монте-Карло спектр гео-нейтрино с фиксированным хондритовым значением ($m_{\text{Th}}/m_{\text{U}} \approx 3.9$), Монте-Карло спектр реакторных антинейтрино

$$f\left(Q, N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right) = f_{\overline{\nu}}\left(Q, N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}\right) + f_{\text{фон}}\left(Q, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right),$$
$$f_{\overline{\nu}}\left(Q, N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}\right) = N_{\text{гео}} \frac{f_{\text{гео}}^{\text{MC}}(Q)}{\int\limits_0^{Q_{\text{макс}}} f_{\text{гео}}^{\text{MC}}(q)dq} + N_{\text{реакт}} \frac{f_{\text{реакт}}^{\text{MC}}(Q)}{\int\limits_0^{Q_{\text{макс}}} f_{\text{реакт}}^{\text{MC}}(q)dq}, \quad (4.42)$$

и плотности вероятности для трёх основных компонент фона. Это измеренный энергетический спектр случайных совпадений, Монте-Карло спектр распадов ^{9}Li-^{8}He и Монте-Карло спектр реакций (α,n). Число событий для компонентов фона $S_{\text{случ}}$, S_{LiHe}, S_{α} были оставлены в качестве свободных параметров в пределах одного стандартного отклонения от найденных в анализе фонов значений $S_{\text{случ}}^{\text{ож}}$, $S_{\text{LiHe}}^{\text{ож}}$, $S_{\alpha}^{\text{ож}}$, приведённых в таблице 12

$$f_{\text{фон}}\left(Q, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}\right) = S_{\text{случ}} \frac{f_{\text{случ}}^{\text{эксп}}(Q)}{\int\limits_0^{Q_{\text{макс}}} f_{\text{случ}}^{\text{эксп}}(q)dq} +$$
$$+ S_{\text{LiHe}} \frac{f_{\text{LiHe}}^{\text{MC}}(Q)}{\int\limits_0^{Q_{\text{макс}}} f_{\text{LiHe}}^{\text{MC}}(q)dq} + S_{\alpha} \frac{f_{\alpha}^{\text{MC}}(Q)}{\int\limits_0^{Q_{\text{макс}}} f_{\alpha}^{\text{MC}}(q)dq}. \quad (4.43)$$

Поиск максимума проводился при помощи программы Mathematica и пакета RooFit. Эта процедура была выполнена независимо автором и несколькими его коллегами. Полученные результаты совпали. В итоге был сделан вывод, что с помощью детектора Borexino зарегистрировано $N_{\text{гео}} = 23.7^{+6.5}_{-5.7}(\text{стат})^{+0.9}_{-0.6}(\text{сист})$ событий и $N_{\text{реакт}} = 52.7^{+8.5}_{-7.7}(\text{стат})^{+0.7}_{-0.9}(\text{сист})$ событий. Спектр антинейтрино с выделенными вкладами приведён на рисунке 4.14. Переходя от количества найденных гео-нейтрино к скорости счёта, имеем $G = 43.5^{+11.8}_{-10.4}(\text{стат})^{+2.7}_{-2.4}(\text{сист})$ TNU. Скорость счёта реакторных событий составляет $R^{\text{эксп}}_{FER} = 96.6^{+15.5}_{-14.2}(\text{стат})^{+4.9}_{-5.0}(\text{сист})$ TNU. Систематическая ошибка обусловлена двумя факторами: неточностью в 4.8% при расчёте экспозиции и отклонениями до 1% данных Монте-Карло моделирования от реальных.

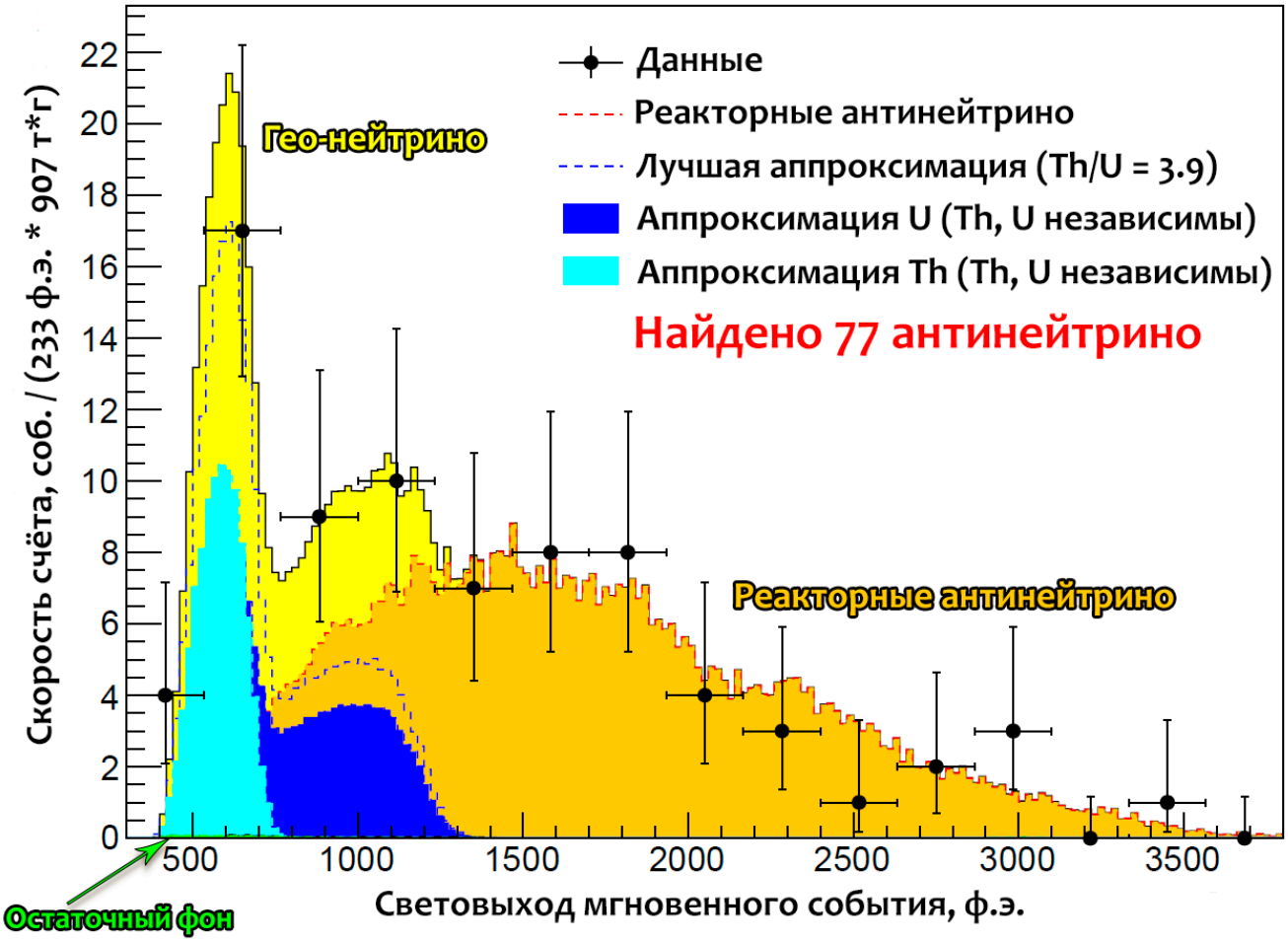


Рисунок 4.14 — Аппроксимация спектра мгновенных событий, данного в единицах световыхода, т.е. в зависимости от числа зарегистрированных фотоэлектронов. *Замечание:* В детекторе Borexino на 1 МэВ приходится примерно 500 ф.э.

Наиболее важный результат, полученный в анализе на большей статистике, состоит в исключении гипотезы отсутствия гео-нейтрино с достоверностью $\sim 5.9\sigma$. Этот факт проиллюстрирован на рисунке 4.15. Стоит также отметить, что в разы уменьшилась ошибка измерения полного потока гео-нейтрино. В относительном выражении она снизилась с 98% по данным 2013 года до 26% в 2015 году.

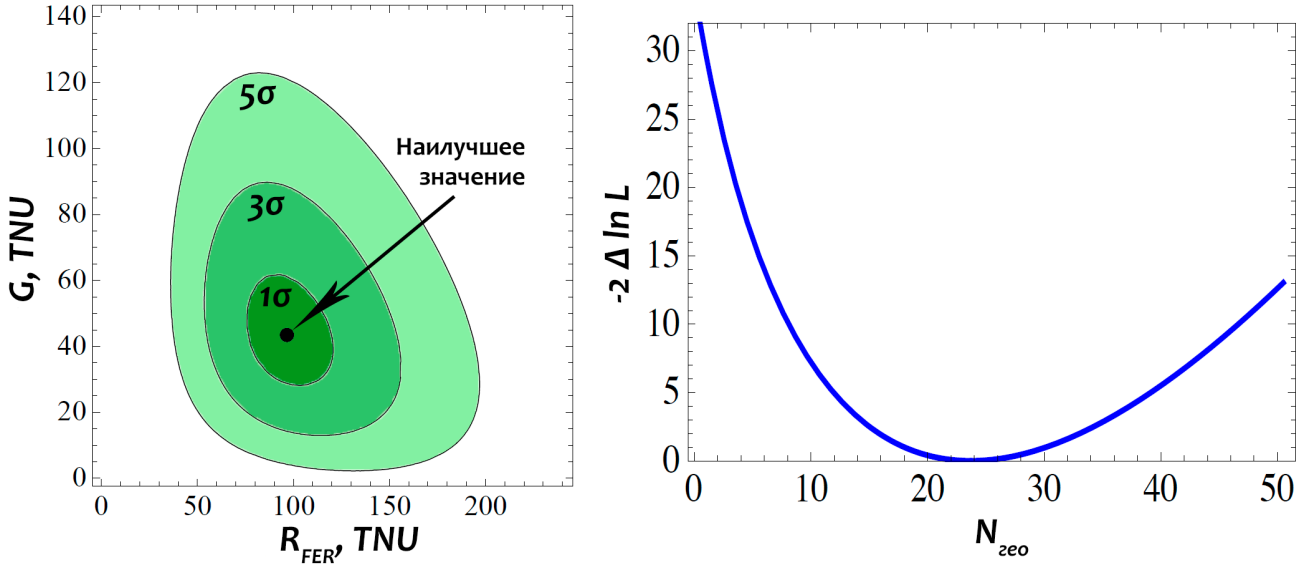


Рисунок 4.15 — *Слева:* Контурный график областей ошибок 1σ, 3σ и 5σ для наилучшего разделения вкладов гео-нейтрино и реакторных антинейтрино в полный спектр. *Справа:* Профиль $\Delta\chi^2$ для числа гео-нейтрино. Число реакторных антинейтрино было положено равным значению, найденному при наилучшей аппроксимации.

Как видно из таблицы 14, полученные результаты согласуются с теоретическими расчётами. Большая статистическая ошибка, составляющая $\sim$ 25%, обусловлена малым количеством зарегистрированных гео-нейтринных событий. Учитывая, что относительная погрешность уменьшается по закону $\delta \sim 1/\sqrt{N}$, для уменьшения ошибки вдвое, требуется около 100 событий. Для достижения этой цели необходимо выполнять измерения ещё 18 лет подряд. Детектор Borexino не рассчитан на такой долгий срок эксплуатации. Кроме того, исследовательская программа по поиску стерильных нейтрино с использованием искусственного источника антинейтрино с энергиями до 3 МэВ, стартующая в апреле-мае 2018 года, сделает дальнейшие измерения гео-нейтринного потока фактически невозможными из-за изменения соотношения сигнал/фон. Таким образом, продолжение

исследований гео-нейтрино с помощью детектора Borexino не приведёт к получению каких-либо новых принципиальных результатов.

	KamLAND (2013)	Borexino (2013)	Borexino (2015)
N_p, 10^{32}	0.598 ± 0.013	0.109 ± 0.006	0.109 ± 0.006
ξ, 10^{32} протон · год	4.90 ± 0.10	0.369 ± 0.016	0.55 ± 0.03
$N_{\text{гео}}$	116^{+28}_{-27}	14.3 ± 4.4	$23.7^{+6.5}_{-5.7}{}^{+0.9}_{-0.6}$
$G_{\text{экс}}$, TNU	$23.7^{+6.2}_{-6.0}{}^{*}$	38.8 ± 12.0	$43.5^{+11.8}_{-10.4}{}^{+2.7}_{-2.4}$
G^{**}, TNU	$31.5^{+4.9}_{-4.1}$	$40.3^{+7.3}_{-5.8}$	$40.3^{+7.3}_{-5.8}$
Φ, 10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$	3.4 ± 0.8	4.7 ± 4.6	5.0 ± 1.3
$\Phi_{\text{экс}}$(U), 10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$	–	2.1 ± 1.5	2.7 ± 0.7
$\Phi_{\text{экс}}$(Th), 10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$	–	2.6 ± 3.1	2.3 ± 0.6
P	$2 \cdot 10^{-6}$ ($\sim 4.2\sigma$)	$6 \cdot 10^{-6}$ ($\sim 4.5\sigma$)	$3.6 \cdot 10^{-9}$ ($\sim 5.9\sigma$)

* Данный результат получен автором, используя данные из статьи [151].

** По данным статьи [154].

Таблица 14 — Сравнение результатов по регистрации потока гео-нейтрино, полученных в детекторах KamLAND и Borexino.

4.8 Планируемые эксперименты

К 2017 году в мире существует две экспериментальные установки, способные регистрировать гео-нейтрино, а именно детекторы Borexino и KamLAND [4],[5]. В стадии переоснащения и обновления находится установка SNO+ с мишенью порядка 0.8 кт [172], строится 20 кт детектор JUNO [6],[7]. Частичное финансирование получено под проект RENO-50 (18 кт) [173],[174],[175]. При поддержке РНФ [176] в 2017-2019 годах в Баксанской Нейтринной Обсерватории (сокр. БНО или BNO) будет сооружён прототип жидко-сцинтилляционного детектора, способный регистрировать гео-нейтрино [177],[178],[179],[153],[180]. Другие предложения, такие как, например, перспективные HanoHano [181] и LENA [182], находятся на стадии проработки и поисков источников финансирования.

4.8.1 SNO+

Детектор SNO+ [172] является модифицированной версией тяжеловодного нейтринного детектора SNO [3], с помощью которого проводились исследования солнечных нейтрино и нейтринных осцилляций. После успешного завершения эксперимента в 2006 году, отмеченного в 2015 году Нобелевской премией [183], его дальнейшее развитие было направлено на обеспечение возможности регистрации нейтрино с низкими энергиями (ниже 5 МэВ) от разных источников путём замены тяжёлой воды на жидко-органический сцинтиллятор. Согласно планам 2006 года [184], первая фаза физическая программа эксперимента SNO+ была нацелена преимущественно на регистрацию солнечных pep- и CNO-нейтрино, а также гео-нейтрино. Вторая фаза была ориентирована на поиск двойного безнейтринного β-распада. В дальнейшем цели были пересмотрены в пользу второй фазы, а также исследования иерархии масс нейтрино [172]. Тем не менее пункт о регистрация и изучение гео-нейтринных сигналов остаётся в программе эксперимента SNO+.

Детектор расположен в нейтринной обсерватории в Садбери (Канада), которая находится под землёй в шахте Крейгтон на глубине ≈ 2100 м, что соответствует 5900 мвэ. В качестве мишени будет использоваться сцинтиллятор, состоящий из линейного алкилбензола (сокр. ЛАБ, англ. LAB, *Linear alkylbenzene*, $C_6H_5C_nH_{2n+1}$, где $n = 10 - 16$) с добавлением 2 г/л PPO [185]. Рабочее вещество массой 0.78 кт будет заключено в акриловый резервуар с диаметром 12 м, помещённый в водное черенковское вето (7 кт ультрачистой воды). Для регистрации световых вспышек планируется использовать $\sim$ 9500 ФЭУ. Согласно данным, приведённым в статье [145], детекторе SNO+ должен регистрировать гео-нейтринных сигнал на уровне ~ 34 соб./г и сигнал от реакторов - ~ 120 соб./г[6]. При этом отношение η (см. 4.27) для SNO+ и Borexino оказывается ~ 1. Учитывая, что во всей мишени детектора SNO+ содержится $0.671 \cdot 10^{32}$ протонов, а в доверительном объёме Borexino только $0.109 \cdot 10^{32}$ протонов, при условии радиохимической чистоты SNO+ на уровне Borexino для повторения результатов Borexino по гео-нейтринным исследованиям потребуется около года измерений на детек-

[6]Здесь и далее в параграфе 4.8 сигналы даны с учётом осцилляций.

торе SNO+. Таким образом, примерно в 2019 году до запуска экспериментов RENO-50 и JUNO в результате совместного анализа данных Borexino, KamLAND и SNO+ получится значительно (возможно, в разы) уменьшить ошибки гео-нейтринных измерений.

4.8.2 JUNO

Эксперимент JUNO нацелен на определение иерархии нейтринных масс и прецизионное измерение параметров осцилляций путём детектирования реакторных антинейтрино. Экспериментальная установка нового поколения будет располагаться в специально создаваемой подземной лаборатории в городском уезде Кайпин городского округа Цзянмэнь в провинции Гуандун. В той же провинции на побережье в городском округе Янцзян и в городском уезде Тайшань городского округа Цзянмэнь в 2018 году планируется завершение сооружения энергоблоков двух АЭС суммарной тепловой мощностью 36 ГВт [186]. Коллаборация JUNO предполагает использовать их ядерные реакторы в качестве бесплатных источников антинейтрино, реализуя схему нейтринного эксперимента на средней базе. Обе строящиеся АЭС равноудалёны от детектора JUNO примерно на 53 км. Физическая лаборатория будет находиться на глубине 700 м, что соответствует 2000 мвэ.

По своему устройству детектор JUNO является увеличенной и доработанной копией детектора SNO+. Мишенью выступает 20 кт сцинтиллятора на основе линейного алкилбензола. Установка имеет две особенности. Во-первых, внутренний детектор будут просматривать два типа фотоумножителей с диаметрами 20” ($\sim$ 17 000 шт) и 3” ($\sim$ 34 000 шт), что обеспечит как отличные спектрометрические параметры установки, так и возможность разделения событий по форме импульса. Во-вторых, JUNO кроме водного черенковского вето имеет сверху дополнительные мюонный трековый детектор.

Измерение гео-нейтринного потока включено в программу фундаментальных исследований на детекторе JUNO несмотря на наличие значительного фона от ядерных реакторов. Потенциал JUNO по регистрации гео-нейтрино был оценен в рамках общей теоретической статьи [7] о физических

результатах, которые могут быть получены в ходе измерений. Детальное рассмотрение вопроса дано в работах [187] и [186]. Согласно последней в области низких энергий LER (от 1.8 до 3.3 МэВ) скорость счёта гео-нейтрино составит ~ 410 соб./г при уровне фона от реакторов ~ 3700 соб./г и суммарно от остальных источников ~ 500 соб./г. Тем не менее наличие столь значительного фона компенсируется значительным количеством наблюдаемых событий. В той же статье указывается, что точность гео-нейтринных измерений при фиксированном хондритовом значении ($m_{\mathrm{Th}}/m_{\mathrm{U}} \approx 3.9$) уже по итогам первого года работы детектора JUNO составит 13%. Это в два раза лучше, чем текущий результат, полученный в эксперименте Borexino и представленный в параграфе 4.7.4. Точность при измерениях в течение 3, 5 и 10 лет оценивается в 8%, 6% и 5% соответственно.

В работе [186] также указывается ещё два потенциальных результата. Во-первых, будут измерены индивидуальные вклады в гео-нейтринный сигнал от распадов урана и тория. За первый год наблюдений относительные ошибки составят 40% для урана и 80% для тория, а за десять лет 15% и 30% соответственно. Измерение вкладов позволит проверить часто используемое при расчётах хондритовое значение $m_{\mathrm{Th}}/m_{\mathrm{U}} \approx 3.9$. Во-вторых, если известен вклад в гео-нейтринный сигнал от земной коры $R_{\text{кора}}$, то может быть получен сигнал из мантии $R_{\text{мантия}}$

$$R_{\text{мантия}} = R^{\text{эксп}}_{\text{полный}} - R_{\text{кора}} \tag{4.44}$$

Указывается, что неопределённость в значении потока из коры в 18%, достигнутая в работе [187], приведёт к выделению потока из мантии с достоверностью 2σ. При условии увеличения точности предсказанного потока из коры до 8%, что соответствует уровню, достигнутому в эксперименте KamLAND после детального изучения локальной геологии (LOC) [148], достоверность измерения потока из мантии может составить $\sim 3.7\sigma$.

4.8.3 RENO-50

Детектор RENO-50 проектируется для решения тех же фундаментальных вопросов, что и детектор JUNO. Установки очень похожи как по своему

устройству, так и по расположению относительно ближайших реакторов. RENO-50 – это эксперимент на средней базе, что обеспечивает возможность наблюдения нейтринных осцилляций связанных с углом θ_{12} с максимальной амплитудой. Детектор RENO-50 планируется разместить в примерно 47 км от АЭС Ханбит (Йонгван) со средней суммарной тепловой мощностью реакторов 16.5 ГВт под горой Guemseong высотою 450 м, обеспечивающей экранировку от космических лучей $\sim$ 900 мвэ. Согласно [173] детектор будет иметь форму цилиндра с высотой и диаметромы 39 м. Внутренние резервуары будут также выполнены в форме цилиндров. Рабочий объём внутреннего детектора составит 18 кт и будет просматриваться 15 000 20" ФЭУ. Во внешнем водном детекторе установят 1000 20" ФЭУ. На 2015-2017 гг запланированы работы в рамках НИР и ОКР по созданию фотоумножителей с рекордной чувствительностью и сцинтиллятора с прозрачностью (длиной затухания) до 25 м. Успех этих работ должен обеспечить световыход $>$ 1000 ф.э./МэВ и относительное энергетическое разрешение $\sim 3\%/\sqrt{E(\text{МэВ})}$.

