Российский Научный Центр «Курчатовский институт»

На правах рукописи

ЛИТВИНОВИЧ Евгений Александрович

ИЗУЧЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ⁷Ве-НЕЙТРИНО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ БОРЕКСИНО

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель – доктор физико-математических наук М. Д. Скорохватов

оглавление

Введение	4
ГЛАВА 1. Физика нейтрино от Солнца	14
1.1. Потоки нейтрино от Солнца в Стандартной солнечной модели	14
1.1.1. Генерация энергии Солнца	14
1.1.2. Энергетический спектр солнечных нейтрино	19
1.1.3. Неопределенности, влияющие на вычисления потоков нейтрин	1 0
от Солнца	22
1.2. Осцилляции солнечных нейтрино	25
1.2.1. Осцилляции в вакууме	25
1.2.2. Осцилляции в веществе	27
1.2.3. Влияние осцилляций с параметрами в области LMA на	
измеряемые потоки солнечных нейтрино	31
1.3. Рассеяние нейтрино на электроне, как метод детектирования солнечны	ыX
<i>V</i> _e	33
1.3.1. Сечение (ve ⁻)-рассеяния в Стандартной модели	33
1.3.2. Расчет энергетического спектра электронов отдачи в случае	
рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино	37

ГЛАВА 2. Разработка методов восстановления пространственных	
координат и энергии событий внутри сцинтилляционной мишени	40
2.1. Экспериментальная установка Борексино	41
2.2. Восстановление пространственных координат событий	46
2.3. Восстановление энергии событий	50
2.4. Анализ калибровочных данных Борексино	52
2.4.1. Фторопластовые диффузоры на нейлоновой сфере	52
2.4.2. Нейтронный источник Am-Be	54
2.4.3. γ-источники ⁵⁴ Mn и ⁸⁵ Sr	56
2.4.4. <i>α</i> -источник ²²² Rn	59

ГЛАВА 3. Изучение фоновых характеристик детектора Борексино	66
3.1. Радиоактивность, связанная с внешними источниками	67
3.1.1. Космические мюоны	67
3.1.2. Нейтроны	70
3.2. Собственный фон детектора	73
3.2.1. Сцинтиллятор	73
3.2.2. Другие, связанные с детектором, источники фона	83
3.3. Пучок v_{μ} из ЦЕРН в лабораторию Гран-Сассо	84
3.4. Наблюдения за стабильностью фоновых условий внутри детектора	88
3.4.1. Стабильность загрузки мюонного вето	88
3.4.2. Стабильность счета ²¹⁴ Ро (ряд ²³⁸ U) в сцинтилляторе	89
3.4.3. Стабильность счета ²¹² Ро (ряд ²³² Тh) в сцинтилляторе	91
3.4.4. Стабильность счета в области энергий $E = 2 \div 5$ МэВ	92

ГЛАВА 4. Анализ энергетического спектра Борексино
4.1. Вычисление ожидаемой для Борексино скорости счета солнечных
бериллиевых нейтрино
4.2. Экспериментальный спектр детектора в низкоэнергетической области 97
4.2.1. Скорость счета детектором ⁷ Ве солнечных нейтрино
4.2.2. Определение вероятности выживания ⁷ Ве солнечных нейтрино
<i>P</i> _{ee}
4.2.3. Определение потока ⁷ Ве солнечных нейтрино 103
4.2.3.1. Гипотеза отсутствия осцилляций 103
4.2.3.2. Гипотеза существования осцилляций 104
4.3. Замечания к ошибкам полученных результатов 105

Заключение	108
ЛИТЕРАТУРА	109

ВВЕДЕНИЕ

работа Настоящая диссертационная посвящена изучению моноэнергетических (E = 0.862 МэВ) «бериллиевых» нейтрино от Солнца при помощи сверхнизкофонового, жидко-сцинтилляционного детектора Борексино. Детектирование этих нейтрино было осуществлено впервые в режиме реального времени по реакции рассеяния на электронах внутри сцинтилляционной В мишени. результате, стало возможным экспериментальное определение потока этих нейтрино и осуществление наглядной проверки теории нейтринных осцилляций.