Скорость счёта гео-нейтринных событий в детектор RENO-50 оценивается на уровне 300 соб./г или 1500 событий за 5 лет [173]. Учитывая меньший по сравнению с JUNO уровень фона от ядерных реакторов и больший от остальных источников[7], в целом результаты гео-нейтринных исследований в экспериментах JUNO и RENO-50 должны быть одного порядка точности.

4.8.4 Детектор в БНО

Проект детектора в Баксанской Нейтринной Обсерватории для регистрации нейтрино от различных природных источников хотя и был предложен в 2009 году [179], из-за отсутствия финансирования до весны 2017 года не был детально разработан. Благодаря получению гранта РНФ на создание прототипа экспериментальной установки, открылась перспектива реализации выдвинутых идей по сооружению жидко-сцинтилляционного детектора нейтрино нового поколения с массой мишени 10 кт [177],[178]. Этот факт дал колоссальный импульс в развитии проекта. По своему устройству детектор

[7]Из-за меньшей экранировки от космических лучей по сравнению с экспериментом JUNO.

в БНО будет схожим с детекторами Borexino, KamLAND, JUNO и SNO+. Скальный массив над лабораторией обеспечивает защиту от космических лучей на уровне 4800 мвэ. Основным преимуществом предлагаемого детектора перед другими установками, за исключением HanoHano, является значительная скорость счёта гео-нейтрино ($\sim$ 220 соб./г) при невысоком уровне неустранимого антинейтриного фона от ядерных реакторов ($\sim$ 160 соб./г). В случае наличия гео-реактора в центре Земли и в зависимости от его мощности детектор в БНО будет регистрировать от 80 до 250 соб./г. В результате за один год будет выполнена проверка гипотезы существования гео-реактора с мощностью от 3 ТВт.

4.8.5 HanoHano

HanoHano - это проект мобильного жидко-сцинтилляционного нейтринного детектора нового поколения, размещённого на плавучей платформе и опускаемого на океаническое дно [181]. Планируемая масса мишени – 10 кт, число ФЭУ - 4300 штук, сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола. В качестве плавучей платформы предполагается использовать переделанный нефтяной танкер. По проекту физические измерения будут проводится на глубине $\sim 4-5$ км в центральной части Тихого Океана, где наиболее тонкая кора. Детектор будет опускаться на дно на год, после чего его будут поднимать обратно для технического обслуживания и, при необходимости, для перемещения в другую область океана.

Такая экспериментальная методика позволяет минимизировать вклады в антинейтринный спектр от АЭС и радиоактивных распадов в коре Земли, что необходимо для измерения потока гео-нейтрино из мантии и от гипотетического ядерного реактора в центре Земли. Ситуация наглядно показана на рисунке 4.5 [132] и с помощью таблицы 15 [188]. Согласно предварительным оценкам [181], [189] в детекторе HanoHano ожидается $\sim$ 80 соб./г от мантии, $\sim$ 30 соб./г от океанической коры и $\sim$ 12 соб./г от ядерных реакторов. Чуть больше чем за год работы детектора HanoHano можно достигнуть точности измерений полного потока гео-нейтрино из мантии в 10%,

что потенциально позволит выявить, какая из существующих геофизических моделей наилучшим образом описывает строение Земли.

Положение	Уран		Торий		Полный U + Th	Фон от реакторов
	кора	мантия	кора	мантия		
	10^6 см$^{-2}$с$^{-1}$					
Лаборатория Гран-Сассо (Италия)	2.5	1.2	2.2	1.0	6.9	0.65
Шахта Камиока (Япония)	0.82	1.2	0.69	1.0	3.7	1.5
Лаборатория Садбери (Канада)	3.2	1.2	2.8	1.0	8.2	1.3
Центральная Австралия (S25° E133°)	2.7	1.2	2.4	1.0	7.3	0.016
Гималаи Тибет (S33° E85°)	3.5	1.2	3.1	1.0	8.8	0.054
Тихий океан Гавайи (S20° W156°)	0.30	1.2	0.23	1.0	2.7	0.027
Географический максимум	3.5	1.2	3.1	1.0	8.8	
Географический минимум	0.21	1.2	0.16	1.0	2.6	

Таблица 15 — Оценки потока электронных антинейтрино для различных участков земной поверхности.

4.8.6 LENA

В рамках глобального европейского проекта LAGUNA [190] по разработке нейтринных детекторов нового поколения был предложен жидко-сцинтилляционный детектор LENA (от англ. *Low Energy Neutrino Astronomy*) как многоцелевая нейтринная обсерватория [182]. Установка будет иметь колоссальные размеры. Её высота составит 100 м, а максимальный диаметр – 50 м. По форме детектор LENA будет похож на цилиндр. Жидко-сцинтилляционная мишень будет иметь 100 м в высоту, 26 м в диаметре и массу от 45 до 53 кт в зависимости от выбранного рабочего вещества. Структурно детектор LENA делится на внутренний и внешний. Внутренний состоит из сцинтиллятора, заключённого в нейлоновый резервуар, буфера из несцинтиллирующей жидкости и металлических или бетонных стенок цилиндрической формы, на поверхности которых планируется установить $\sim$ 45 000 8" ФЭУ. Внешний детектор включает в себя два типа мюонного вето: водный черенковский детектор и расположенный сверху набор небольших детекторов на основе пластиковых сцинтилляционных пластин.

Было выбрано два варианта размещения экспериментальной установки. Согласно первому варианту детектор LENA будет располагаться в финской медно-цинковой шахте Пюхясалми (от фин. *Pyhäsalmi*) после её закрытия примерно 2018 году. Шахта является самой глубокой в Европе. Детектор LENA будет находиться на самом нижнем уровне – на глубине $\sim$ 1450 м. Экранировка от космических лучей составит $\sim$ 4200 мвэ. Стоит отметить, что в шахте располагается маленькая лаборатория, именуемая Центром Подземной Физики в Пюхясалми (сокр. CUPP, от англ. *Centre for Underground Physics in Pyhäsalmi*). Тем не менее, под детектор LENA необходимо построить новую лабораторию, которая будет в десятки или сотни раз больше существующей.

Второй вариант подразумевает размещение детектора LENA в Моданской подземной лаборатории (подземной лаборатории Фрежюс, сокр. LSM, от фран. *Laboratoire Souterrain de Modane*), расположенной в центре автомобильного туннеля Фрежюс через Альпы на границе между Францией и Италией. Также как и в случае с Центром Подземной Физики в Пюхясал-

ми фактически предстоит сооружение нового грандиозного лабораторного комплекса. В статье [182] указывается, что прорабатывался проект создания инфраструктуры под детекторы LENA, MEMPHYS [191], [192] и дополнительного большого зала для экспериментов меньшего масштаба. Пик Фрежюс, находящийся над лабораторией, обеспечивает защиту от космогенного фона, равную 4800 мвэ.

Для проведения гео-нейтринных измерений удалённость детектора от промышленных и научно-исследовательских ядерных реакторов имеет основополагающее значение. Оценки, выполненные в статье [193], показывают, что поток реакторных антинейтрино в шахте Пюхясалми примерно на один порядок меньше, чем в Моданской подземной лаборатории: $1.9 \cdot 10^5$ см$^{-2}$с$^{-1}$ и $1.6 \cdot 10^6$ см$^{-2}$с$^{-1}$ соответственно. Однако планируемое строительство новых ядерных реакторов в Финляндии слегка ухудшит фоновые условия в Пюхясалми, что отражено в таблице 16 [182] с ожидаемыми результатами гео-нейтринных исследований. Данные результаты получены для массы мишени в 44 кт и количества «свободных» протонов $2.9 \cdot 10^{33}$. При этом скорость счёта гео-нейтрино оценивается на уровне нескольких тысяч событий в год. Из таблицы 16 видно, что с помощью детектора LENA возможно достигнуть значительного прогресса в исследованиях строения Земли.

4.8.7 Общие замечания о планируемых экспериментах

Новое поколение жидко-сцинтилляционных детекторов в значительной мере улучшит точность измерений потока гео-нейтрино и, как следствие, поможет построить наиболее правдоподобную модель строения Земли, возможно разрешив проблему теплового излучения из её недр. Совместный анализ данных нескольких детекторов, как, например, было сделано в случае с детекторами Borexino и KamLAND [148], приведёт к уточнению физических результатов. Тем не менее, на ряд вопросов не получится дать окончательные ответы с помощью строящихся детекторов. В первую очередь это касается измерений потока гео-нейтрино из мантии, хотя детальное изучение геологии ближней коры и восстановление направления влёта гео-нейтрино в детектор могут значительно улучшить точность выделения

Период сбора данных, г	Точность измерений, %		
	Пюхясалми	Пюхясалми*	Фрежюс
Полный поток гео-нейтрино			
1	3	4	6
3	2	2	3
10	1	1	2
Поток гео-нейтрино от цепочки распадов ^{238}U			
1	6	7	14
3	3	4	9
10	2	2	4
Поток гео-нейтрино от цепочки распадов ^{232}Th			
1	12	14	25
3	8	8	12
10	4	4	7
Хондритовое значение (m_{Th}/m_U)			
1	17	21	35
3	10	11	20
10	5	6	11

* С учётом строящихся и планируемых финских АЭС на момент написания статьи [182].

Таблица 16 — Ожидаемые ошибки гео-нейтринных измерений в зависимости от места размещения детектора LENA.

вклада из мантии из общего спектра. Согласно работам [194], [195] направление влёта становится возможно определить, если сцинтиллятор на основе LAB допировать ^{6}Li или ^{10}B. Трудно будет достигнуть точности в 10% при измерении индивидуальных вкладов в гео-нейтринный сигнал от распадов урана и тория, получить из эксперимента хондритовое значение с ошибкой на уровне нескольких процентов. Таким образом, строительство детекторов по типу HanoHano и LENA остаётся магистральным путём прогресса в дальнейших исследованиях строения Земли с помощью гео-нейтрино.

Глава 5. Калибровка с помощью управляемого светодиодного генератора ультракоротких импульсов

В главе предлагается и описывается методика онлайн калибровки жидко-сцинтилляционных детекторов в области энергий от 10 до ~ 50 МэВ. В основу предлагаемого нового подхода положено использование управляемого светодиодного генератора коротких ультрафиолетовых импульсов для имитации сцинтилляционных сигналов в детекторе. Методика была опубликована автором вместе с коллегами в статьях [196],[197].

5.1 Цель и основные проблемы калибровочной кампании

Главной целью проводимых кампаний калибровок детектора Borexino является построение энергетической шкалы во всём диапазоне измеряемых физических величин (заряда, собранного ФЭУ, и количества сработавших ФЭУ). Как отмечалось в введении и в главе 1, системы сбора данных Borexino способны фиксировать события как с малыми (сотни кэВ), так и с большими энергиями (десятки МэВ). При калибровке системы Laben присутствуют только технические трудности, поскольку достаточно общепринятых подходов с применением радиоактивных источников и оффлайн анализа набранных данных для построения шкалы энергий до требуемых 15-17 МэВ. Иная ситуация с системой FADC, созданной в первую очередь для регистрации нейтринного излучения от вспышек сверхновых. С помощью этой системы можно выполнять спектрометрические измерения до энергий ~ 50 МэВ[1]. Использование разного рода радиоактивных источников, будь то радиоактивные изотопы или сборки, состоящие опять же из радиоактивных изотопов и мишеней-конвертеров[2], позволяют выполнить калибровку только в области энергий от сотен кэВ до 11 МэВ, что явно недостаточно для

[1]События с большими энергиями также регистрируются, но разрешение детектора ухудшается вследствие перехода части ФЭУ в режим насыщения и переполнения некоторых каналов АЦП. Кроме того, события перестают быть точечными и существенную роль начинает играть неоднородность светосбора.

[2]Например, источник ^{241}Am-^{9}Be в кожухе из стали, легированной никелем

системы FADC. Применение оффлайн анализа, как было показано в главе 2, позволяет построить шкалу лишь до 15-17 МэВ. Таким образом, необходим некоторый метод, позволяющий выполнить энергетическую калибровку детектора Borexino в остальной части диапазона измеряемых энергий.

Создание нового метода сопряжено с преодолением ряда ограничений и трудностей, которые связаны с конструкционными особенностями детектора, его характеристиками и методикой измерений. В результате выбор источника излучения для проведения калибровочной кампании продиктован следующими условиями.

Характеристики детектора Borexino, влияющие на выбор источника излучения:

– крайне высокая радиационная чистота детектора;
– зависимость светосбора от пространственного положения события в детекторе;
– химически активный сцинтиллятор.

Конструкционные особенности:

– слоистая (луковичная) структура детектора;
– сферическая форма рабочего объёма;
– мишень ограничена тонким нейлоновым резервуаром;
– вводной канал, через который в сцинтиллятор опускаются источники излучения, имеет диаметр 10.16 см (4”) и длину около 5 м.

Непосредственные ограничения на источник излучения:

– высокая радиохимическая чистота и безопасность для рабочей среды детектора;
– малые размеры - несколько сантиметров;
– химическая совместимость оболочка источника с сцинтиллятором.

Дополнительные требования (как для источника, так и для сопутствующего оборудования):

– источник должен быть дешевым;
– срок изготовления - не более полугода;
– простая логистика:
    - минимум разрешений;
    - дешевая тара;
    - дешевая и быстрая транспортировка;
– совместимость с имеющейся калибровочной системой детектора;

– точность определения излучаемой энергии 1 МэВ;
– **изотропность излучения;**
– возможность выполнять неосевые калибровки[3].

Помимо построения энергетической шкалы детектора калибровочная кампания призвана решать ряд других вопросов. К ним относятся:

– изучение отклика в детекторе в зависимости от пространственного положения события;
– получение реперных сигналов для программы пространственной реконструкции событий в детекторе;
– получение опорных данных для алгоритмов отбора событий по форме импульса;
– настройка программного пакета для Монте-Карло моделирования;
– исследование формы нейлонового резервуара;
– изучение наложений сигналов с целью правильной их обработки;
– тестирование электронно-измерительного комплекса;
– исследование свойств сцинтиллятора[4].

5.2 Описание светодиодной системы для энергетической калибровки

Большинство сцинтилляторов, используемых в физики ядра и частиц, возбуждаются ультрафиолетовой компонентой первичного излучения, возникающего при взаимодействии частиц с рабочим веществом детектора. Снятие возбуждения порождает сцинтилляционную вспышку. Возникшие в результате вторичные фотоны регистрируются фотодатчиками (в случае детектора Borexino - ФЭУ). Сцинтилляторы разрабатываются таким образом, что форма спектра излучения практически не зависит от формы спектра поглощения. Порция энергии, теряемая частицей, влияет на интенсивность световой вспышки, которая в первом приближении прямо пропорциональна потерянной энергии и интенсивности первичного УФ излучения. При этом масса и тип частицы, главным образом, влияют на форму импульса, а

[3]Подробнее в параграфе 5.3
[4]В основном, оптических.

длительность сигнала в основном определяется свойствами сцинтиллятора и пространственным положением события в детекторе. Следовательно, при измерении энергии событий путём интегрирования собранного фотодатчиком заряда, что выполняется в эксперименте Borexino, результат в основном зависит от интенсивности и длительности первичного УФ излучения. Поэтому необязательно использовать для энергетической калибровки продукты каких-либо ядерных реакций с чёткими спектрометрическими характеристиками, а можно имитировать реальные физические события с помощью УФ светодиода, излучающего на определённой длине волны. В таком случае возможно удовлетворить всем требованиям, указанным в пункте 5.1.

У предложенного подхода существуют пять принципиальных трудностей при реализации:

– изотропность вторичного излучения в детекторе для обеспечения максимально правильной имитации реальных физических событий;
– фактический диапазон имитируемых энергий;
– необходимость наносекундного генератора УФ импульсов (флэшера или драйвера, от англ. *flasher, driver*);
– постоянный контроль стабильности излучения, генерируемого светодиодной калибровочной системой.

5.2.1 Изотропность излучения

В детекторе Borexino используется сцинтиллятор на основе псевдокумола (PC) с добавлением 2,5-дифенилоксазола (PPO), разведённого в количестве 1.5 г/л. PPO выступает одновременно и как активатор, и как спектросместитель (шифтер). В результате происходит поглощение и переизлучение света. Данная схема обеспечивает увеличение световыхода и смещение спектра излучения в область максимальной квантовой эффективности ФЭУ. Соответствующие кривые поглощения и излучения, взятые из работы [198], даны на рисунках 5.1 и 5.2. Зависимость квантовой эффективности ФЭУ ETL 9351, применяемых в Borexino, от длины волны приведена на рисунке 5.3, заимствованном из работы [199].

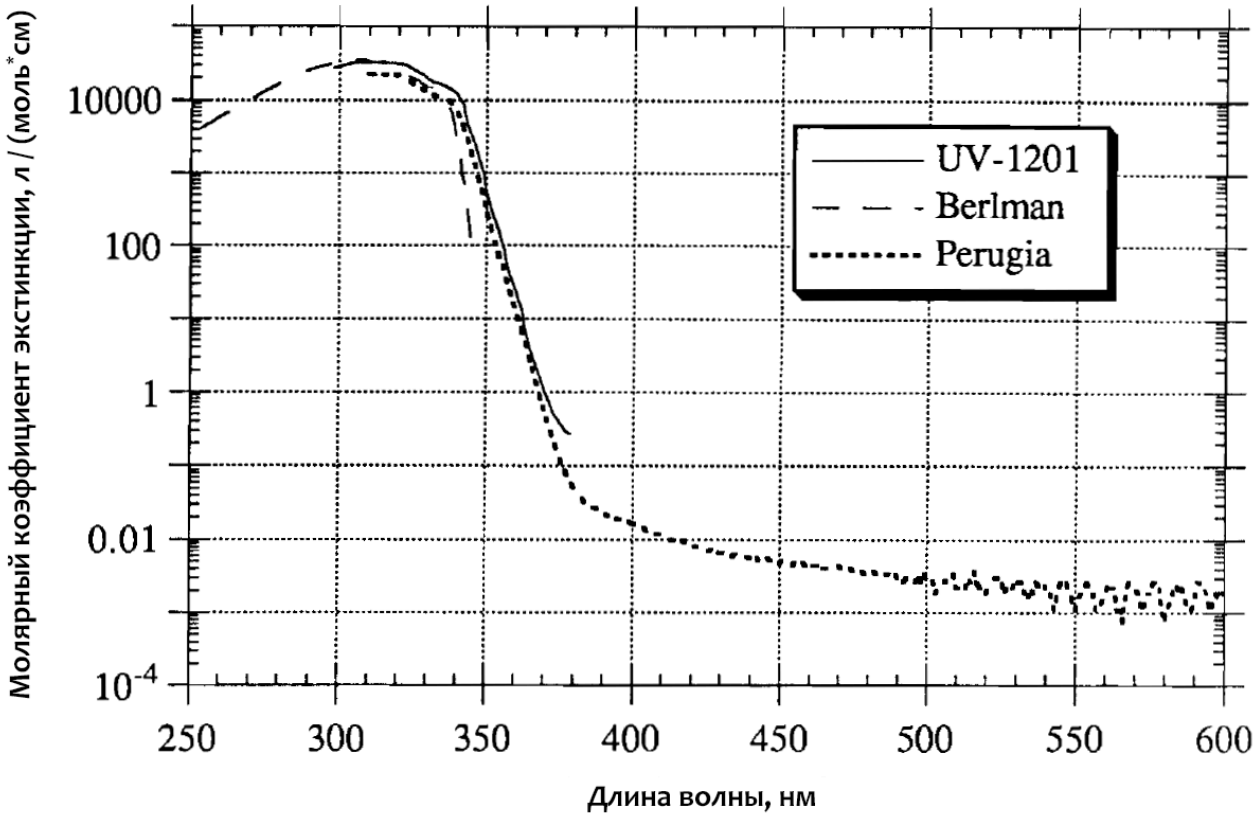


Рисунок 5.1 — Характерный спектр поглощения для раствора PPO в PC. Коэффициент экстинкции (от англ. *extinction coefficient*) дан в логарифмическом масштабе. *Замечание:* концентрация PPO, использованная в растворе отличается от концентрации PPO в детекторе Borexino.

Если взаимодействие в сцинтилляторе было точечным, что справедливо, в частности, для процессов с участием нейтрино, то вторичное излучение должно быть изотропным. Отсюда следует вывод об изотропности вторичного излучения от светодиода. При этом формально можно выбрать излучающий в видимом диапазоне светодиод. Но тогда, учитывая информацию, представленную на рисунках 5.1, 5.2 и 5.3, свет будет практически без поглощения и переизлучения доходить до ФЭУ. Это сразу ухудшит изотропность, так как и диоды, и оптоволокно дают направленный пучок.

Выходом из ситуации служит использование ультрафиолетовых (УФ) светодиодов, излучающих на длине волны 250-280 нм. К этой области близок максимум поглощения сцинтиллятора, и такой свет ФЭУ не видят. В результате физические события в детекторе Borexino имитируются наиболее правдоподобно.

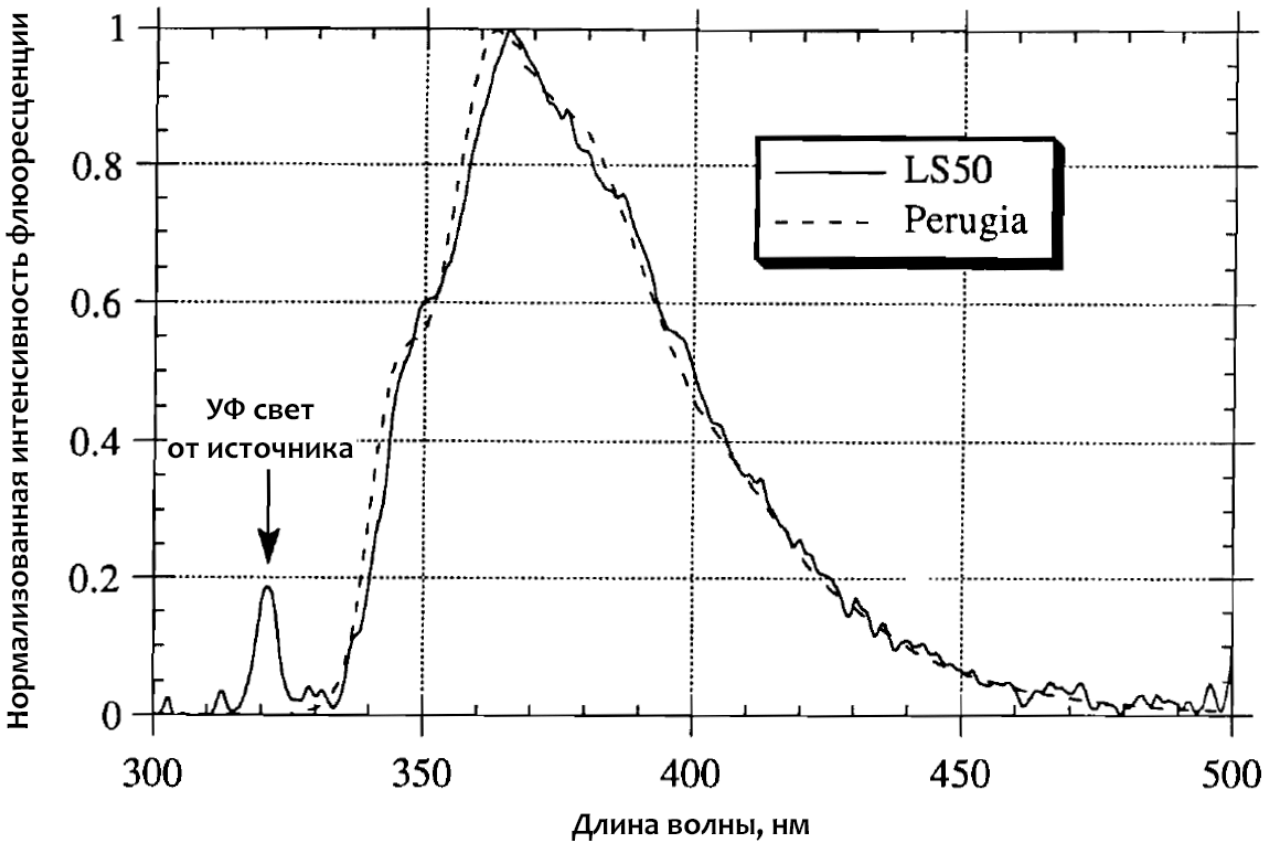


Рисунок 5.2 — Характерный спектр излучения для раствора PPO в PC. *Замечания:* а) Концентрация PPO, использованная в растворе отличается от концентрации PPO в детекторе Borexino. б) Возбуждение сцинтиллятора осуществлялось с помощью источника УФ света с длиной волны 320 нм. в) Пик на 320 нм, помеченный как «УФ свет от источника», является рудиментом и соответствует излучению источника, которое детектировалось из-за некоторой неаккуратности эксперимента.

Однако трудность возникает и в этом случае. На рисунке 5.4 приведены графики затухания излучения в компонентах сцинтиллятора [198]. Ясно видно, что первичное излучение будет полностью поглощено и после испущено на больших длинах волн в слое толщиною < 0.1 мм вокруг источника. Отсюда возникает сильная зависимость изотропности излучения от геометрии излучающего объекта. Стоит отметить, что таким объектом может быть не только светодиод, но и конец оптоволокна или колба с оптоволокном, которая для уменьшения потерь заполнена специальным гелем, прозрачным для ультрафиолета. Улучшить ситуацию можно изменением размеров излучающего объекта и/или покрытием его каким-либо рассеивающим испускаемый свет веще-

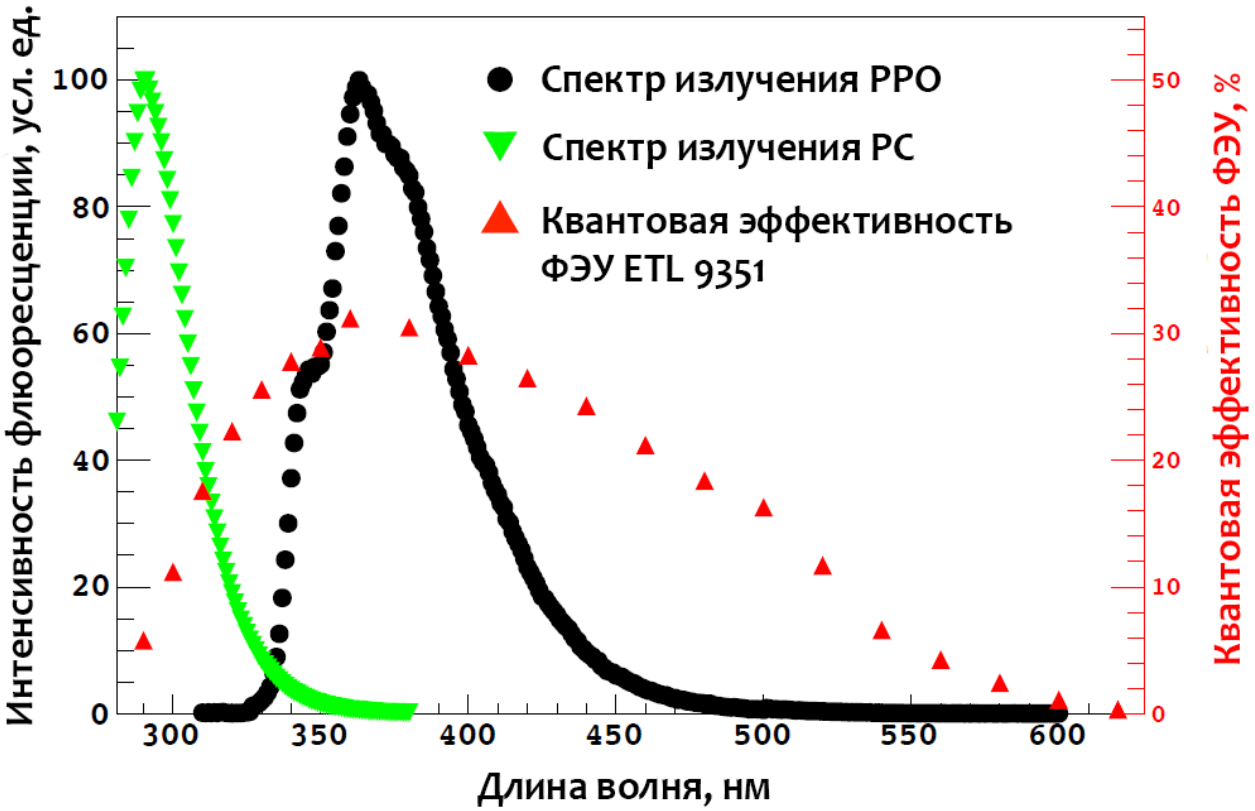


Рисунок 5.3 — Спектры излучения PPO и PC по данным статьи [200], а также график зависимости квантовой эффективности от длины волны для модифицированных 8” ФЭУ ETL 9351, используемых в детекторе Borexino.

ством. Фактически для повышения изотропности необходим диффузор (рассеиватель).

В предлагаемой калибровочной системе свет по оптическому волокну передаётся в детектор. В сцинтилляторе световой поток от конца оптоволокна получается направленным. В этом случае изотропность излучения повышается путём аккуратной очистки последних 1.5 см оптического волокна от внешнего покрытия[5]. В результате получается относительно протяжённый источник света, который может быть интерпретирован как точечный учитывая размеры детектора и точность пространственной реконструкции (см. главы 1 и 3). Зачищенный конец оптоволокна помещается в кварцевую цилиндрическую колбу ($\sim$ 10 см в высоту и 0.5 см в диаметре), имеющую на конце шарик диаметром 2 см. Пространство между внутренними стенками колбы и оптоволокном заполнено рассеивающим УФ излучение гелем. Конструкция диффузора и его крепления к системе ввода источников раз-

[5]Безусловно, световой поток от конца оптического волокна превосходит световой поток от очищенного участка боковой поверхности.

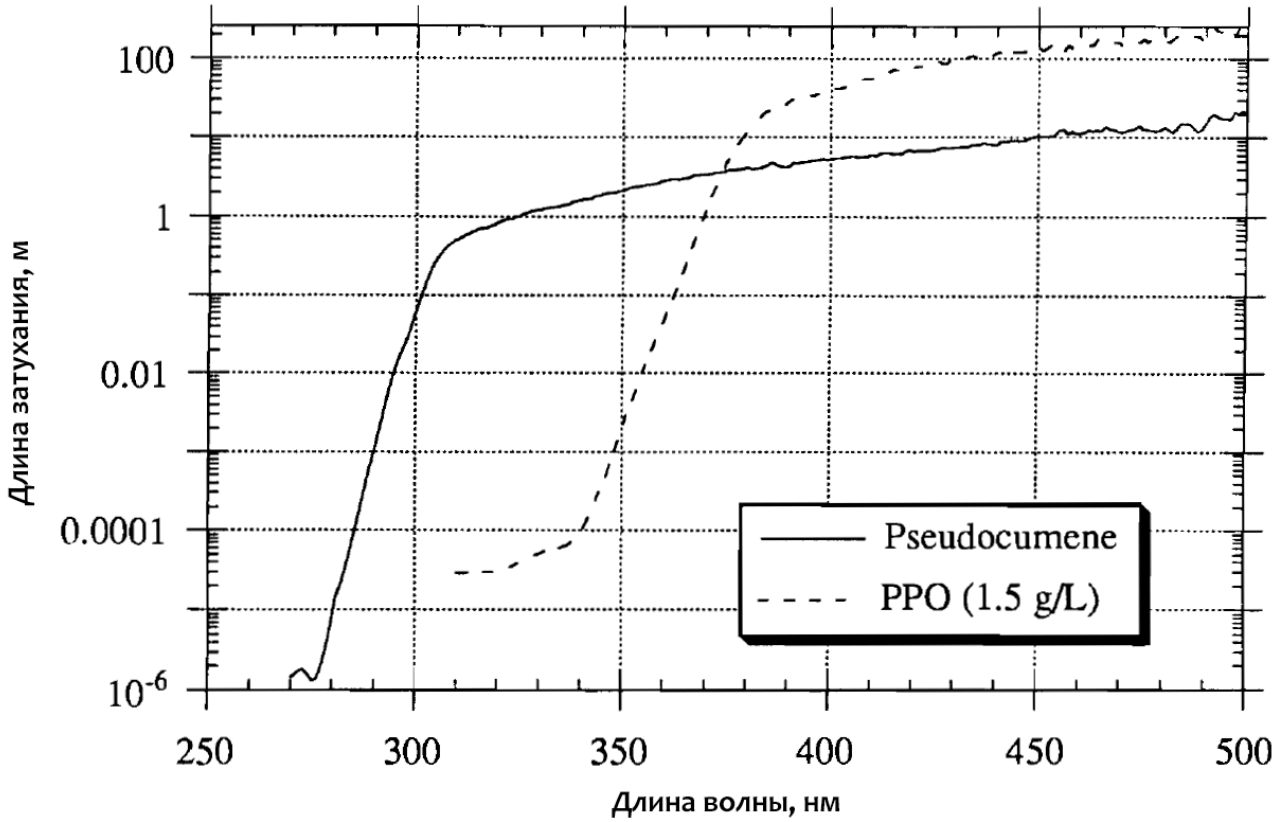


Рисунок 5.4 — Длина затухания в PC и в растворе с концентрацией PPO 1.5 г/л. *Замечание:* на графике для раствора с PPO представлено затухание только в самом PPO, т.е. вклад от растворителя не показан.

работаны так, что возникающая анизотропия излучения из-за присутствия элементов системы ввода источников локализована в пределах конуса с раствором в 20°. Схематическое изображение колбы представлено на рисунке 5.5. Вторичное излучение возникает по поверхности колбы, что также улучшает изотропность. При этом колба дополнительно служит для защиты оптоволокна от случайной поломки и для обеспечения чистоты сцинтиллятора. Колбу значительно проще чистить, чем оптический кабель.

5.2.2 Фактический диапазон имитируемых энергий

Излучение, испущенное УФ светодиодом, проходит через ряд сред и в результате ослабевает. Очевидно, что света, который непосредственно попадает в детектор может не хватить, чтобы выполнить имитацию события с

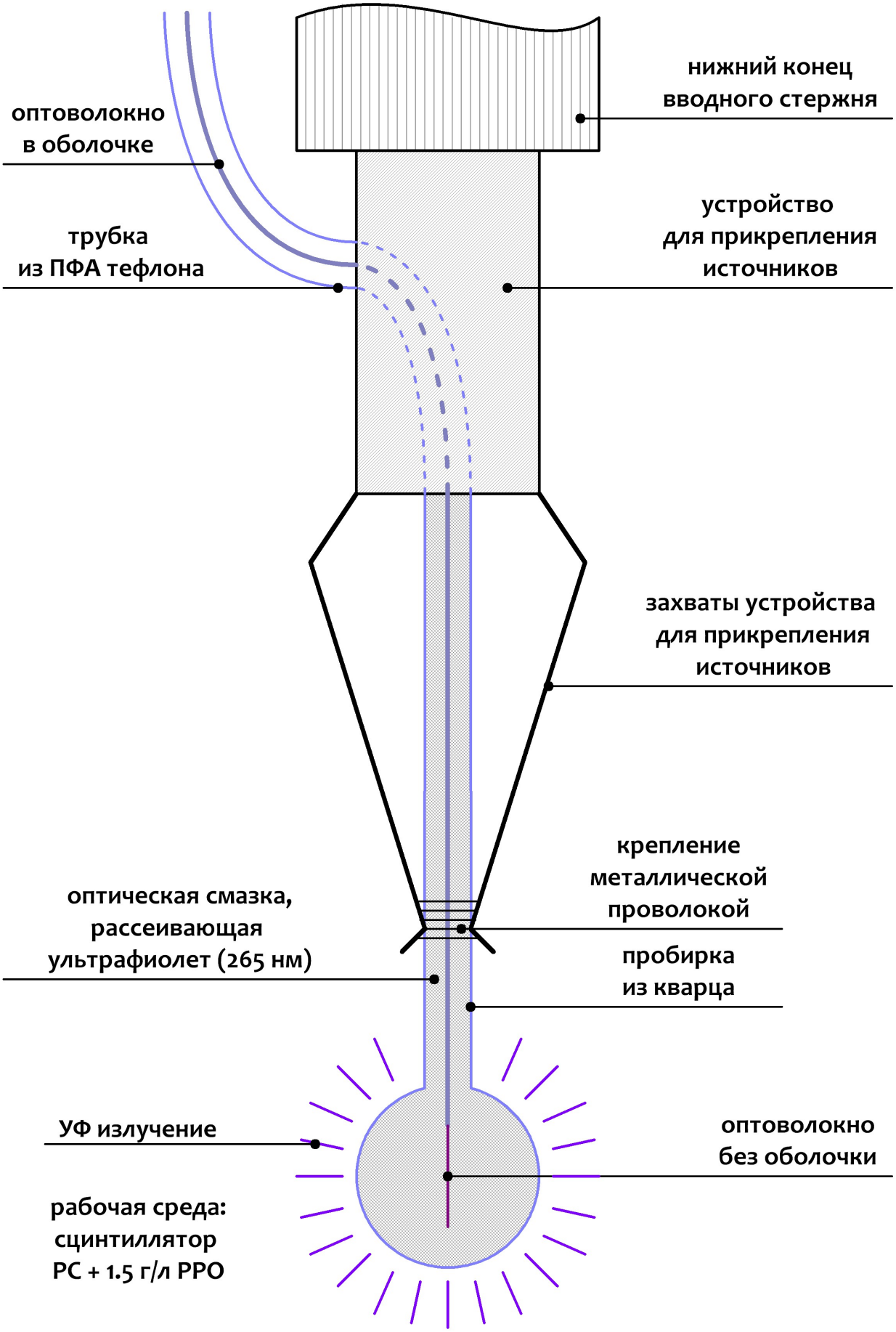


Рисунок 5.5 — Схематическое изображение колбы, опускаемой в детектор.

требуемой максимальной энергией, равной 50 МэВ. Легко произвести оценку необходимой мощности УФ светодиода.

Пусть

E энергия имитируемого события, $E = 50\,\text{МэВ}$;

$E_{\text{УФ}}$ полная энергия, излучаемая в одном импульсе светодиода с учётом ослабления в линии;

$n_{\text{эфф}}$ эффективный коэффициент ослабления излучения на пути от УФ светодиода до сцинтиллятора. Входит в качестве параметра, что достаточно для оценки.

m первоначальное число излучённых УФ светодиодом фотонов в одном импульсе;

M число излучаемых УФ светодиодом фотонов за 1 с, $[M] = 1\,\text{с}^{-1}$;

λ длина волны УФ света, $\lambda = 250\,\text{нм} = 25 \cdot 10^{-6}\,\text{см}$;

$\hbar c$ константа конверсии, $\hbar c = 200\,\text{МэВ} \cdot \text{фм} = 2 \cdot 10^{-11}\,\text{МэВ} \cdot \text{см}$

D коэффициент заполнения (duty cycle), $D = 10\%$;

τ длительность импульса, $\tau = 20\,\text{нс} = 2 \cdot 10^{-8}\,\text{с}$;

P мощность УФ светодиода, $[P] = 1\,\text{Вт}$, $1\,\text{эВ} = 1{,}602 \cdot 10^{-19}\,\text{Дж}$.

Имеем для M и $n_{\text{эфф}} = 10$

$$E_{\text{УФ}} = m\,\frac{2\pi\hbar c}{\lambda n_{\text{эфф}}}, \tag{5.1}$$

$$E_{\text{УФ}} = E, \tag{5.2}$$

$$m \approx \frac{\lambda n_{\text{эфф}} E}{2\pi\hbar c}, \tag{5.3}$$

$$M = m\,\frac{1}{\tau}, \tag{5.4}$$

$$\boxed{M = \frac{\lambda n_{\text{эфф}} E}{2\pi\hbar c} \cdot \frac{1}{\tau},} \tag{5.5}$$

$$M = \frac{25 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 50}{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-11}} \cdot \frac{1}{2 \cdot 10^{-8}}\,\boxed{\approx 5 \cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1},} \tag{5.6}$$

$$m = \frac{25 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 50}{2\pi \cdot 2 \cdot 10^{-11}}\,\boxed{\approx 10^{8}.} \tag{5.7}$$

И для мощности светодиода

$$P = \frac{E \cdot n_{\text{эфф}}}{\tau}, \tag{5.8}$$

$$P = \frac{50 \cdot 10^{6} \cdot 1{,}602 \cdot 10^{-19} \cdot 10}{2 \cdot 10^{-8}}\,\boxed{\approx 4\text{мВт}}. \tag{5.9}$$

Большинство выпускаемых УФ светодиодов рассчитано на потребляемую мощность в 1 мВт. Есть два пути решения данной проблемы. Во-первых, можно приобрести матрицу светодиодов, объединённых под единым корпусом и общей схемой питания. К примеру, австрийская фирма Roithner LaserTechnik GmbH выпускает матрицы AlGaN УФ светодиодов UVLUX260-3 и UVMAX260-15[6] с выходной оптической мощностью 1-3 мВт и 10-15 мВт соответственно и длиной волны (265±5) нм [201], [202]. Во-вторых, для повышения мощности можно увеличить ток, подаваемый на светодиод, примерно в 10 раз с 20-30 мА до 200 мА. Такое решение возможно благодаря использованию светодиода в импульсном режиме, но оно должно быть оговорено в документации, как, например, в случае со светодиодами семейства UVTOP260 с выходной оптической мощностью 0.15-0.30 мВт и длиной волны (265 ± 5) нм [203]. Выбор пал на второй вариант, потому что можно было приобрести юстированную оптическую систему UVTOP260-PT6S [204], состоящую из светодиода, фокусирующей линзы и отрезка оптоволокна длиною 0.5 м, оконцованного с одной стороны оптическим разъёмом SMA[7].