Детектирование нейтрино с энергиями $E_v < 1-2$ МэВ сопряжено с экспериментальными трудностями, которые обусловлены малостью сечений взаимодействий нейтрино, а также тем, что энергии нейтрино лежат в области естественной радиоактивности материалов и веществ, применяемых в детекторах. По этой причине, чувствительность экспериментов к детектированию низкоэнергетических нейтрино определяется уровнем фоновой загрузки и массой мишени детектора. Для выделения эффекта над фоном требуется привлечение высокоэффективных методов очистки материалов от радиоактивных примесей и высокая степень защиты детектора от космического излучения.

Согласно Стандартной солнечной модели (ССМ), нейтрино уносят менее 3% энергии термоядерного превращения водорода в гелий и имеют энергии 0÷18.8 МэВ, однако почти 99% покидающих Солнце нейтрино имеют энергии меньше 1 МэВ. Наиболее многочисленными (~91%) являются т.н. *pp*-нейтрино ($E_v < 0.43$ МэВ), образующиеся в центральных областях Солнца в реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + v_e$. Детектирование и определение потока рр-нейтрино является, по-видимому, завтрашним солнечных днем экспериментальной нейтринной астрофизики. Примерно 7% потока солнечных нейтрино составляют т. н. бериллиевые нейтрино, которые образуются на Солнце в результате захвата ядром бериллия электрона из

солнечной плазмы: $e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + v_e$. Эти нейтрино в 90% случаев имеют энергию $E_v = 0.862$ МэВ и в 10% случаев $E_v = 0.384$ МэВ.

До сих пор нейтрино от Солнца с энергиями меньше 1-2 МэВ детектировались только в радиохимических экспериментах. Предложение использовать для этой цели реакцию

$$v_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^- \tag{1}$$

было впервые высказано Б. М. Понтекорво [1]. Порог реакции составляет 0.814 МэВ. Более низким порогом (0.233 МэВ) обладает реакция:

$$v_e + {}^{71}\text{Ga} \to {}^{71}\text{Ge} + e^-, \qquad (2)$$

на возможность использования которой впервые обратил внимание В. А. Кузьмин [2]. В обоих случаях, количество образовавшихся в детекторах атомов ³⁷Ar ($T_{1/2} = 35.04$ сут) или ⁷¹Ge ($T_{1/2} = 11.43$ сут) может быть эффективно подсчитано при помощи методов радиохимии.

Недостаток радиохимических методов заключается в том, что детекторы способны регистрировать лишь интегральный поток нейтрино выше энергетического порога реакции. Информация о реакции на Солнце, в регистрируемые радиохимическими которой образуются детекторами нейтрино, остается В ЭТОМ случае неизвестной. В отличие OT радиохимических экспериментов, водные черенковские детекторы являются т.н. детекторами прямого счета и дают информацию об энергетическом спектре и направлении прилета нейтрино, однако все они имеют высокий порог регистрации (~2.2÷5 МэВ), обусловленный слабостью черенковского сигнала при меньших энергиях, а также высоким уровнем фона.

Последние измерения концентрации тяжелых ядер на поверхности Солнца (имеется в виду относительная распространенность по массе элементов тяжелее гелия) показали, что их распространенность меньше, чем

предполагалось ранее [3]. В то же время, солнечные модели, в которые было заложено новое значение концентраций, противоречат данным последних гелиосейсмологических измерений [4]. Вычисляемые в рамках солнечных моделей потоки нейтрино являются чувствительными к распространенности на Солнце тяжелых элементов. В частности, разность в величинах предсказываемых потоков бериллиевых солнечных нейтрино в моделях, отличающихся содержанием достигает 10%. тяжелых элементов, Детектирование и экспериментальное определение потока бериллиевых нейтрино с точностью 5% позволило бы ответить на важный в теории звездной эволюции вопрос о распространенности на Солнце элементов, тяжелее гелия [5].