5.2.3 Генератор УФ импульсов

Схема наносекундного светодиодного импульсного генератора (флэшера или драйвера) впервые была предложена Капустинским и его коллегами в 1985 г. [205]. Она получила широкое распространение. Например, импульсные генераторы на основе этой схемы были применены для калибровки в байкальском эксперименте NT-200 [206] и эксперименте ANTARES в Средиземном море [207]. Популярность импульсного генератора вызвана его характеристиками, высокой надежностью, простотой и удобством в эксплуатации. В 2004–2006 гг. схема была доработана Лубсандоржиевым [208], что позволило использовать в генераторе ультрафиолетовые и голубые светодиоды. Также Лубсандоржиев выполнил детальное исследование стабильно-

[6] Число 260 в названии указывает на длину волны 265 нм. Производятся варианты со следующими длинами волн: 255 нм, 265 нм, 275 нм, 280 нм, 290 нм, 300 нм, 310 нм, 320 нм, 330 нм, 340 нм.

[7] Часто оконцованный каким-либо разъёмом короткий отрезок оптоволокна называют пигтейлом от соответствующего английского термина *pigtail*.

сти драйвера [209]. Предлагались и другие улучшения схемы, как, например, представленные в статье [210]. Драйверы на основе улучшенной схемотехники были успешно внедрены и использованы в экспериментах TUNKA [211] и GERDA [212]. В рамках разработки светодиодной калибровочной системы для детектора Borexino была добавлена возможность цифрового управления драйвером с персонального компьютера [196],[197]. Для этого коллегой автора Александром Федоровичем Шамариным был разработан специальный модуль управления и ПО для него. Программа была названа Flasher emulator. Модуль соединяется с компьютером, работающим на базе операционной системы Windows 7 (или новее), через USB кабель. Драйвер для детектора Borexino был спроектирован в двухканальном исполнении, причем была предусмотрена возможность подключения как светодиодов ультрафиолетового, так и видимого диапазонов (голубых, красных, зелёных). Программа позволяет выбирать, какие светодиоды использовать, и регулировать независимо амплитуду импульсов на каждом из каналов, задержку между каналами и частоту повторений. Таким образом, можно имитировать различные физические процессы, например, реакцию обратного β-распада и изучать наложения сигналов. Через подключение дополнительных плагинов к программе управления осуществляется генерация заданной последовательности импульсов. Интерфейс программы Flasher emulator показан на рисунке 5.6.

5.2.4 Линия контроля мощности

Необходимость линии контроля мощности генератора УФ импульсов продиктована тремя факторами, за которыми требуется постоянное наблюдение.

- Энергия, излучаемая при вспышке УФ светодиода, нелинейно зависит от приложенного к светодиоду напряжения.
- В калибровочной системе присутствует ослабление излучения в различных оптических компонентах (в основном, в волокне, в оптическом сумматоре-делителе и в соединительных разъёмах). При этом

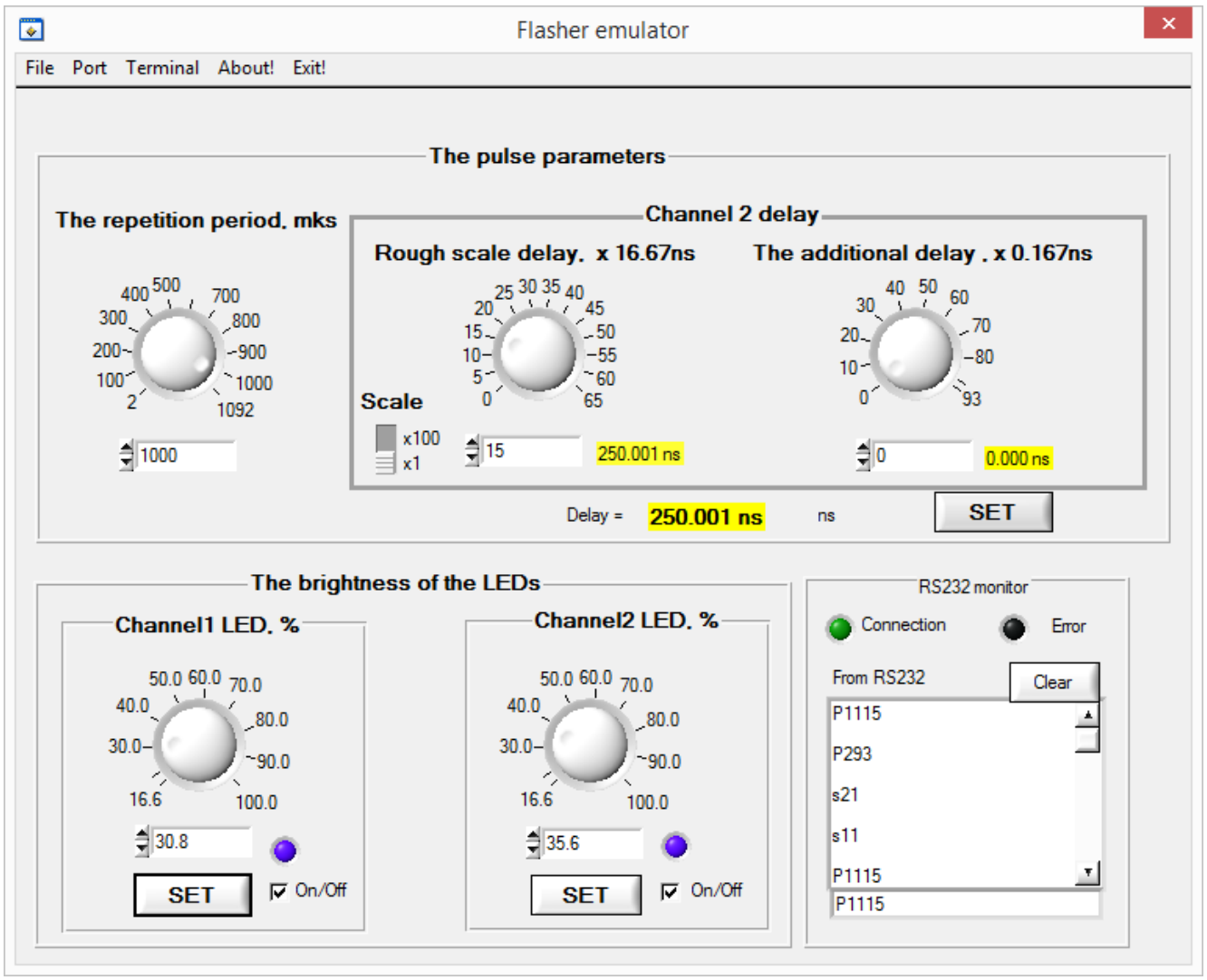


Рисунок 5.6 — Интерфейс программы Flasher emulator для управления драйвером.

случайный дополнительный изгиб оптоволокна или плохое соединение в разъёме может повлиять на результаты измерений.

– Возможно появление различных неисправностей в калибровочной системе. Например, может произойти поломка оптического волокна или выход светодиода из строя.

Первоначально при разработке калибровочной системы линия контроля мощности была построена на базе фотодиода SIC01M-18 [213] фирмы Roithner LaserTechnik GmbH, который мог регистрировать излучение в диапазоне длин волн 220-360 нм и имел площадь чувствительной области 0.20 мм^2. При такой реализации линии контроля мощности свет из оптоволокна попадал на сапфировую линзу, которая фокусировала его на кристалле фотодиода. Возникающий токовый сигнал подавался на зарядочувствительный трансимпедансный усилитель. Выходной дифференциальный

сигнал напряжения поступал на усилитель, а затем вместе с синхроимпульсом с управляющего модуля светодиодного генератора – в измерительный тракт, состоящий из АЦП CAEN DT5730 и персонального компьютера. Измерительный тракт позволял контролировать параметры сигналов в режиме реального времени.

В ходе тестирования линии контроля мощности на базе фотодиода было выяснено, что крайне сложно выполнить юстировку оптической системы, состоящей из конца оптоволокна, сапфировой линзы и фотодиода. Разрешить данную проблему не удалось. Было решено применить альтернативный подход, который подразумевал использование ФЭУ с боковым плоским фотокатодом. В этом случае отсутствовала необходимости использовать линзу. Было достаточно коллиматора, выполненного в виде SMA-втулки. Для проверки этого утверждения выполнялись дополнительные измерения по оценке количества фотонов, попадающих на чувствительную область фотодатчика.

5.2.4.1 Измерение с ФЭУ

Конфигурация установки:

1. Уровень напряжения на УФ светодиоде, выставленный в программе, – 42%.
2. Измерения выполнены без разветвителя.
3. Только пигтейл и оптоволокно длиной ~ 2.0 м.
4. ФЭУ с боковым фотокатодом Hamamatsu H7732P-01 [214]. Согласно описанию, фотоумножитель работает в широком диапазоне длин волн – от 185 до 680 нм. Питание +15 В. Напряжение $V_{\text{конт}}$, регулирующее коэффициент усиления системы динодов ФЭУ G, было выбрано равным $V_{\text{конт}} = +0.5$ В ($G = 2 \cdot 10^4$).

Используемые обозначения:

k_γ количество фотонов, которые попали на фотокатод ФЭУ;

Δt полная длина характерного импульса на экране осциллографа, $\Delta t = 50$ нс;

$U_{\text{изм}}$ усреднённая амплитуда импульса на экране осциллографа, $U_{\text{изм}} = 300$ мВ;

$I_{\text{изм}}$ усреднённая сила тока, $I_{\text{изм}} = U_{\text{изм}}/R = 6$ мА, $R = 50$ Ом;

$\hbar c$ константа конверсии, $\hbar c = 200$ МэВ фм, $\hbar c = 200\,\text{МэВ фм} = 2 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-13} = 3.2 \cdot 10^{-26}$ Дж м;

λ длина волны УФ излучения, $\lambda = 265$ нм;

E_γ энергия фотона с длиной волны 265 нм, $E_\gamma = 2\pi\hbar c/\lambda$;

$P_{\text{изл}}$ мощность УФ излучения, которое достигает фотокатода ФЭУ, $P_{\text{изл}} = k_\gamma E_\gamma/\Delta t$;

$I_{\text{фото}}$ сила фототока, $I_{\text{фото}} = I_{\text{изм}}/G$;

S спектральная чувствительность фотокатода на 265 нм, $S = 40$ мА/Вт [214], $S \equiv I_{\text{фото}}/P_{\text{изл}} = \text{const}$.

Согласно определению спектральной чувствительности фотокатода

$$S \equiv \frac{I_{\text{фото}}}{P_{\text{изл}}} = \frac{I_{\text{изм}}}{G} \cdot \frac{\Delta t}{k_\gamma E_\gamma} = \frac{I_{\text{изм}}}{G} \cdot \frac{\Delta t}{k_\gamma} \cdot \frac{\lambda}{2\pi\hbar c}. \tag{5.10}$$

Следовательно,

$$k_\gamma = \frac{I_{\text{изм}} \Delta t \lambda}{(2\pi\hbar c) G S}, \tag{5.11}$$

$$k_\gamma = \frac{6 \cdot 10^{-3} \cdot 50 \cdot 10^{-9} \cdot 265 \cdot 10^{-9}}{(2 \cdot 3.14 \cdot 3.2 \cdot 10^{-26}) \cdot 2 \cdot 10^4 \cdot 40 \cdot 10^{-3}}, \tag{5.12}$$

$$\boxed{k_\gamma \approx 4.9 \cdot 10^5.} \tag{5.13}$$

5.2.4.2 Измерение с фотодиодом

Конфигурация установки:

1. Уровень напряжения на УФ светодиоде, выставленный в программе, – 42%.
2. Измерения выполнены без разветвителя.

3. Только пигтейл и оптоволокно длиной ~ 2.0 м.
4. Фотодиод SIC01M-18 компании Roithner LaserTechnik GmbH [213].
5. Измерительный тракт включал в себя два усилителя, а именно трансимпедансный усилителель с коэффициентом $G_1 = 90$ и усилитель с коэффициентом $G_2 = 6$. Результирующий коэффициент усиления $G = G_1 G_2 = 540$.
6. Конец оптоволокна был прижат вручную к входному окну светодиода.

Используются те же обозначения, что и в пункте 5.2.4.1.

$$\Delta t = 37.5\,\text{нс}, \quad U_{\text{изм}} = 50\,\text{мВ}, \quad I_{\text{изм}} = U_{\text{изм}}/R = 1\,\text{мА}, \quad R = 50\,\text{Ом}.$$

Спектральная чувствительность фотодиода на 265 нм равна $S = 0.12$ А/Вт [213].

Количество фотонов k_γ, которые попали на фоточувствительную область фотодиода, вычисляется по той же формуле, что и в пункте 5.2.4.1.

$$k_\gamma = \frac{I_{\text{изм}} \Delta t \lambda}{(2\pi\hbar c) G S}, \tag{5.14}$$

$$k_\gamma = \frac{10^{-3} \cdot 37.5 \cdot 10^{-9} \cdot 265 \cdot 10^{-9}}{(2 \cdot 3.14 \cdot 3.2 \cdot 10^{-26}) \cdot 540 \cdot 0.12}, \tag{5.15}$$

$$\boxed{k_\gamma \approx 7.6 \cdot 10^5.} \tag{5.16}$$

5.2.4.3 Обсуждение результатов измерений

Полученные цифры показывают взаимозаменяемость подходов с использованием ФЭУ с коллиматором и фотодиода с фокусирующей линзой при построении линии контроля мощности. Стоит отметить, что применение ФЭУ является не только технически более простым вариантом, но и привлекательным, так как легко регулируемый напряжением $V_{\text{конт}}$ коэффициент усиления ФЭУ обеспечивает широкий динамический диапазон измерений.

5.2.5 Общая схема светодиодной системы для энергетической калибровки

В итоге приходим к достаточно простой схеме системы для энергетической калибровки детектора, представленной на рисунке 5.7.

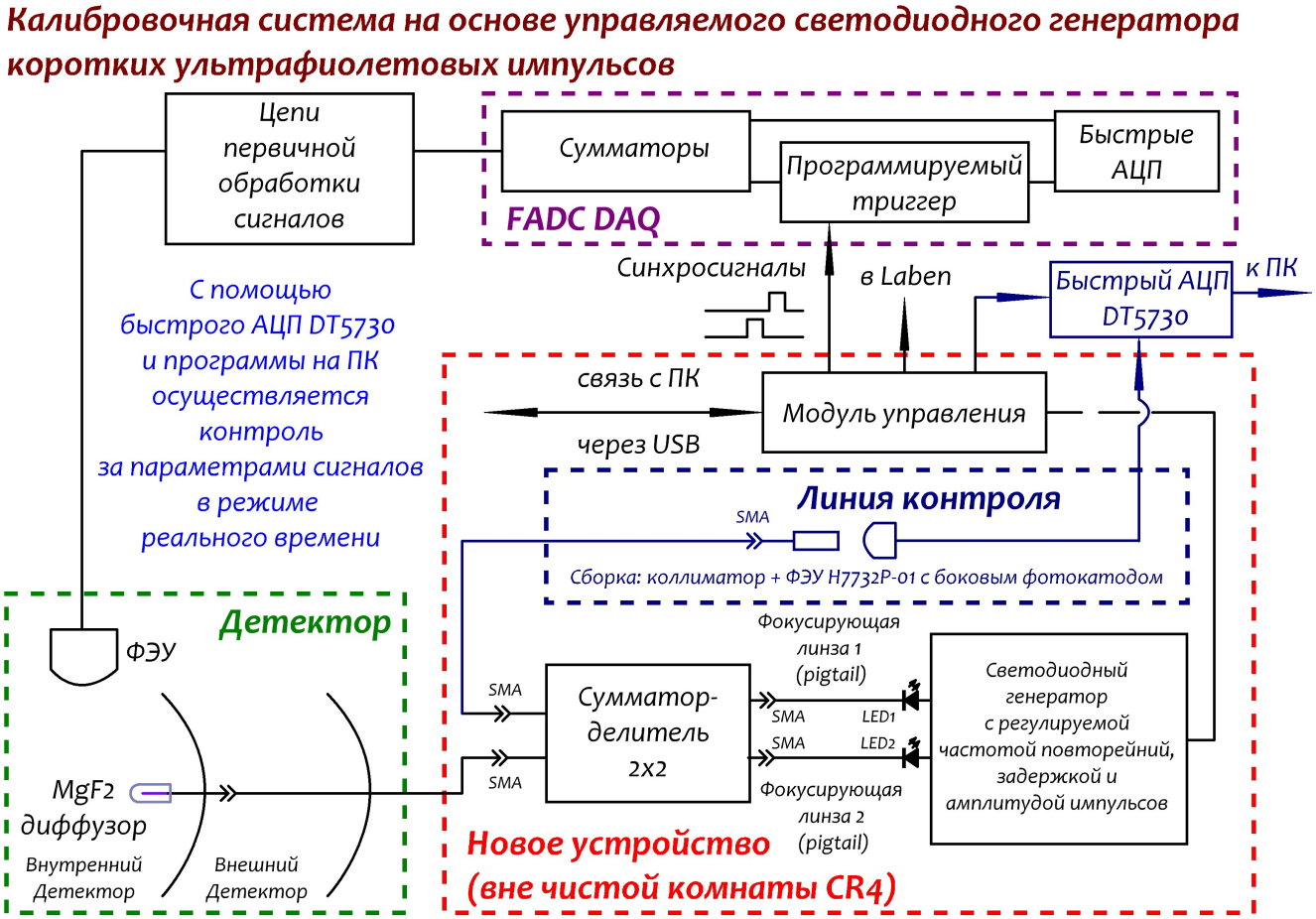


Рисунок 5.7 — Общая схема системы для калибровки детектора в области энергий от 10 до 100 МэВ.

Модуль управления вырабатывает сигналы запуска, передаваемые на двухканальный флэшер, в триггерные устройства систем сбора данных FADC и Laben и в измерительный тракт на базе АЦП CAEN DT5730 и персонального компьютера. Флэшер создаёт световые вспышки, подаваемые на оптический сумматор-делитель 2x2. В последнем происходит объединение двух сигналов в один с учётом временных задержек и последующее деление полученного сигнала на две одинаковые копии, выдаваемые на два выхода сумматора-делителя. Одна копия по оптоволокну длиной 30 м с рассеивателем на конце передаётся напрямую в детектор в заданную точку, другая по

оптическому волокну длиной 1 м поступает на линию контроля, связанную с измерительным трактом для наблюдения за параметрами УФ сигналов в режиме реального времени.

Фактически светодиодная калибровочная система представляет из себя управляемый и контролируемый генератор коротких ультрафиолетовых импульсов. У предложенной системы есть ряд полезных особенностей:

– двухканальная (двухдиодная) схема;
– управляемый уровень мощности для каждого из каналов;
– относительные измерения и линия контроля выходной мощности;
– УФ светодиоды (опционально голубые или иные оптического диапазона);
– повышение изотропности с помощью диффузора на конце оптического кабеля;
– наличие удалённого контроля;
– возможность задания нужной последовательности импульсов;
– в чистой комнате и в детекторе находятся только оптический кабель и диффузор;
– возможна горячая замена отдельных компонент;
– увеличение мощности вспышки до двух раз за счёт двухканальной схемы с нулевой задержкой;
– возможность имитации событий обратного β-распада и других физических процессов;
– возможность генерации заданной последовательности импульсов («аналог» Монте-Карло моделирования).

5.2.6 Ослабление в оптоволокне

Планируется использовать оптоволокно, которое применялось в прошлой калибровочной кампании в системе восстановления положения радиоактивного источника с помощью красного лазера и набора камер во внутреннем детекторе (см. подробности в параграфе 5.4). Согласно [38], наименование оптоволокна SMA1C/UV400/424/450P/OPVC-3.0mm/30.0M/VT марки CeramOptec Optran UV. Ослабление в таком волокне показано на

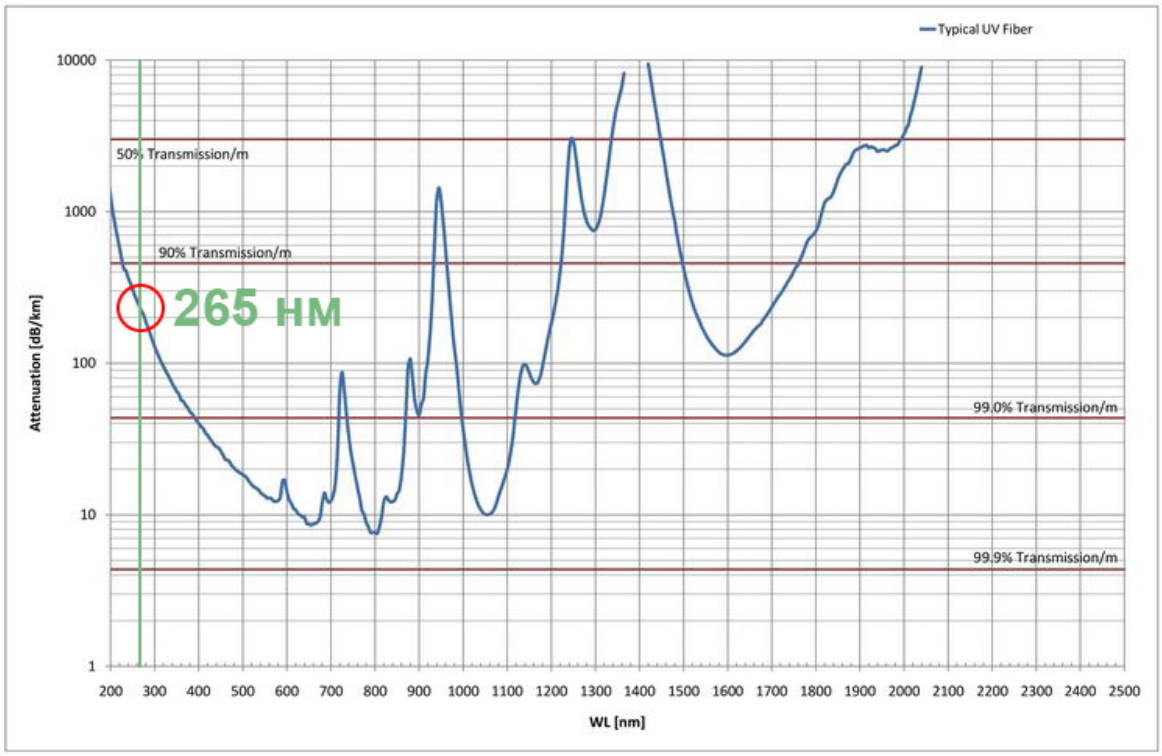


Рисунок 5.8 — Ослабление в оптоволокне марки CeramOptec Optran UV в зависимости от длины волны.

рисунке 5.8 [215]. Из него следует, что затухание на длине волны 265 нм составляет ~ 250 дБ/км. Длина оптоволокна – 30 м, что приводит к ослаблению сигнала на 7.5 дБ. Падение мощности сигнала в децибелах D_P выражается следующей формулой:

$$D_P = 10 \lg \frac{P_0}{P_{30}}. \tag{5.17}$$

Тогда

$$\frac{P_0}{P_{30}} = 10^{0.1 D_P} = 10^{0.1 \cdot 7.5} \approx \boxed{5.6.} \tag{5.18}$$

Принимая во внимание, что измеренное ослабление в имеющемся разветвителе в терминах амплитуды сигналов на экране осциллографа равно 4, мощность УФ вспышек в разветвителе уменьшается в **16 раз**[8]. В целом мощность УФ сигнала в оптической системе падает в **90-100 раз**. В связи с этим фактом желательно использовать разветвители с неравными плечами на

[8]Энергетические величины пропорциональны квадратам силовых величин.

выходе (например, суммарный сигнал делится в соотношении 95% в детектор и 5% на линию контроля). Стоит также упомянуть, что дополнительное ослабление УФ вспышек происходит в диффузоре. При этом Монте-Карло моделирование показывает, что для имитации события с энергией 1 МэВ в центре детектора необходимо $1.1 \cdot 10^4$ фотонов с длиной волны $\lambda = 260$ нм. Тем не менее импульсный режим работы светодиодов позволяет рассчитывать на имитацию событий с энергией 50 МэВ даже в случае использования оптического сумматора-делителя с равными плечами на выходе.

5.3 Методика калибровки детектора с помощью светодиодной системы

Калибровка выполняется по следующему алгоритму. Выполняется серия тестовых измерений с применением как радиоактивных источников, так и светодиодной калибровочной системы. Измерения проводятся для примерно 50-60 позиций источников (опорных положений) во внутреннем детекторе. Для каждого опорного положения в ходе промежуточного оффлайн анализа строится шкала энергий до 10-11 МэВ, исходя из полученных спектров радиоактивных источников. Далее для каждого светодиода подбираются коэффициенты ослабления сигналов для смещения, по возможности, начала зависимости энергии вспышки в детекторе от напряжения,поданного на светодиод, в область 1-3 МэВ. Выполняется серия повторных измерений со светодиодами, чтобы подтвердить правильность выбранных коэффициентов ослабления. После этого для всех позиций в непосредственной близости от опорных положений проводят калибровку с применением радиоактивных и светодиодных источников, используя соответствующие коэффициенты ослабления. При этом имитируются события в детекторе в максимально широком диапазоне энергий. Зависимость энергии вспышки от напряжения, поданного на светодиод, отслеживается с помощью линии контроля мощности, т.е. выполняются относительные измерения. Полагается, что количество УФ фотонов, зарегистрированных линией контроля мощности, пропорционально как количеству УФ фотонов, излучённых диффузором, так и полному заряду соответствующего события в детекторе Borexino.

Такой подход позволяет в ходе оффлайн анализа соотнести все сигналы от светодиодной системы во внутреннем детекторе с конкретными энергиями, проведя калибровку до ~ 50 МэВ.

5.4 Методика неосевых калибровок

Методика неосевых калибровок является важным этапом в построении как энергетической шкалы детектора, так и создания и модернизации алгоритма пространственной реконструкции событий. Применительно к шкале энергий неосевые калибровки позволяют экспериментально учитывать неравномерность светосбора, возникающую из-за ряда факторов. Среди них можно отметить особенности прохождения различных излучений через сцинтиллятор, неравномерное расположения фотоумножителей по сфере SSS вследствие выхода их из строя и краевые эффекты на границе между мишенью и буфером. Последний вариант методики был разработан для предыдущей калибровочной кампании, в ходе которой он был успешно опробован и применён. Подробное описание можно найти, к примеру, в диссертации [38]. Отметим лишь основные моменты с учётом небольших модификаций, сделанных в рамках подготовки к новой калибровочной кампании (например, красный лазер заменили на массив светодиодов).

Радиоактивный источник, прикреплённые к коленчатой штанге с помощью специального захвата, опускается в детектор через вводной канал. На конце этой же штанги кроме источника могут располагаться две продолговатые колбы с оптоволокном и массивом из светодиодов. Светодиоды используются при определении положения радиоактивного источника в детекторе. Предусмотрена возможность опускать в детектор разные конфигурации источников излучения. Все подводящие провода для светодиодов и оптическое волокно помещены в две отдельные трубки из ПФА тефлона. Они выполняют три задачи. Во-первых, экранируют провода и оптоволокно от химически активной среды – сцинтиллятора. Во-вторых, трубки обеспечивает защиту сцинтиллятора от загрязнения. В-третьих, они служат в качестве троса, потянув за который, можно согнуть штангу, сдвинув таким образом источник излучения с оси аксиальной симметрии детектора. Схе-

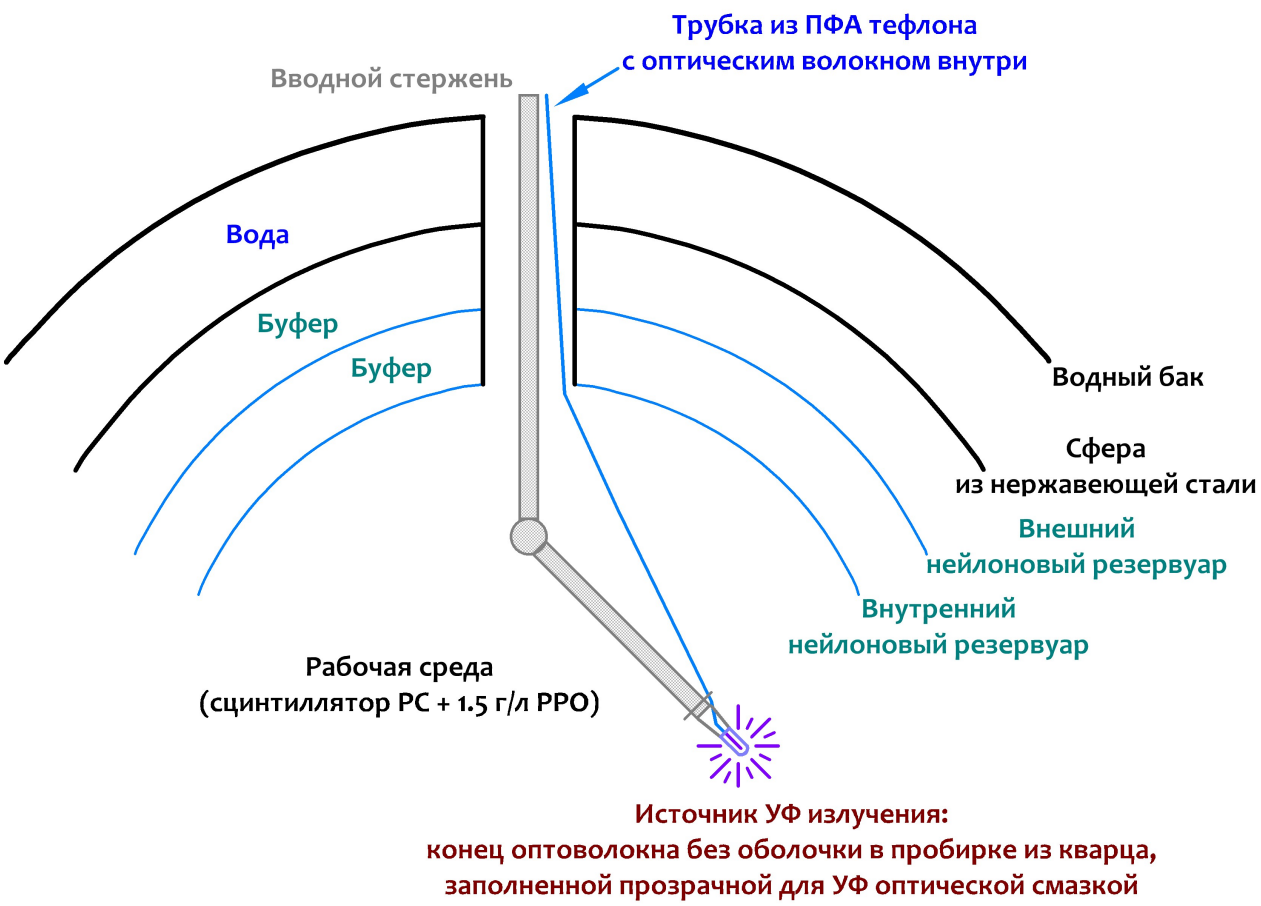


Рисунок 5.9 — Схематическая иллюстрация методики неосевых калибровок.

матическая иллюстрация методики неосевых калибровок представлена на рисунке 5.9.

Пространственная реконструкция положения источника в детекторе осуществляется одним из двух возможных способов. Либо с помощью специальной программы рассчитываются координаты по количеству выбранного троса, либо осуществляется фотограмметрия, т.е. решается обратная задача, в которой восстанавливается положение источника излучения по сделанным фотографиям внутреннего объёма детектора. Снимки делаются в оптическом диапазоне. Световой меткой, обозначающей положение радиоактивных источников или конца оптоволокна, служит излучение массива светодиодов.

В ходе калибровочной кампании в январе-феврале 2018 года запланировано размещение УФ источника в 53 различных позициях равномерно по объёму сцинтилляционной мишени детектора. Соответствующая схема приведена на рисунке 5.10. Подобное расположение источников излучения

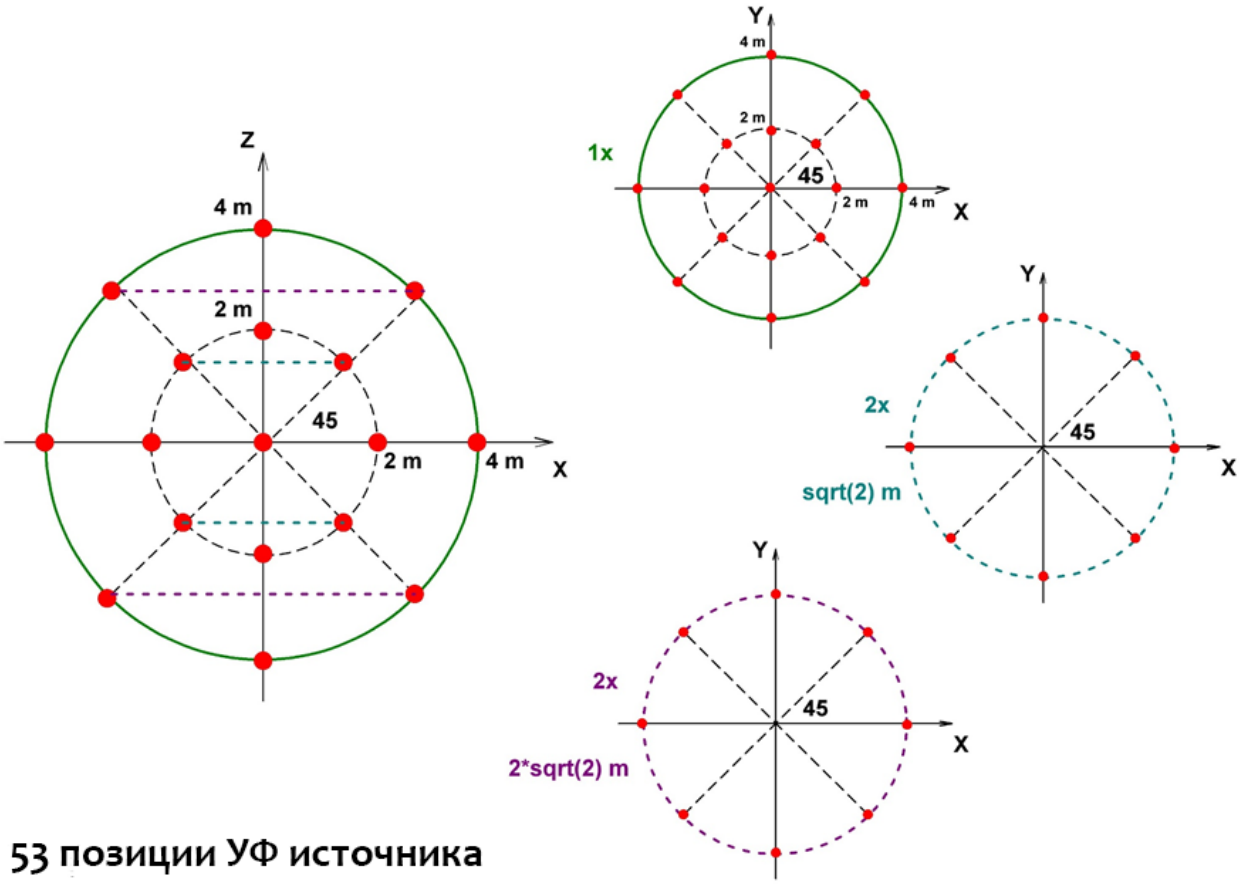


Рисунок 5.10 — Ортогональная схема позиций УФ источника в сцинтилляционной мишени детектора Borexino. Данная схема будет использоваться в ходе калибровочной кампании зимой 2018 года.

называется ортогональным, так как выбранные позиции лежат на радиусах, которые, в свою очередь, перпендикулярны идеальной (сферической) поверхности внутреннего нейлонового резервуара. Ортогональная схема оптимальна в общем случае для энергетической калибровки и построения пространственной реконструкции событий. В рамках зимней калибровочной кампании 2018 года будут применены и другие схемы для расположения радиоактивных источников, в частности, эквидистантная схема. Принцип её построения заключается в выборе позиций источников на равном удалении от некоторой точки. Применение эквидистантной схемы необходимо для проведения следующей фазы эксперимента Borexino, посвящённой проверке гипотезы существования стерильных нейтрино.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Получен спектр антинейтрино, выделены вклады от реакторных антинейтрино и гео-нейтрино. Благодаря использованию реакции обратного β-распада, характеризующейся чёткой сигнатурой событий в жидко-сцинтилляционных детекторах, а также вследствие высокой радиохимической чистоты Borexino, отношение гео-нейтринный сигнал/фон составляет 100. Этот факт сыграл ключевую роль, так как несмотря на малый объём статистических данных (найдено ~ 24 гео-нейтринных событий), гипотеза отсутствия гео-нейтрино исключена с достоверностью $5.9\,\sigma$. Измерено значение потока гео-нейтрино в LNGS, равное $5.0 \pm 1.3 \cdot 10^6\,\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.
2. В гео-нейтринном анализе использовались данные обоих электронно-измерительных комплексов Borexino. Использование информации, собранной системой на быстрых АЦП, стало возможным благодаря выполнению следующих работ.

   а) Проведению энергетической калибровки системы FADC, используя в качестве реперных точек моноэнергетические гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H и углероде ^{12}C, а также максимум бета-спектра ^{12}B.

   б) Разработке и применению метода коррекции энергетической шкалы, изменяющейся в связи с деградацией светосбора со временем. В основу метода положено наблюдения за дрейфом моноэнергетической гамма-линии от захвата нейтронов на водороде ^{1}H. С помощью данного метода также проведён мониторинг долговременной стабильности работы детектора внутреннего детектора и системы сбора данных на быстрых АЦП. Метод может быть применён для других жидко-сцинтилляционных нейтринных детекторов.

   в) Разработке и применению методики, основанной на определении пространственных координат сцинтилляционных сигналов с помощью нейронных сетей, для улучшения соотношения сигнал/фон и для отбора пространственно связанных событий, в частности, продуктов реакции обратного β-распада. Необходимость нового

подхода к определению положения событий в детекторе Borexino продиктована наличием в системе FADC суммирования групп сигналов с фотоумножителей, расположенных в разных участках стальной сферы внутреннего детектора и объединённых по 24 штуки или менее. Использованная методика применима для других жидко-сцинтилляционных нейтринных детекторов практически независимо от геометрического расположения ФЭУ.

Внесённые улучшения в процесс сбора и обработки данных системы на быстрых АЦП позволяют использовать эту систему для решения широкого круга задач нейтринной физики.

3. Для расширения динамического диапазона измеряемых энергий системой FADC до ~ 50 МэВ разработан метод калибровки без использования радиоактивных источников. Метод основан на имитации сцинтилляционных сигналов от продуктов ядерных реакций в детекторе Borexino с помощью коротких ультрафиолетовых импульсов, вызывающих люминесценцию. Важно отметить, что данный метод безопасен для низкофоновой среды установки и персонала лаборатории, практически не требует создания дополнительной инфраструктуры и является универсальным для жидко-сцинтилляционных детекторов.

Проделанная работа помогла достоверно зарегистрировать гео-нейтринное излучение из внутренних областей Земли и расширить возможности детектора Borexino по регистрации нейтрино от разных источников. Улучшения будут особенно актуальны в случае наблюдения нейтринного излучения от вспышки сверхновой.

Благодарности

Автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю к.ф.-м.н. Александру Сергеевичу Чепурнову за научное руководство, поддержку и обсуждение результатов. Также автор благодарит за неоценимую помощь к.ф.-м.н. Георгия Александровича Лукьянченко, а также к.ф.-м.н. Евгения Александровича Литвиновича, к.ф.-м.н. Игоря Ни-

колаевича Мачулина, аспиранта Виктора Сергеевича Атрощенко за рекомендации и советы по ходу работы над диссертацией. Автор искренне признателен сотрудникам ООО «Марафон», в особенности Александру Фёдоровичу Шамарину, и иностранным коллегам по коллаборации, док. Дэвиду Браво (Dr. Davide Bravo) и док. Паоло Кавальканте (Dr. Paolo Cavalcante), за помощью в проектировании, изготовлении и установке светодиодной системы для калибровки детектора Borexino. Автор благодарит проф. Ливию Людхову (Prof. Livia Ludhova) и проф. Михаэля Вурма (Prof. Michael Wurm) за помощь и советы при выполнении энергетической калибровки системы FADC с использованием набранных данных. Также автор хотел бы выразить свою благодарность всем остальным российским и зарубежным коллегам по коллаборации Borexino за плодотворную совместную работу.

Отдельно автор благодарит заведующего кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М. В. Ломоносова проф. Бориса Саркисовича Ишханова за искреннее внимание и поддержку в течение всего периода обучения в аспирантуре и после её окончания.

Диссертант благодарен создателям шаблона *Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template* за альтруизм и тот титанический труд, который они проделали, чтобы учесть все ГОСТы и положения, значительно упростив работу по оформлению диссертации.

Список сокращений и условных обозначений

LNGS От итал. *Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Национальная лаборатория Гран-Сассо в Италии, научные исследования в которой в основном посвящены физике нейтрино и поиску тёмной материи.

Borexino Производное (уменьшительно-ласкательные) от BorEx, возникшее от англ. *Boron solar neutrino experiment*. Название эксперимента и детектора для регистрации солнечных нейтрино. Диссертация написана на базе исследований, выполненных автором совместно с коллегами в этом эксперименте.

Laben Основная электронная система сбора данных детектора Borexino. Работает в диапазоне энергий от $\sim$ 200 кэВ до $\sim$ 20 МэВ.

FADC От англ. *Flash ADC system*. Русский вариант – система на быстрых АЦП. Дополнительный электронно-измерительный комплекс, с помощью которого регистрируются события с энергиями от 1 до 50 МэВ.

ЖОС Жидкий органический сцинтиллятор.

PC От англ. *pseudocumene*, псевдокумол, 1,2,4-триметилбензол, $C_6H_3(CH_3)_3$.

PPO 2,5-дифенилоксазол ,$C_{15}H_{11}NO$.

DMP От англ. *dimethylphthalate*, диметилфталата, при добавлении в PC обеспечивает гашение сцинтилляций.

ID От англ. *Inner Detector*, внутренний сцинтилляционный детектор установки Borexino.

OD От англ. *Outer Detector*, внешний сцинтилляционный детектор установки Borexino.

IV От англ. *Inner Vessel*, тонкий (125 мкм) прозрачный нейлоновый резервуар с радиусом 4.25 м во внутреннем детекторе.

OV От англ. *Outer Vessel*, тонкий (125 мкм) прозрачный нейлоновый резервуар с радиусом 5.75 м во внутреннем детекторе.