Все имеющиеся экспериментальные данные по солнечным нейтрино указывают на проявление «дефицита» нейтрино от Солнца (загадка солнечных нейтрино). К настоящему времени получены убедительные доводы в пользу существования переходов нейтрино из одного флейворного состояния в другое (нейтринные осцилляции). На существование осцилляций экспериментов указывают данные нескольких С реакторными И атмосферными нейтрино. Среди экспериментов с солнечными нейтрино важнейший результат получен в нейтринной обсерватории Садбери (SNO -Sudbury Neutrino Observatory) с помощью детектора на тяжелой воде с массой мишени 1000 т., который ведет сбор данных с 1999 г. Детектор регистрирует взаимодействия солнечных нейтрино как по заряженному, так и по нейтральному каналам в реакциях:

$$v_e + d \to p + p + e^{-} \tag{3}$$

$$v_x + d \to p + n + v_x \tag{4}$$

$$v_x + e^- \rightarrow v_x + e^- \ (x = e, \ \mu, \ \tau) \tag{5}$$

Реакция (3) протекает с участием заряженного, а реакция (4) с участием нейтрального тока. Рассеяние нейтрино на электроне (5) протекает с

участием заряженного и нейтрального слабых токов в случае v_e и с участием только нейтрального тока в случае v_{μ} и v_{τ} . Одновременная чувствительность детектора к реакциям (3-5) позволила измерить не только электронную компоненту солнечного нейтринного излучения, но и ту его часть, которая в результате осцилляций перешла в v_{μ} или v_{τ} [6], [7], [8].

Данные эксперимента KamLAND указывают на то, что параметры нейтринных осцилляций лежат в области больших углов смешивания (LMA – Large Mixing Angle) [9]. Согласно LMA-решению теории нейтринных осцилляций, при энергиях нейтрино больше 4-5 МэВ преобладающим механизмом переходов нейтрино из одного флейворного состояния в другое являются осцилляции в веществе Солнца (эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна или МСВ-эффект), а при энергиях меньше 1-2 МэВ преобладают вакуумные осцилляции [10]. Ниже, особенности влияния осцилляций с параметрами в области LMA на измеряемые потоки солнечных нейтрино будут рассмотрены отдельно.

Рассеяние нейтрино на электроне (5) является широко используемым, но, ввиду малости сечений, непростым инструментом решения задач в рамках Стандартной модели и за ее пределами. Детектирование нейтрино по рассеянию на электронах имеет два основных преимущества перед другими реакциями взаимодействия нейтрино:

1. Чувствительность ко всем сортам нейтрино;

2. Отсутствие энергетического порога.

Исторически, интерес экспериментальной физики к (ve⁻)-рассеянию был продиктован потенциальной возможностью наблюдения в этом процессе интерференции заряженных и нейтральных токов, а также возможностью поиска у нейтрино магнитного момента.

Органические сцинтилляторы обладают высоким световыходом, достаточным для детектирования по (*ve*⁻)-рассеянию нейтрино с энергиями меньше 1 МэВ. Однако, как уже отмечалось выше, ввиду высокого уровня

фоновой радиоактивности в этой области энергий, сцинтилляционный метод детектирования (*ve*⁻)-рассеяния требует беспрецедентной радиационной чистоты сцинтиллятора и материалов конструкции детекторов. Эти задачи впервые удалось решить в рамках проекта Борексино, который имеет основной целью детектирование в режиме реального времени и определение потока бериллиевых солнечных нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ.

Измерение потока бериллиевых нейтрино от Солнца позволит согласовать Стандартную солнечную модель с накопленными к настоящему наблюдениями времени экспериментальными систематизировать И имеющиеся знания в области теории звездной эволюции. Кроме того, измерение потока бериллиевых нейтрино с точностью 5% позволит уменьшить неопределенности потоков нейтрино, которые образуются на Солнце в других реакциях [11]. В частности, может быть значительно уменьшена теоретическая неопределенность потоков нейтрино от CNOцикла, который играет главную роль в звездах, массивнее Солнца. При помощи точных (5%) измерений потока бериллиевых нейтрино может быть разрешен важный для ядерной астрофизики вопрос о распространенности на Солнце тяжелых элементов.

Основные задачи диссертационной работы заключались в следующем:

1. Разработка методов восстановления пространственных координат и энергии событий внутри сцинтилляционной мишени Борексино.