SSS От англ. *Stainless Steel Sphere*, сфера из нержавеющей стали с радиусом 6.85 м, которая ограничивает внутренний детектор и к которой прикреплены с обоих сторон фотоэлектронные умножители.

WT От англ. *Water Tank*, бак из нержавеющей стали, заполненный водой (водный бак). Внутри бака находится внешний и внутренние детекторы. Выполнен в виде цилиндра с полусферой с одного из торцов, имеет 16.9 м в высоту и диаметр в 18 м.

PMT От англ. *Photomultiplier tube(s)*. Русский вариант – ФЭУ. Фотоэлектронный(ые) умножитель(и).

свд Событий в день. Английский вариант – cpd, *counts per day*.

SSM От англ. *Standard Solar Model*.Русский вариант – ССМ. Стандартная Солнечная Модель.

DSNB От англ. *Diffuse SuperNova Background*, диффузный нейтринный фон от вспышек сверхновых в прошлом.

SNEWS От англ. *SuperNova Early Warning System*, система раннего оповещения о вспышке сверхновой.

pre-SN ν От англ. *pre-SuperNova neutrinos*, нейтринное излучение с возрастающей со временем интенсивностью, возникающее за неделю и менее перед вспышкой сверхновой.

SM От англ. *Standard Model*. Русский вариант – СМ. Стандартной модели физики элементарных частиц.

NC От англ. *Neutral Current*, «нейтральный ток».

CC От англ. *Charged Current*, «заряженные ток».

QTC От англ. *charge-to-time converter*, амплитудно-временной преобразователь.

TDC От англ. *time-to-digital converter*, время-цифровой преобразователь.

MTB От англ. *Muon Trigger Board*, триггерная система внешнего детектора.

DSP От англ. *Digital Signal Processor*. Русский вариант – ЦПОС. Цифровой сигнальный процессор.

FV От англ. *Fiducial Volume*, доверительный объём детектора. Доверительный объём выделяется в мишени программным образом при обработке данных с целью уменьшения фона.

PREM От англ. *Preliminary Reference Earth Model*, Предварительная Эталонная Модель Земли. Одна из простейших и опорных (эталонных) моделей строения Земли.

BSE От англ. *Bulk Silicate Earth*. Русский вариант – СМЗ. Силикатная(ые) Модель(и) Земли. Семейство моделей, описывающих компонентный состав первичной мантии Земли. Данные модели принято использовать в качестве опорных.

PM От англ. *Primitive Mantle*, первичная мантия, т.е. мантия возникшая после выделения железно-никелевого ядра, и из которой в последствии сформировалась современная мантия и кора. Компонентный состав первичной мантии описывается чаще всего в рамках СМЗ.

ОБР Обратный β-распад. Английский вариант – IBD, *inverse β-decay*.

TNU От англ. *Terrestrial Neutrino Unit*, земная нейтринная единица. 1 TNU соответствует одному событию в мишени с 10^{32} «свободными» протонами за один год или $3.17 \cdot 10^{-40}$ событий на одно ядро водорода в секунду. Введена по аналогии с солнечной нейтринной единицей (сокр. SNU, от англ. *Solar Neutrino Unit*).

LOC От англ. *LOcal Crust*, ближняя кора. Окружающие детектор гео-нейтрино горные породы в радиусе до ~ 500 км.

ROC От англ. *Rest Of the Crust*. Буквально – остальная кора. Литосферная кора, которая удалена от рассматриваемого детектора гео-нейтрино больше чем на 500 км.

CLM От англ. *Continental Lithospheric Mantle*, континентальная литосферная мантия.

FER От англ. *full-energy region*, полный диапазон измерений энергий антинейтрино от ядерных реакторов и внутренних областей Земли с помощью реакции обратного β-распада. Фактически рассматриваются антинейтринные события с энергиями от 1.8 до $\sim$ 8 МэВ. FER разделяют на две неравные части: LER и HER.

LER От англ. *low-energy region*, область низких энергий антинейтрино от ядерных реакторов и недр Земли при измерениях с использованием обратного β-распада. Фактически включает энергии от порога реакции 1.8 МэВ до максимальной энергии гео-нейтрино 3.3 МэВ.

HER От англ. *high-energy region*, область высоких энергий антинейтрино от ядерных реакторов при измерениях с использованием обратного β-распада. Данная область антинейтринного спектра начинается с максимальной энергии гео-нейтрино 3.3 МэВ и заканчивается в районе 8 МэВ, где реакторные нейтрино имеют наибольшую энергию.

МОКС Разновидность топлива для ядерных реакторов.

топливо Английский вариант – MOX fuel, *Mixed oxide fuel*.

КИУМ Коэффициент использования установленной мощности. Согласно ГОСТу [157] под КИУМ понимается отношение среднеарифметической мощности к установленной мощности электроустановки за установленный интервал времени. Обозначается $K_{\text{КИУМ}}$.

БНО Баксанская Нейтринная Обсерватория. Английский вариант – BNO, *Baksan Neutrino Observatory*.

$0\nu\beta\beta$ Общепринятое в научном мире обозначение безнейтринного двойного β-распада.

Список литературы

1. *N. Y. Agafonova et al.* // Astropart. Phys. 2008. Vol. **28**, № 6. Pp. 516–522. (*Preprint* 0710.0259v1).
2. *S. Fukuda et al.* // NIMPA. 2003. Vol. **501**, № 2–3. Pp. 418–462.
3. *J. Boger et al.* // NIMPA. 2000. Vol. **449**, № 1–2. Pp. 172–207. (*Preprint* nucl-ex/9910016v2).
4. *K. Eguchi et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. **90**, № 2. P. 021802. (*Preprint* hep-ex/0212021).
5. An Overview of the KamLAND 1-kiloton Liquid Scintillator / *F. Suekane et al.* // Proceedings. KEK, Japan. 2004. KEK-RCNP International School and mini-Workshop for Scintillating Crystals and their Applications in Particle and Nuclear Physics. Nov. 17-18, 2003. (*Preprint* physics/0404071v2).
6. JUNO Conceptual Design Report: tech. rep. / *T. Adam et al.* 09/2015. (*Preprint* 1508.07166v2).
7. *F. An et al.* // J. Phys. G. 2016. Vol. **43**, № 3. P. 030401. (*Preprint* 1507.05613v2).
8. Hyper-Kamiokande Public Design Report: tech. rep. / *K. Abe et al.*; KEK. 02/2016. No. 2016–21. Report number: ICRR-Report-701-2016-1. (*Preprint* online version).
9. *G. Alimonti et al.* // NIMPA. 2009. Vol. **600**, № 3. Pp. 568–593. (*Preprint* 0806.2400v1).
10. *G. Alimonti et al.* // NIMPA. 2009. Vol. **609**, № 1. Pp. 58–78. URL online version.
11. *J. Benziger et al.* // NIMPA. 2008. Vol. **587**, № 2–3. Pp. 277–291. (*Preprint* 0709.1503v2).
12. *Marcocci S.* Rivelazione in tempo reale di neutrini solari con Borexino: Conference presentation. Incontri di Fisica delle Alte Energie 2016 (IFAE 2016). Genova (Italia). 30 Marzo – 1 Aprile 2016. URL presentation.

13. *Rossi N.* The Borexino Experiment: Past, Present and Future: Conference presentation. The XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2016). London (United Kingdom). July 4–9, 2016. URL presentation.

14. *Zavatarell S.* Recent solar and geo-ν results from Borexino: Conference presentation. Neutrino Oscillation Workshop 2016 (NOW 2016). Otranto (Lecce, Italy). September 4–11, 2016. URL presentation.

15. *G. Bellini et al.* // Phys. Rev. D. 2010. Vol. **82**, № 3. P. 033006. (*Preprint* 0808.2868v3).

16. *G. Bellini et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. **107**, № 14. P. 141302. (*Preprint* 1104.1816v2).

17. *G. Bellini et al.* // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. **108**, № 5. P. 051302. (*Preprint* 1110.3230v1).

18. *G. Bellini et al.* // Nature. 2014. Vol. **512**, № 7515. Pp. 383–386. URL Nature website.

19. First Simultaneous Precision Spectroscopy of *pp*, ^{7}Be, and *pep* Solar Neutrinos with Borexino Phase-II: tech. rep. / *M. Agostini et al.* 07/2017. (*Preprint* 1707.09279v1).

20. *G. Bellini et al.* // Phys. Lett. B. 2010. Vol. **687**, № 4–5. Pp. 299–304. (*Preprint* 1003.0284v2).

21. *G. Bellini et al.* // Phys. Lett. B. 2013. Vol. **722**, № 4–5. Pp. 295–300. (*Preprint* 1303.2571v2).

22. *G. Bellini et al.* // Phys. Lett. B. 2011. Vol. **696**, № 3. Pp. 191–196. (*Preprint* 1010.0029v1).

23. *C. Arpesella et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. **101**, № 9. P. 091302. (*Preprint* 0805.3843v2).

24. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data: tech. rep. / *M. Agostini et al.* 07/2017. (*Preprint* 1707.09355v3).

25. *Gatti E.*, *Martini F. D.* A new linear method of discriminati on between elementary particles in scintillation counters // Nuclear Electronics. Vol. II / ed. by *B. Rosenbaum*. IAEA. Vienna: IAEA, 04/1962. Pp. 265–276. Proceedings of the Conference on Nuclear Electronics at Belgrade. Yugoslavia (Serbia). May 15-20, 1961. (*e-book* Nuclear Electronics II).

26. *Lukyanchenko G.*, *Litvinovich E.* // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. **675**, № 1. P. 012037. URL IOP website.

27. Система сбора данных на основе быстрых оцифровщиков формы импульса: тех. отч. / *Е. А. Литвинович и др.*; Нац. исследовательский центр «Курчатовский институт». 2013. ИАЭ—6756/2.

28. *Лукьянченко Г. А.* Экспериментальный комплекс на базе быстрых оцифровщиков формы импульса в составе детектора Борексино для регистрации нейтринного излучения от астрофизических источников [Текст]: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / *Лукьянченко Георгий Александрович*. М., 2017. 114 с.

29. *G. Bellini et al.* // J. High Energy Phys. 2013. Vol. **2013**, № 8. P. 038. URL JHEP website (*Preprint* 1304.7721v2).

30. *G. Bellini et al.* // JCAP. 2012. Vol. **2012**, № 05. P. 015. URL: IOP website. (*Preprint* 1202.6403v3).

31. *G. Alimonti et al.* // Astropart. Phys. 2002. Vol. **16**, № 3. Pp. 205–234. (*Preprint* hep-ex/0012030v1).

32. *Smirnov O.*, *Lombardi P.*, *Ranucci G.* // Instruments and Experimental Techniques. 2004. Vol. **47**, № 1. Pp. 69–79.

33. *M. Chen et al.* // NIMPA. 1999. Vol. **420**, № 1–2. Pp. 189–201.

34. *J. Benziger et al.* // NIMPA. 2007. Vol. **582**, № 2. Pp. 509–534. (*Preprint* physics/0702162v1).

35. *G. Bellini et al.* // Phys. Rev. D. 2014. Vol. **89**, № 11. P. 112007. (*Preprint* 1308.0443v2).

36. *G. Bellini et al.* // JINST. 2011. Vol. **6**. P05005. URL IOP website (*Preprint* 1101.3101v2).

37. *H. Back et al.* // JINST. 2012. Vol. **7**. P10018. URL IOP website (*Preprint* 1207.4816v2).

38. *Hardy S. E.* Measuring the ^{7}Be Neutrino Flux From the Sun: Calibration of the Borexino Solar Neutrino Detector: PhD thesis Doctor of Philosophy in Physics / *Hardy Steven E.* Blacksburg, Virginia: Virginia Tech. & Virginia State U., 03/2010. 435 pp. URL online version.

39. *J. N. Bahcall et al.* // Rev. Mod. Phys. 1982. Vol. **54**, № 3. P. 767. URL online version.

40. *M. Asplund et al.* // Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2009. Vol. **47**, № 1. Pp. 481–522. (*Preprint* 0909.0948v1).

41. *Serenelli A. M.*, *Haxton W. C.*, *Peña-Garay C.* // Astrophys. J. 2011. Vol. **743**, № 1. P. 24. URL Astrophys. J. website Report numbers: UCB-NPAT-11-005, NT-LBNL-11-008. (*Preprint* 1104.1639v1).

42. *Weizsäcker C. F.* // Physikalische Zeitschrift. 1937. Vol. **38**. Pp. 176–191.

43. *Weizsäcker C. F.* // Physikalische Zeitschrift. 1938. Vol. **39**. Pp. 633–645.

44. *Bethe H. A.* // Phys. Rev. 1939. Vol. **55**, № 5. Pp. 434–456. URL Phys. Rev. website.

45. *Pontecorvo B.* // JETP. 1968. Vol. **26**, № 5. Pp. 984–988. URL JETP website. Русская версия статьи: *Понтекорво Б. М.* // ЖЭТФ. 1968. Т. 26. № 5. С. 1717.

46. *Davis R. J.*, *Harmer D. S.*, *Hoffman K. C.* // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. **20**, № 21. Pp. 1205–1209. URL PRL website.

47. *B. T. Cleveland et al.* // Astrophys. J. 1998. Vol. **496**, № 1. Pp. 505–526. URL IOP website.

48. *Wolfenstein L.* // Phys. Rev. D. 1978. Vol. **17**, № 9. Pp. 2369–2374. URL Phys. Rev. D website.

49. *Mikheyev S. P.*, *Smirnov A. Y.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1985. Vol. **42**, № 6. Pp. 913–917. Русская версия статьи: *Михеев С.П.*, *Смирнов А.Ю.* // Ядерная физика. 1985. Т. 42. № 6. С. 1441–1448.

50. *Mikheyev S. P.*, *Smirnov A. Y.* // Nuovo Cim. C. 1986. Vol. **9**, № 1. Pp. 17–26. URL online version.

51. *Villante F. L.* // Phys. Lett. B. 2015. Vol. **742**. Pp. 279–284. URL online version (*Preprint* 1410.2796v1).

52. *Serenelli A. M.* // EPJ A. 2016. Vol. **52**. P. 78. (*Preprint* 1601.07179v1).

53. *Pontecorvo B.* Inverse β-process: tech. rep. / Chalk River Laboratory. 1946. PD–205. See *B. Pontecorvo* «Selected scientific works» P. 21, Societa Italiana di Fisica, Bologna, Italia.

54. *Kuzmin V. A.* // Sov. Phys. JETP. 1966. Vol. **22**, № 5. Pp. 1051, 1052. URL Sov. Phys. JETP website Русская версия статьи: *Кузьмин В. А.* // ЖЭТФ. 1966. Т. 49. № 5. С. 1532.

55. *Bahcall J. N.* Neutrino Astrophysics. USA, New York, Cambridge: Cambridge University Press, 1989.

56. *J. N. Abdurashitov et al.* // Phys. Rev. C. 2009. Vol. **80**, № 1. P. 015807. URL Phys. Rev. C website (*Preprint* 0901.2200v3).

57. *P. Anselmann et al.* // Phys. Lett. B. 1992. Vol. **285**, № 4. Pp. 376–389. URL online version.

58. *C. Arpesella et al.* // Phys. Lett. B. 2008. Vol. **658**, № 4. Pp. 101–108. (*Preprint* 0708.2251v2).

59. *A. M. Serenelli et al.* // ApJL. 2009. Vol. **705**, № 2. Pp. L123–L127. URL ApJL website (*Preprint* 0909.2668v2).

60. *M. Agostini et al.* // Phys. Rev. D. 2015. Vol. **92**, № 3. P. 031101. (*Preprint* 1506.04610v2).

61. *R. M. Bionta et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. **58**, № 14. Pp. 1494–1496. URL PRL website.

62. *K. Hirata et al.* // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. **58**, № 14. Pp. 1490–1493. URL PRL website.

63. *E. N. Alekseev et al.* // JETP Lett. 1987. Vol. **45**, № 10. Pp. 589–592. URL JETP Lett. website Русская версия статьи: *Алексеев Е. Н., Алексеева Л. Н., Волченко В. И., Кривошейка И. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 10. С. 461–464. URL сайт «Письма в ЖЭТФ».

64. *M. Aglietta et al.* // Europhys. Lett. 1987. Vol. **3**, № 12. Pp. 1315–1320. URL IOP website.

65. *V. L. Dadykin et al.* // JETP Lett. 1987. Vol. **45**, № 10. Pp. 593–595. URL JETP Lett. website.

66. *P. Antonioli et al.* // New J. Phys. 2004. Vol. **6**. P. 114. URL IOP website. (*Preprint* astro-ph/0406214v2).

67. *Scholberg K.* // Astron. Nachr. 2008. Vol. **329**, № 3. Pp. 337–339. URL Astron. Nachr. website. (*Preprint* 0803.0531v1).

68. *G. Pagliaroli et al.* // Astropart. Phys. 2009. Vol. **31**, № 3. Pp. 163–176. (*Preprint* 0810.0466v1).

69. *Raffelt G.*, *Weiss A.* // Astron. Astrophys. 1992. Vol. **264**, № 2. Pp. 536–546.

70. Upper limit on the neutrino magnetic moment from three years of data from the GEMMA spectrometer: tech. rep. / *A. G. Beda et al.*; JINR. 10/2010. (*Preprint* 1005.2736v2).

71. *Wong H. T.*, *Li H.-B.*, *Lin S.-T.* // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. **105**, № 6. P. 061801. URL PRL website. Report numbers: AS-TEXONO/10-02. (*Preprint* 1001.2074v3).

72. *A. G. Beda et al.* // Phys. of Part. and Nuclei Lett. 2013. Vol. **10**, № 2. Pp. 139–143.

73. *M. Agostini et al.* // Astropart. Phys. 2017. Vol. **86**. Pp. 11–17. (*Preprint* 1607.05649v2).

74. *M. Agostini et al.* // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. **115**, № 23. P. 231802. URL PRL website (*Preprint* 1509.01223v2).

75. *H. O. Back et al.* // Phys. Lett. B. 2002. Vol. **525**, № 1–2. Pp. 29–40.

76. *A. Aguilar et al.* // Phys. Rev. D. 2001. Vol. **64**, № 11. P. 112007. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* hep-ex/0104049v3).

77. *C. Patrignani et al.* // Chin. Phys. C. 2016. Vol. **40**. URL PDG website.

78. *B. Armbruster et al.* // Phys. Rev. D. 2002. Vol. **65**, № 11. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* hep-ex/0203021v1).

79. *A. A. Aguilar-Arevalo et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. **102**, № 10. URL PRL website (*Preprint* 0812.2243v2).

80. *A. A. Aguilar-Arevalo et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. **110**, № 16. URL PRL website (*Preprint* 1303.2588v2).

81. *J. N. Abdurashitov et al.* // Phys. Rev. C. 2006. Vol. **73**, № 4. P. 045805. URL Phys. Rev. C website (*Preprint* nucl-ex/0512041v1).

82. *J. N. Abdurashitov et al.* // Phys. Rev. C. 2009. Vol. **80**, № 1. URL Phys. Rev. C website (*Preprint* 0901.2200v3).

83. *Bahcall J. N.*, *Krastev P. I.*, *Lisi E.* // Phys. Lett. B. 1995. Vol. **348**, № 1–2. Pp. 121–123. Report numbers: IASSNS-AST 94/57. (*Preprint* hep-ph/9411414v1).

84. *Giunti C.*, *Laveder M.* // Phys. Rev. C. 2011. Vol. **83**, № 6. P. 065504. URL Phys. Rev. C website Report numbers: EURONU-WP6-10-29. (*Preprint* 1006.3244v3).

85. *G. Mention et al.* // Phys. Rev. D. 2011. Vol. **83**, № 7. P. 073006. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* 1101.2755v4).

86. Light Sterile Neutrinos: A White Paper: tech. rep. / *K. N. Abazajian et al.*; International neutrino community. 04/2012. (*Preprint* 1204.5379v1).

87. *F. P. An et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. **118**, № 25. P. 251801. (*Preprint* 1704.01082v2).

88. *S. Gariazzo et al.* // J. Phys. G. 2016. Vol. **43**, № 3. P. 033001. (*Preprint* 1507.08204v2).

89. *Ranucci G.* SOX and light sterile neutrinos: Conference presentation. Neutrino Oscillation Workshop 2016 (NOW 2016). Otranto (Lecce, Italy). September 4–11, 2016. URL presentation.

90. *Neumair B.* SOX : Short Distance Neutrino Oscillations with Borexino // PoS (ICHEP2016). 2016. P. 475. (*Proceedings* ICHEP2016).

91. *Glashow S. L.* // Nucl.Phys. 1961. Vol. **22**, № 4. Pp. 579–588.

92. *Weinberg S.* // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. **19**, № 21. Pp. 1264–1266. URL PRL website.

93. *Salam A.* Weak and electromagnetic interactions // Proceedings of the 8th Nobel Symposium on Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity / ed. by *N. Svartholm*. Stockholm, Sweden, 1968. Pp. 367–377.

94. *Кейн Г.* Современная физика элементарных частиц. СССР, Москва: Изд-во «Мир», 1990. С. 95—104.

95. *Lujan-Peschard C., Pagliaroli G., Vissani F.* // JCAP. 2014. Vol. **07(2014)**. P. 051. URL IOP website (*Preprint* 1402.6953v1).

96. *Орехов Д. И.* // Вестник московского университета. Серия 3: физика, астрономия. 2008. Т. **2008**, № 3. С. 52—56.

97. *Орехов Д.* Исследование спектра и интенсивности темновых шумов ФЭУ детектора Борексино [Текст]: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.16 / *Орехов Д.И.* М., 2009. 114 с.

98. *M. Göger-Neff et al.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2014. Vol. **29**, № 16. P. 1442005.

99. *F. Gatti et al.* // NIMPA. 2001. Vol. **461**, № 1–3. Pp. 474–477.

100. *D'Angelo D.* Towards the detection of low energy solar neutrinos in BOREXino: data readout, data reconstruction and background identification: PhD thesis Ph.D. / *D'Angelo Davide*. Germany, Bavaria, Munich, 2006. 334 pp.

101. Проверка эффекта превышения скорости света нейтрино в эксперименте Церн – Гран Сассо: тех. отч. / *Е. А. Литвинович и др.*; Нац. исследовательский центр «Курчатовский институт». 2012. ИАЭ—6700/2.

102. *P. Alvarez-Sanchez et al.* // Phys. Lett. B. 2012. Vol. **716**, № 3–5. Pp. 401–405.

103. *R. Acquafredda et al.* // New Journal of Physics. 2006. Vol. **8**. P. 303.

104. *Громов М. Б.* Анализ спектра антинейтрино в детекторе BOREXINO [Текст]: дис. ... маг. 01.04.16: защищена 24.12.12 / *Громов Максим Борисович*. М., 2013. 39 с.

105. *G. Bellini et al.* // JCAP. 2013. Vol. **2013**, № 08. P. 049. URL IOP website (*Preprint* 1304.7381v2).

106. *Y. Nagai et al.* // Astrophys. J. 1991. Vol. **372**. Pp. 683–687. URL online version.

107. *Coderre J.* Radiation Interactions (cont.): Neutrons. 2004. MIT OpenCourseWare (OCW), Nuclear Science and Engineering, 22.55J Principles of Radiation Interactions. URL: lecture notes.

108. *Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н.* Влияние электрического поля атома на бета- распад. Изд-во АН СССР, 1956. С. 59, 63, 64.

109. *McCarty K. B.* The Borexino Nylon Film and the Third Counting Test Facility: PhD thesis Ph.D. / *McCarty Kevin B.* USA, New Jersey, Princeton, 2006. 483 pp.

110. *Delaere C.* Designing and using Multi-Layer Perceptrons with ROOT: Workshop presentation. 2004 ROOT users workshop. URL presentation.

111. *Delaere C.* TMultiLayerPerceptron: Designing and using Multi-Layer Perceptrons with ROOT. 01/2004. URL electronic documentation.

112. *Fletcher R.* Practical methods of optimization. Second edition. England, Chichester: John Wiley & Sons, 1987.

113. *Громов М. Б.* Гео-нейтрино и исследования строения Земли // Труды XV межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине». НИИЯФ МГУ. Москва, Россия: МГУ, 2014. С. 88—97. (*Труды* XV школы).

114. *Громов М.* // Ядерная физика и инжиниринг. 2014. Т. **5**, № 9—10. С. 782. (*Электронная версия* elibrary.ru).

115. *T. Araki et al.* // Nature. 2005. Vol. **436**, № 7050. Pp. 499–503. URL Nature website.

116. *Fiorentini G., Lissia M., F. M.* // Phys.Rept. 2007. Vol. **453**, № 5–6. Pp. 117–172. (*Preprint* 0707.3203v2).

117. *Davies J. H., Davies D. R.* // Solid Earth. 2010. Vol. **1**. Pp. 5–24. URL Solid Earth website.

118. *Herndon J. M.* Substructure of the inner core of the Earth // PNAS. **93**. 1996. Pp. 646–648.

119. *Raghavan R. S.* Detecting a Nuclear Fission Reactor at the Center of the Earth: Preprint. 2002. URL hep-ex/0208038v2.

120. *Herndon J. M.* Nuclear georeactor origin of oceanic basalt ^{3}He/^{4}He, evidence, and implications // PNAS. **100**. 2003. Pp. 3047–3050. URL PNAS website.

121. *Murthy V. R.*, *Westrenen W.*, *Fei Y.* // Nature. 2003. Vol. **423**, № 6936. Pp. 163–165.

122. *Schmus W. R.* Natural radioactivity of the crust and mantle // Global Earth Physics: A Handbook of Physical Constants. **1** / ed. by *T. J. Ahrens*. Washington, USA: American Geophysical Union, 1995. Pp. 283–291. Book Series: AGU Reference Shelf.

123. *Ludhova L.*, *Zavatarelli S.* // Advances in High Energy Physics. 2013. Vol. **2013**. P. 425693. URL Journal website, Report number: GEO-31-09 (*Preprint* 1310.3961v2).

124. *Dye S.* Robust Geo-neutrino Results: tech. rep. / University of Hawaii. 11/2016. (*Preprint* 1611.03559v1).

125. *Garnero E. J.*, *McNamara A. K.* // Science. 2008. Vol. **320**, № 5876. Pp. 626–628. URL online version.

126. *Dziewonski A. M.*, *Lekic V.*, *Romanowicz B. A.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2010. Vol. **299**, № 1–2. Pp. 69–79. URL online version.

127. *V. Lekić et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2012. Vol. **357–358**. Pp. 68–77. URL online version.

128. *Cottaar S.*, *Romanowicz B. A.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2012. Vol. **355–356**. Pp. 213–222.

129. *M. Thorne et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2013. Vol. **364**. Pp. 59–67.

130. *Dziewonski A. M.*, *Anderson D. L.* // Phys. Earth Planet. Int. 1981. Vol. **25**. Pp. 297–356. URL online version.

131. *O. Šramek et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2013. Vol. **361**. Pp. 356–366. URL online version (*Preprint* 0707.3203v2).

132. Geo-neutrinos and Earth Models / *S. T. Dye et al.* // Physics Procedia. **61**. 2015. Pp. 310–318. Proceedings of the 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. URL Physics Procedia website (*Preprint* 1405.0192v1).

133. *McDonough W. F.*, *Learned J. G.*, *Dye S. T.* // Physics Today. 2012. Vol. **65**, № 3. Pp. 46–51.

134. A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle θ_{13} Using Reactor Antineutrinos At Daya Bay: tech. rep. / *X. Guo et al.*; Daya Bay collaboration. 12/2016. No. 2016–21. Proposal to DOE. Report number: BNL-77369-2006-IR, LBNL-62137, TUHEP-EX-06-003. (*Preprint* hep-ex/0701029v1).

135. *Chen M.* Potassium Geo-neutrino Detection: Conference presentation. Neutrino Science 2005. Honolulu (Hawaii). Dec. 14–16, 2005. URL presentation.

136. *Chen M.* ^{40}K Geoneutrino Detection: Conference presentation. Neutrino Geoscience 2015. Paris (France). June 15–17, 2015. URL presentation.

137. *Szczerbinska B.*, *Day A.*, *Mei D.* Potassium geoneutrinos and their detection // Proc S Dak Acad Sci. **90**. Pp. 13–20. Proceedings of Neutrino Geoscience 2010. LNGS INFN (Italy). Oct. 6–8, 2010. URL online version.

138. *Dye S. T.* // Rev. Geophys. 2012. Vol. **50**, № 3. RG3007. URL Rev. Geophys. website (*Preprint* 1310.3961v2).

139. *G. L. Fogli et al.* // Phys. Rev. D. 2012. Vol. **86**, № 1. P. 013012. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* 1205.5254v3).

140. *Sanshiro E.* Neutrino Geophysics and Observation of Geo-Neutrinos at KamLAND: PhD thesis / *Sanshiro Enomoto*. Tohoku University, 2005. 233 pp. URL online version.

141. *F. Mantovani et al.* // Phys. Rev. D. 2004. Vol. **69**, № 1. P. 013001. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* hep-ph/0309013v2).

142. Geo-neutrinos: A systematic approach to uncertainties and correlations / *G. Fogli et al.* // Phys. Scr. **T127 (2006)**. 2006. Pp. 89–94. Proceedings of Neutrino Science 2005. Honolulu (Hawaii). Dec. 14-16, 2005. URL IOP website (*Preprint* physics/0608025v1).

143. *Rothschild C. G.*, *Chen M. C.*, *Calaprice F. P.* // Geophys. Res. Lett. 1998. Vol. **25**, № 7. Pp. 1083–1086. (*Preprint* nucl-ex/9710001v2).

144. *McDonough W. F.*, *Sun S.* // Chem. Geol. 1995. Vol. **120**, № 3–4. Pp. 223–253.

145. *Chen M. C.* // Earth Moon Planets. 2006. Vol. **99**, № 1. Pp. 221–228.

146. *S. Enomoto et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2007. Vol. **258**, № 1. Pp. 147–159. URL online version (*Preprint* hep-ph/0508049v2).

147. *M. Coltorti et al.* // Geochim. Cosmochim. Acta. 2011. Vol. **75**, № 9. Pp. 2271–2294. URL online version (*Preprint* 1102.1335v1).

148. *G. Fiorentini et al.* // Phys. Rev. D. 2012. Vol. **86**, № 3. P. 033004. (*Preprint* 1204.1923v2).

149. Ядерная энергетика Германии. URL страница в Википедии.

150. Авария на АЭС Фукусима-1. URL страница в Википедии.

151. *A. Gando et al.* // Phys. Rev. D. 2013. Vol. **88**, № 3. P. 033001. (*Preprint* 1303.4667v2).

152. Отказ от ядерной энергетики. URL страница в Википедии.

153. *Sinev V.* Geoneutrinos and the Earth inner parts structure: tech. rep. / INR RAS. 07/2010. No. 1257/2010. (*Preprint* 1007.2526v1).

154. *M. Baldoncini et al.* // Phys. Rev. D. 2015. Vol. **91**, № 6. P. 065002. (*Preprint* 1411.6475v2).

155. *G. Fiorentini et al.* // Phys. Rev. C. 2010. Vol. **81**, № 3. P. 034602. (*Preprint* 0908.3433v1).

156. *T. A. Mueller et al.* // Phys. Rev. C. 2011. Vol. **83**, № 5. P. 054615. Report number: IRFU-10-280 (*Preprint* 1101.2663v3).

157. ГОСТ 19431-84 Энергетика и электрификация. Термины и определения. URL электронная версия.

158. *Mandula J.* Power Reactor Information System (IAEA-PRIS database): тех. отч.

159. *F. Capozzi et al.* // Phys. Rev. D. 2014. Vol. **89**, № 9. P. 093018. (*Preprint* 1312.2878v2).

160. *Strumia A.*, *Vissani F.* // Phys. Lett. B. 2003. Vol. **564**, № 5. Pp. 42–54. (*Preprint* hep-ph/0407026v2).

161. *Huber P.* // Phys. Rev. C. 2011. Vol. **84**, № 2. P. 024617. Erratum 2012. Phys. Rev. C. **85**, no. 2. P. 029901.

162. *Huber P.*, *Schwetz T.* // Phys. Rev. D. 2004. Vol. **70**, № 5. P. 053011. Report number: TUM-HEP-552/04 (*Preprint* hep-ph/0407026v2).

163. *Vogel P.*, *Engel J.* // Phys. Rev. D. 1989. Vol. **39**, № 11. Pp. 3378–3383.

164. *Barna A. M.*, *Dye S. T.* Web Application for Modeling Global Antineutrinos: tech. rep. / Scripps Institution of Oceanography; University of Hawaii. 10/2015. URL Website geoneutrinos.org (*Preprint* 1510.05633v1).

165. *G. Alimonti et al.* // NIMPA. 1998. Vol. **406**, № 3. Pp. 411–426.

166. *A. Gando et al.* // Nature Geosci. 2011. Vol. **4**. Pp. 647–651.

167. *A. Gando et al.* // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. **117**, № 8. P. 082503. Erratum 2016. Phys. Rev. Lett. **117**, no. 10. P. 109903. (*Preprint* 1605.02889v2).

168. *Shirai J.* Results and future plans for the KamLAND-Zen experiment: Conference presentation. Neutrino 2016. London (United Kingdom). July 4–9, 2016. URL presentation.

169. *S. Abe et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. **100**, № 22. P. 221803. (*Preprint* 0801.4589v3).

170. *McKee D. W.*, *Busenitz J. K.*, *Ostrovskiy I.* // NIMPA. 2008. Vol. **587**, № 2–3. Pp. 272–276. (*Preprint* 0711.3624v3).

171. *G. Bellini et al.* // EPJ A. 2013. Vol. **49**, № 7. P. 92. URL EPJ A website (*Preprint* 1212.1332v2).

172. *S. Andringa et al.* // Adv. High Energy Phys. 2016. Vol. **2016**. P. 6194250. URL Journal website (*Preprint* 1508.05759v3).

173. *Joo K.* New results from RENO and prospects with RENO-50: Conference presentation. The XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2016). London (United Kingdom). July 4–9, 2016. URL presentation.

174. *Kim S.-B.* New results from RENO and prospects with RENO-50 //. IAEA. 12/2014. Proceedings of the Conference on Nuclear Electronics at Belgrade. Yugoslavia (Serbia). May 15-20, 1961. (*Preprint* 1412.2199v2).

175. *Kim S.-B.* Future Reactor Neutrino Physics: Conference presentation. International Workshop on RENO-50. Paris (France). June 13–14, 2013. URL presentation.

176. Разработка и создание в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН прототипа сцинтилляционного детектора нового поколения по изучению природных потоков нейтрино (нейтринная гео- и астрофизика). URL Карточка проекта на сайте РНФ.

177. *Veresnikova A. V.* The project of a large volume scintillator detector at Baksan: Conference presentation. International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences «Physics of fundamental interactions» dedicated to 50th anniversary of Baksan Neutrino Observatory (ICSSNP-2017). Nalchik (Russia). June 6–8, 2017. URL presentation.

178. *I. R. Barabanov et al.* // Physics of Atomic Nuclei. 2017. Vol. **80**, № 3. Pp. 446–454. URL ResearchGate website (original Russian text: Yadernaya Fizika. 2017. Vol. **80**, № 3. Pp. 230–238.)

179. Research of the natural neutrino fluxes by use of large volume scintillation detector at Baksan: tech. rep. / *I. Barabanov et al.*; INR RAS. 09/2009. No. 1228/2009. (*Preprint* 0908.1466v2).

180. *Синёв В. В.* Исследование осцилляций нейтрино в реакторных экспериментах [Текст]: д-ра физ.-мат. наук: 01.04.16 / *Синёв Валерий Витальевич*. М., 2013. 160 с.

181. *Dye S.* A Deep Ocean Anti-Neutrino Detector near Hawaii – Hanohano: tech. rep. / Makai ocean engineering, inc; University of Hawaii. 09/2006. No. 1228/2009. URL online version.

182. *M. Wurm et al.* // Astropart. Phys. 2012. Vol. **35**, № 11. Pp. 685–732. (*Preprint* 1104.5620v3).

183. The Nobel Prize in Physics 2015. Press Release. URL NP website.

184. *Kraus C.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2006. Vol. **57**, № 1. Pp. 150–152. URL online version.

185. *O'Keeffe H. M.*, *O'Sullivan E.*, *Chen M. C.* // NIMPA. 2011. Vol. **640**, № 1. Pp. 119–122. (*Preprint* 1102.0797v1).

186. *R. Han et al.* // Chinese Physics C. 2016. Vol. **40**, № 3. P. 033003. URL Chin. Phys. C website (*Preprint* 1510.01523v4).

187. *V. Strati et al.* // Prog. in Earth and Planet. Sci. 2015. Vol. **2**, № 1. P. 5. URL PEPS website (*Preprint* 1412.3324v2).

188. *Rothschild C. G.*, *Chen M. C.*, *Calaprice F. P.* // Geophys. Res. Lett. 1998. Vol. **25**, № 7. Pp. 1083–1086. URL Geophys. Res. Lett. website (*Preprint* nucl-ex/9710001v2).

189. *Learned J. G.*, *Dye S. T.*, *Pakvasa S.* Hanohano: A Deep Ocean Anti-Neutrino Detector for Unique Neutrino Physics and Geophysics Studies // Neutrino telescopes. Proceedings, 12th International Workshop / ed. by *M. Baldo-Ceolin*. Padova, Papergraf, 2007. 12th International Workshop on Neutrinos Telescopes: Twenty Years after the Supernova 1987A Neutrino Bursts Discovery. Venice (Italy). Mar. 6–9, 2007. (*Preprint* 0810.4975v1).

190. The LAGUNA design study – towards giant liquid based underground detectors for neutrino physics and astrophysics and proton decay searches / *A. Curioni*, *D. Angus*, *et al.* // European Strategy For Future Neutrino Physics / ed. by *A. Blondel*, *F. Dufour*. CERN. CERN, 2010. Pp. 226–229. Proceedings of the Workshop «European Strategy for Future Neutrino Physics ». Geneva (Switzerland). Oct. 1–3, 2009. URL proceedings (*Preprint* 1001.0077).

191. MEMPHYS:A large scale water Cerenkov detector at Fréjus: tech. rep. / *A. de Bellefon et al.* 07/2006. (*Preprint* hep-ex/0607026v1).

192. *L. Agostino et al.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2013. Vol. **16**, № 6. P. 061001. URL Phys. Rev. Accel. Beams website (*Preprint* 1306.6865v1).

193. *M. Wurm et al.* // Phys. Rev. D. 2007. Vol. **75**, № 2. P. 023007. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* astro-ph/0701305v1).

194. *M. Apollonio et al.* // Phys. Rev. D. 2000. Vol. **61**, № 1. P. 012001. URL Phys. Rev. D website (*Preprint* hep-ex/9906011v1).

195. *Tanaka H. K. M.*, *Watanabe H.* // Sci. Rep. 2014. Vol. **4**. P. 4708. URL Sci. Rep. website.

196. *Chepurnov A. S.*, *Gromov M. B.*, *Shamarin A. F.* // J. Phys.: Conf. Series. 2016. Vol. **675**, № 1. P. 012008. URL IOP website.

197. *A. Chepurnov et al.* // J. Phys.: Conf. Series. 2017. Vol. **798**, № 1. P. 012118. URL IOP website.

198. *Johnson M. C.* Scintillator purification and study of light propagation in a large liquid scintillation detector: PhD thesis Ph.D. / *Johnson Michael Clinton*. USA, New Jersey, Princeton, 1998. 382 pp.

199. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector: tech. rep. / *M. Agostini et al.* 04/2017. (*Preprint* 1704.02291v1).

200. *F. Elisei et al.* // NIMPA. 1997. Vol. **400**, № 1. Pp. 53–68.

201. URL UVLUX260-3 datasheet.

202. URL UVMAX260-15 datasheet.

203. URL UVTOP260 datasheet.

204. URL UVTOP260-PT6S short description.

205. *J. S. Kapustinsky et al.* // NIMPA. 1985. Vol. **241**, № 2–3. Pp. 612–13. URL ScienceDirect website.

206. *I. A. Belolaptikov et al.* // Astropart. Phys. 1997. Vol. **7**, № 3. Pp. 263–282. URL ScienceDirect website.

207. Calibration systems for the ANTARES neutrino telescope / *J. E. McMillan et al.* // 27st International Cosmic Ray Conference: Session: HE. **1–4** / ed. by *K. Kampert*, *G. Heinzelmann*, *C. Spiering*. Göttingen: Copernicus Gesellschaft, 2001. Pp. 1287–1290. (27st International Cosmic Ray Conference: Contributed Papers). Proceedings of the 27st International Cosmic Ray Conference. Hamburg (Germany). Aug. 7–15, 2001.
URL 27th ICRC website.

208. *Lubsandorzhiev B. K.*, *Vyatchin Y. E.* // JINST. 2006. Vol. **1**. T06001. URL IOP website (*Preprint* physics/0410281v1).

209. *Lubsandorzhiev B. K.*, *Vyatchin Y. E.* Stability studies of nanosecond light sources based on blue ultra bright LEDs. 2004.
Preprint physics/0403018v1.

210. *O. Veledar et al.* // Meas. Sci. Technol. 2007. Vol. **18**, № 1. Pp. 131–137. URL IOP website.

211. A LED Flasher for TUNKA experiment / *B. K. Lubsandorzhiev et al.* // Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. **5 (HE part 2)** / ed. by *R. Caballero et al.* Mexico City: Universidad Nacional Autónoma de México, 2008. Pp. 1117–1120. Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference. Jul. 3–11, 2007. Mérida (Mexico). URL 30th ICRC website (*Preprint* 0709.0458v1).

212. *F. Ritter et al.* // NIMPA. 2009. Vol. **617**, № 1–3. Pp. 420–421. (*Proceedings of the 11th Pisa Meeting on Advanced Detectors*) URL ScienceDirect website.