2. Анализ, в т.ч. при помощи разработанных методов, калибровочных данных Борексино.

 Изучение фоновых характеристик детектора Борексино.
 Систематическое наблюдение за стабильностью фоновых условий экспериментальной установки Борексино в процессе сбора данных.

4. Определение потока моноэнергетических бериллиевых нейтрино от Солнца с энергией $E_v = 0.862$ МэВ, испускаемых в процессе захвата электрона из солнечной плазмы ядром бериллия: ⁷Be(e^-, v_e)⁷Li.

5. Экспериментальное определение вероятности электронным солнечным нейтрино от ⁷Ве с энергией $E_{\nu} = 0.862$ МэВ остаться электронными P_{ee} (вероятность выживания).

В работе представлены следующие экспериментальные результаты, которые были получены с помощью сверхнизкофонового, жидкосцинтилляционного детектора Борексино, созданного при участии РНЦ «Курчатовский институт» и ведущего сбор данных в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия):

1. Впервые в режиме реального времени осуществлено детектирование солнечных нейтрино бериллиевой линии с энергией $E_v = 0.862$ МэВ по реакции (*ve*⁻)-рассеяния.

2. Определена скорость счета сцинтилляционным детектором Борексино бериллиевых солнечных нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ: $R(^7\text{Be}) = 49 \pm 3 \text{ (стат.)} \pm 4 \text{ (сист.) соб./(сут} \cdot 100 \text{ т}).$

3. Измерен полный поток бериллиевых нейтрино от Солнца:

- в модели без осцилляций: $\Phi(^7\text{Be}) = (2.74 \pm 0.27) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Найденное значение подтверждает наличие «дефицита» солнечных нейтрино;

- в модели с осцилляциями с параметрами в области больших углов смешивания (LMA): $\Phi(^{7}\text{Be}) = (5.18 \pm 0.51) \cdot 10^{9} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Это значение находится в согласии с предсказаниями ССМ.

4. Определена вероятность выживания электронных солнечных нейтрино от ⁷Ве с энергией 0.862 МэВ: $P_{ee} = 0.56 \pm 0.10$. Результаты измерений Борексино не согласуются с гипотезой отсутствия нейтринных осцилляций ($P_{ee} = 1$) на уровне 4σ .

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе обсуждаются механизмы генерации энергии Солнца в цепочках реакций *pp*- и СNO-циклов, приводятся значения потоков

солнечных нейтрино, получаемые в результате расчетов в рамках Стандартной солнечной модели. В отдельном параграфе рассматриваются основные источники неопределенностей вычислений потоков солнечных нейтрино.

Второй раздел этой главы посвящен проблеме смешивания различных сортов нейтрино. В настоящее время существуют веские экспериментальные указания в пользу существования нейтринных осцилляций. Отдельно рассматриваются механизмы вакуумных осцилляций и осцилляций в веществе, обсуждается влияние осцилляций с параметрами в области больших углов смешивания на детектируемые потоки нейтрино от Солнца.

В третьем разделе рассматривается рассеяние нейтрино на электроне в Стандартной модели электрослабых взаимодействий – процесс, который лежит в основе детектирования нейтрино от Солнца сцинтилляционным детектором Борексино. Приводятся результаты вычислений энергетического спектра электронов отдачи для случая рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино.

Вторая глава посвящена разработке методов восстановления пространственных координат и энергии событий внутри сцинтилляционной мишени. В первом разделе дается описание экспериментальной установки Борексино – сверхнизкофонового жидко-сцинтилляционного детектора, регистрирующего нейтрино от Солнца по реакции (*ve*⁻)-рассеяния. Показывается, что к радиационной чистоте детектора предъявляются чрезвычайно высокие требования.

Внедрение методов пространственной реконструкции событий позволяет выделить в мишени сферический чувствительный объем, который защищен дополнительным слоем сцинтиллятора от фоновой радиоактивности, связанной, прежде всего, с фотоумножителями детектора. Таким образом, активность внутри чувствительного объема оказывается, примерно, в 10² раз меньше активности вблизи края сцинтилляционной

мишени. Разработке метода пространственной реконструкции событий посвящен второй раздел этой главы.