213. URL SIC01M-18 datasheet.

214. URL Hamamatsu H7732P-01 datasheet.

215. URL CeramOptec Optran UV datasheet.

Приложение А

Коэффициенты пересчёта собранного заряда в энергию

В таблице 16, данной ниже, используются следующие обозначения:

$N_{\text{ран}}$ номер сеанса измерений

$t_{\text{мин}}$ момент времени, в который зафиксировано минимальное стандартное отклонение для монолинии захвата нейтрона на водороде при определении очередного коэффициента пересчёта из собранного заряда в энергию

K_{ASUM} коэффициент пересчёта для ASUM

K_{DSUM} коэффициент пересчёта для DSUM и DSUMcorrected

ΔK_{ASUM} абсолютная ошибка коэффициента пересчёта для ASUM

ΔK_{DSUM} абсолютная ошибка коэффициента пересчёта для DSUM и DSUMcorrected

δK_{ASUM} относительная ошибка коэффициента пересчёта для ASUM

δK_{DSUM} относительная ошибка коэффициента пересчёта для DSUM и DSUMcorrected

$N_{\text{ран}}$	$t_{\text{мин}}$	K_{ASUM}	K_{DSUM}	ΔK_{ASUM}	ΔK_{DSUM}	δK_{ASUM}	δK_{DSUM}
	в формате UNIX, с	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	%	%
12280	1263208060	457.735886	364.337782	26.071024	23.644836	5.70	5.17
12382	1264566250	453.750814	366.655362	26.069851	22.134844	5.75	4.88
12483	1265985948	442.583652	361.852286	25.739429	23.903517	5.82	5.40
13167	1275105483	450.164456	369.261711	26.705047	22.981992	5.93	5.11
13285	1275836217	453.061855	366.964918	27.965007	23.940360	6.17	5.28
13397	1276445414	446.082070	364.199718	27.324934	23.874613	6.13	5.35
13460	1277303848	449.035700	365.709049	26.176664	23.994242	5.83	5.34
13523	1277905447	450.355381	368.314247	25.411284	24.010574	5.64	5.33
13784	1279356028	448.668967	366.791226	26.647575	23.767725	5.94	5.30
13909	1280526511	443.682406	361.918061	27.744776	25.422301	6.25	5.73
14475	1288466030	444.791185	361.750230	26.983130	24.122871	6.07	5.42
14536	1289422959	434.230323	353.962435	26.169891	23.832638	6.03	5.49
3241	1290165820	420.971798	353.951689	25.939384	22.322001	6.16	5.30
14702	1291443296	419.816911	356.008050	25.230582	22.722467	6.01	5.41
14778	1292465534	421.934110	356.864073	27.162175	23.822642	6.44	5.65
14845	1293387702	428.529698	363.796359	27.237778	23.532472	6.36	5.49
14939	1294768164	426.839126	361.108276	26.319445	23.294095	6.17	5.46
15075	1296458514	428.438802	362.111719	26.358946	25.165128	6.15	5.87

Продолжение таблицы на следующей странице

$N_{\text{ран}}$	$t_{\text{мин}}$	K_{ASUM}	K_{DSUM}	ΔK_{ASUM}	ΔK_{DSUM}	δK_{ASUM}	δK_{DSUM}
	в формате UNIX, с	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	%	%
15207	1297474541	432.125610	365.238789	26.065890	23.242421	6.03	5.38
15449	1299659621	428.195234	362.695566	27.175417	23.491883	6.35	5.49
15599	1301877937	427.348730	360.150566	26.468161	23.816824	6.19	5.57
15658	1302763915	423.426629	358.388121	25.690824	21.870272	6.07	5.17
15725	1303857813	422.608199	352.524076	30.534761	22.920516	7.23	5.42
15760	1304424472	433.365475	352.536180	26.391989	23.308327	6.09	5.38
16119	1308195402	438.744991	355.214222	26.020452	21.933475	5.93	5.00
16168	1308925005	440.264043	358.555649	26.408658	22.933649	6.00	5.21
16221	1309640251	434.098396	357.856517	28.906422	23.528063	6.66	5.42
16284	1310847267	420.817725	359.590069	29.952344	21.710358	7.12	5.16
16356	1311638833	445.281073	360.866051	26.852335	22.965022	6.03	5.16
16425	1312327402	440.709738	361.081580	30.588920	22.274927	6.94	5.05
16516	1313493068	441.159151	357.894866	28.550725	23.330193	6.47	5.29
16547	1314066948	438.025291	357.150043	28.256884	24.141471	6.45	5.51
16573	1314531597	436.934382	357.233935	30.116324	23.160768	6.89	5.30
16672	1316041635	439.683036	358.074675	29.090719	24.220405	6.62	5.51
16713	1316751153	435.129153	355.508724	27.849862	25.257467	6.40	5.80
16749	1317356939	439.747991	359.081227	27.181732	23.847328	6.18	5.42
16793	1318156226	435.628978	354.858151	28.308916	23.099442	6.50	5.30
17020	1320654877	436.658336	356.811895	27.320031	23.472738	6.26	5.38
17384	1324982508	418.282348	355.168584	27.433691	21.577837	6.56	5.16
17642	1328287368	415.300389	354.547514	26.797673	21.780520	6.45	5.24
17704	1329239487	411.791573	354.625791	25.698495	21.768375	6.24	5.29
17870	1331815767	406.559298	354.283937	24.878767	22.158500	6.12	5.45
18190	1334194502	390.338503	349.246797	22.553995	21.670334	5.78	5.55
18241	1334857049	387.696495	344.942644	22.965869	22.309132	5.92	5.75
18335	1336158627	387.691196	343.720552	24.958511	22.601241	6.44	5.83
18671	1341353304	387.081982	341.212205	25.139290	23.547020	6.49	6.08
18764	1343173509	385.569133	340.101806	24.347052	22.145714	6.31	5.74
18916	1345435267	385.424206	338.701270	23.921693	23.179769	6.21	6.01
18971	1346417239	384.931746	339.899402	24.684953	21.769801	6.41	5.66
19048	1347799539	396.869075	336.469827	25.392427	22.525456	6.40	5.68
19100	1348581978	404.442645	340.962616	25.138126	22.168349	6.22	5.48
19179	1349979715	400.336076	337.650467	25.095223	22.227341	6.27	5.55
19232	1351003935	396.423963	335.770592	26.892303	22.430510	6.78	5.66
19673	1357274539	412.215577	347.542483	41.990125	35.096843	10.19	8.51
19738	1358333134	410.342711	342.999230	37.935441	36.632904	9.24	8.93
19805	1359368499	412.900970	345.123346	35.053548	32.768677	8.49	7.94
19857	1360241717	411.012146	349.182580	38.267964	35.110466	9.31	8.54
19940	1361405065	396.411358	338.231079	34.754785	31.342867	8.77	7.91
20001	1362537880	403.858078	341.165316	39.421361	40.064312	9.76	9.92
20115	1364432656	401.708715	344.266561	43.689045	35.155680	10.88	8.75
20186	1365545511	381.672084	335.731203	32.272946	30.444908	8.46	7.98
20294	1366972882	377.325564	329.611398	26.998428	24.389720	7.16	6.46
20427	1369152633	381.309707	330.166481	28.756512	24.879369	7.54	6.52

Продолжение таблицы на следующей странице

$N_{\text{ран}}$	$t_{\text{мин}}$	K_{ASUM}	K_{DSUM}	ΔK_{ASUM}	ΔK_{DSUM}	δK_{ASUM}	δK_{DSUM}
	в формате UNIX, с	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	%	%
20580	1371541527	382.633817	331.126938	28.548663	24.518173	7.46	6.41
20634	1372543865	390.173973	328.978981	25.258419	23.600991	6.47	6.05
20706	1373788170	384.738188	327.903207	27.275528	23.341890	7.09	6.07
20813	1375639177	389.063695	329.342707	26.781050	23.058076	6.88	5.93
20880	1376840479	390.388943	329.461004	26.632151	23.444437	6.82	6.01
21008	1379041357	383.765665	327.551105	30.312711	25.379421	7.90	6.61
21049	1379863241	379.957599	323.172002	28.211315	24.530489	7.42	6.46
21163	1381510695	381.156235	325.364907	29.532380	25.490973	7.75	6.69
528	1382690988	387.716241	324.547428	27.607942	24.246239	7.12	6.25
21359	1385119878	384.982701	318.023552	28.616075	23.562722	7.43	6.12
21432	1386251704	376.013829	318.842414	30.655011	24.123204	8.15	6.42
21484	1387234252	365.688892	315.176919	29.732749	27.377598	8.13	7.49
21569	1388515518	379.576064	315.740430	28.635693	24.347586	7.54	6.41
21666	1390193966	376.037350	314.475754	27.763102	22.696899	7.38	6.04
21733	1391296204	378.543767	316.681356	27.876010	25.012010	7.36	6.61
21814	1392291086	383.185240	321.350696	28.411461	25.828648	7.41	6.74
21925	1394106440	378.047661	315.021871	25.101488	23.261927	6.64	6.15
22118	1397382486	380.156474	313.579813	29.157596	24.081936	7.67	6.33
23479	1415812338	368.016166	308.221653	33.619031	30.148058	9.14	8.19
23609	1418151865	362.935374	304.863633	34.228201	27.639504	9.43	7.62
23696	1419639066	363.322649	303.249108	30.247294	25.288554	8.33	6.96
23759	1420791393	363.795648	304.512700	29.423588	24.984339	8.09	6.87
23862	1422353814	361.675604	303.283848	30.335344	26.394297	8.39	7.30
24082	1425310338	358.556159	307.779245	32.217462	26.783374	8.99	7.47
24181	1426878581	357.030916	305.224208	29.069539	25.617517	8.14	7.18
24270	1428434781	358.371746	301.345584	31.036842	25.575452	8.66	7.14
24331	1429407552	363.371676	308.487130	31.430846	25.555496	8.65	7.03
24536	1431397490	355.527889	300.573155	34.983061	28.352239	9.84	7.97
24571	1432030658	357.983345	301.074651	30.216805	26.271311	8.44	7.34
24629	1433073632	357.965647	300.978121	30.638479	25.318037	8.56	7.07
24679	1433912827	358.721104	302.116599	32.535043	26.277024	9.07	7.33
24735	1434889770	351.135317	297.421624	32.287529	26.020416	9.20	7.41
24825	1435844702	349.485759	300.149602	32.762801	27.114473	9.37	7.76
24917	1437397530	335.128768	297.726748	31.660489	28.285029	9.45	8.44
24965	1438271695	339.141686	301.283892	29.463560	28.726229	8.69	8.47
25011	1439020571	336.610669	298.727046	31.166976	27.179949	9.26	8.07
25085	1440409888	341.522585	301.935685	31.233558	26.625639	9.15	7.80
25132	1441308959	336.048897	298.887077	30.977501	26.500330	9.22	7.89
25185	1442252107	334.170258	298.789898	33.399470	26.658766	9.99	7.98
25244	1443256501	336.749335	298.256388	32.113431	30.777914	9.54	9.14
25393	1445540654	335.746102	299.929123	35.287597	28.176539	10.51	8.39
25467	1446671493	340.562152	292.359880	31.887447	28.710572	9.36	8.43
25770	1451777006	332.462737	292.017667	29.120553	24.349174	8.76	7.32
25883	1453543219	337.410031	294.042906	27.212317	24.726857	8.07	7.33
25949	1454554318	330.107517	289.736039	29.339350	25.201352	8.89	7.63

Продолжение таблицы на следующей странице

$N_{\text{ран}}$	$t_{\text{мин}}$	K_{ASUM}	K_{DSUM}	ΔK_{ASUM}	ΔK_{DSUM}	δK_{ASUM}	δK_{DSUM}
	в формате UNIX, с	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	усл.ед.зар. / МэВ	%	%
26061	1456621751	333.832511	293.039636	30.156666	25.489339	9.03	7.64
26100	1457383901	336.235166	293.652091	29.115720	25.104384	8.66	7.47
26153	1458398211	336.804272	293.888769	33.602663	29.867499	9.98	8.87
26211	1459332251	338.090739	295.571400	32.535737	29.265284	9.62	8.66
26277	1460364011	338.070877	295.437584	31.036366	26.846755	9.18	7.94
26466	1461986905	335.627104	294.837339	32.889320	27.185636	9.80	8.10
26522	1463043743	339.849636	292.588164	31.509812	27.294081	9.27	8.03
26595	1464192559	340.866994	294.413749	31.632645	28.365315	9.28	8.32
26861	1466628655	329.421493	290.015982	32.624664	27.016304	9.90	8.20
26923	1467626431	319.184453	287.144679	31.377972	29.004954	9.83	9.09
26979	1468516919	327.966078	289.597883	29.044157	26.670010	8.86	8.13
27044	1469495668	312.368966	290.592559	34.741160	30.066028	11.12	9.63
27077	1470108471	289.561291	294.170547	28.667329	25.912264	9.90	8.95
27126	1470850767	291.869082	295.073872	29.047954	26.390303	9.95	9.04
27197	1472160518	293.304083	288.067508	28.842328	28.297606	9.83	9.65
27248	1472871437	290.897086	286.850376	27.448738	26.022487	9.44	8.95
27316	1473979234	292.119013	287.629498	28.991615	26.701486	9.92	9.14
27401	1475320746	289.825933	288.492958	28.932229	26.531924	9.98	9.15
27432	1475878664	289.012671	287.376877	27.194660	26.610378	9.41	9.21
27517	1477199265	287.038675	284.965080	30.757403	27.644205	10.72	9.63
27561	1477986890	283.437084	285.067673	32.633685	28.039061	11.51	9.89
27685	1479388896	285.882862	281.414016	29.821132	29.410322	10.43	10.29
27841	1481264843	287.491948	286.847550	26.656923	25.816975	9.27	8.98

Таблица 16 — Коэффициенты пересчёта из собранного заряда в энергию, полученные в результате анализа изменения во времени положения моноэнергетической γ-линии от захвата термализованного нейтрона ядром атома водорода ^{1}H.

Приложение Б

Фон от реакторов для разных детекторов гео-нейтрино

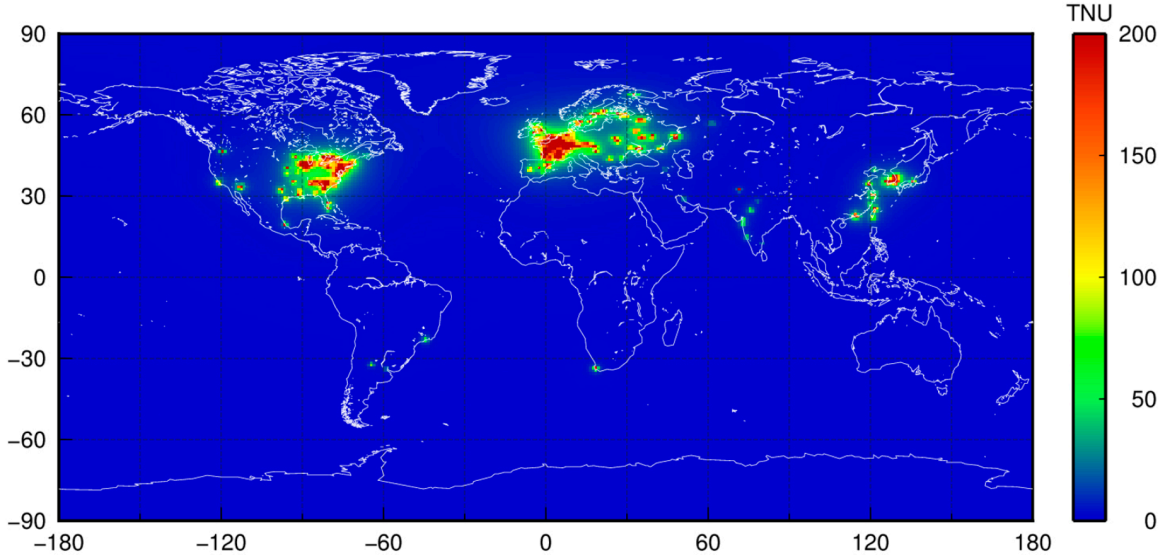


Рисунок Б.1 — Мировая карта распределения предсказанного антинейтринного сигнала (в единицах TNU) от АЭС в области энергий от 1.8 до 3.3 МэВ (LER). Карта имеет разрешение 1×1.

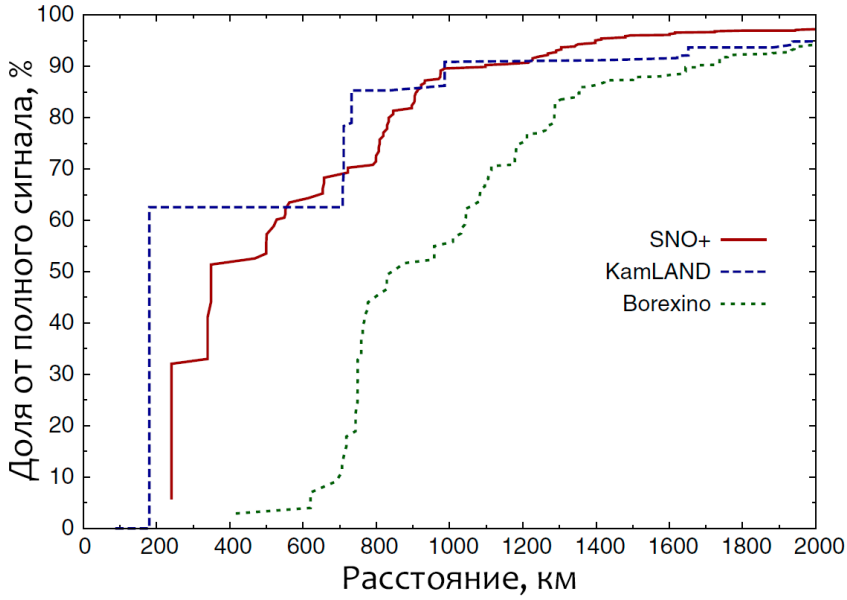


Рисунок Б.2 — Кумулятивное распределение вкладов в полный ожидаемый антинейтринный сигнал от реакторов в зависимости от расстояния между нейтринным детектором и ядерным реактором.

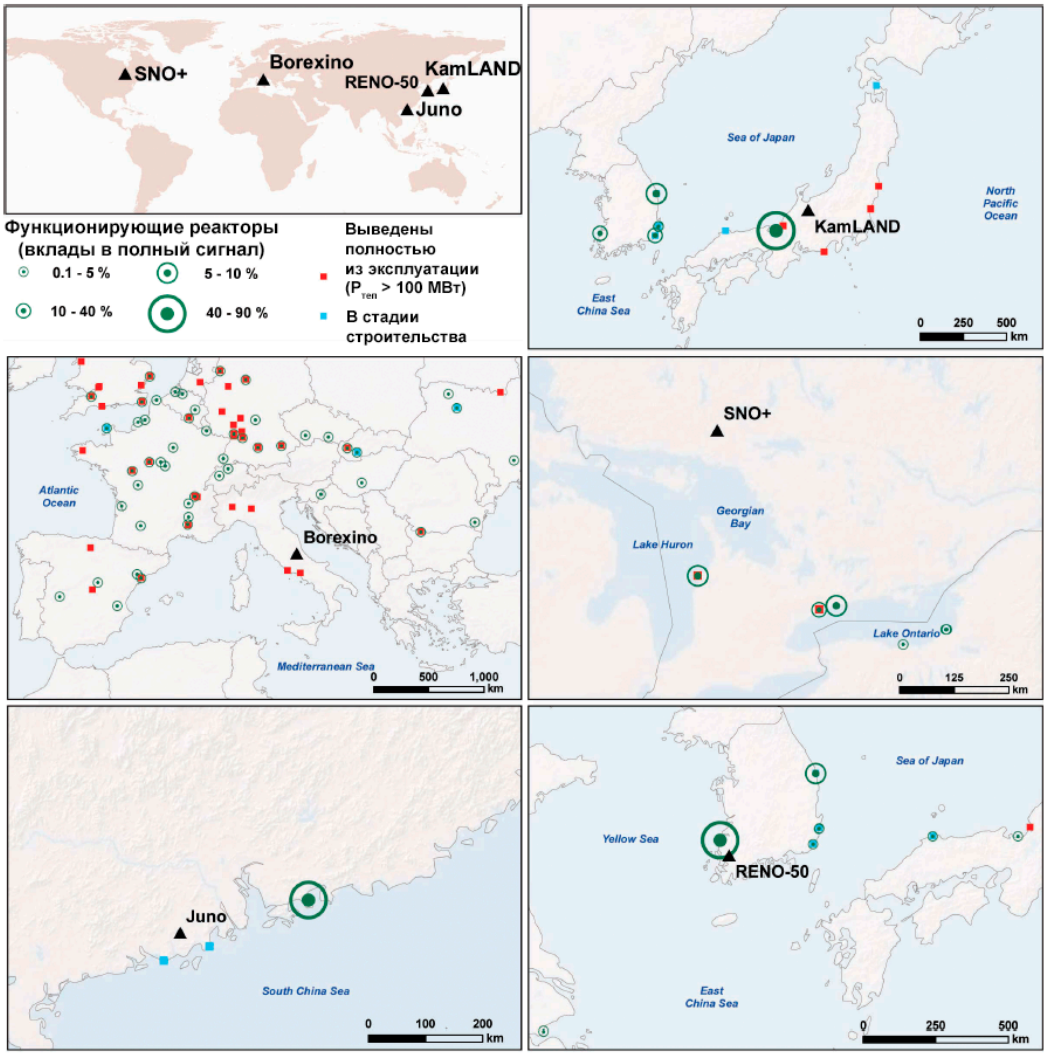


Рисунок Б.3 — Карты локальных распределений вкладов в антинейтринный сигнал от ближайших к детекторам реакторов. Приводятся результаты расчётов для трех экспериментов на длинной базе (KamLAND, Borexino и SNO+) и для двух экспериментов на средней базе (JUNO, RENO-50), установки для которых находятся в стадии создания.

Все изображения и результаты расчётов взяты из статьи [154]. Данные получены на основе информации о работе АЭС в 2013 году.