Необходимость восстановления энергии событий продиктована неоднородностью светособирания Борексино. Отклик детектора различен для событий с одной и той же энергией в центре и на краю мишени. Разработке метода восстановления энергии сцинтилляционных событий в случае, когда уже известны его координаты, посвящен третий раздел.

Четвертый раздел посвящен анализу, в т.ч. при помощи разработанных методов, калибровочных данных Борексино. Приводятся результаты восстановления пространственных координат и энергии p/a источников, которые помещались в различные точки внутри сцинтилляционной мишени с целью настройки методов пространственной реконструкции и изучения энергетической шкалы Борексино. Исследуются пространственное и энергетическое разрешения детектора.

Третья глава посвящена изучению фоновых характеристик детектора Борексино. Выделение нейтринных событий ведется в области энергий естественной радиоактивности материалов. По этой причине изучение фоновых характеристик детектора и тщательный отбор событий, связанных с фоном и имитирующих (*ve*⁻)-рассеяние, является приоритетной задачей анализа данных.

В первом разделе обсуждается внешняя радиоактивность, т.е. фон, наведенный в детекторе внешними источниками. К таким источникам относятся, прежде всего, высогоэнергетические космические мюоны, не поглотившиеся в толще окружающих детектор горных пород. Отдельно обсуждается фон детектора, связанный с нейтронами.

Второй раздел посвящен рассмотрению собственного фона Борексино. Речь пойдет о фоне, связанном с загрязненностью сцинтиллятора и радиоактивностью элементов конструкции детектора. Будет показано, что

достигнутая в Борексино степень радиационной чистоты сцинтиллятора является рекордно высокой для экспериментальных установок такого класса.

В третьем разделе представлены результаты наблюдений при помощи Борексино пучка v_{μ} , который направляется в подземную лабораторию Гран-Сассо из ЦЕРН в рамках проекта CNGS. В результате взаимодействий этих нейтрино непосредственно в детекторе или с горными породами, окружающими лабораторию, происходит образование высокоэнергетических мюонов или электронов, которые могут быть зарегистрированы Борексино по черенковскому излучению.

Наблюдения за стабильностью и контроль фоновых условий важны с точки зрения понимания детектора и дальнейшего анализа как статистических, так и систематических погрешностей. Возрастание уровня фона по одной из компонент может определять стратегию анализа в соответствующие периоды сбора данных. В последнем разделе третьей главы суммируются результаты наблюдений за стабильностью фоновых условий детектора в течение всего времени сбора данных.

В четвертой главе рассматривается энергетический спектр Борексино. В первом разделе проводятся вычисления предсказываемой для Борексино скорости счета бериллиевых солнечных нейтрино. Последующие разделы посвящены работе с экспериментально измеренным энергетическим спектром детектора и результатам, которые получаются из его анализа.

Начальный этап работы со спектром заключается в последовательном вычитании из первичного спектра событий, которые при помощи описанных в третьей главе методик были идентифицированы, как фоновые. Далее, при помощи методов пространственной реконструкции событий, рассмотренных в главе 2 настоящей диссертации, в мишени детектора выделяется внутренний чувствительный объем. Получившийся спектр анализируется при помощи стандартного метода наименьших квадратов для определения вклада в спектр от солнечных нейтрино бериллиевой линии и оставшихся компонент

фона, которые на предыдущих этапах не удалось исключить из анализа.

По результатам найденной скорости счета солнечных бериллиевых нейтрино детектором Борексино определяется вероятность выживания P_{ee} и поток солнечных нейтрино бериллиевой линии. Последний раздел главы посвящен обсуждению ошибок полученных результатов.

В заключении суммируются основные результаты работы.

ГЛАВА 1. Физика нейтрино от Солнца

В этой главе обсуждаются механизмы генерации энергии Солнца в цепочках реакций *pp*- и СNO-циклов, приводятся значения потоков солнечных нейтрино, получаемые в результате расчетов в рамках Стандартной солнечной модели. В отдельном параграфе рассматриваются основные источники неопределенностей вычислений потоков солнечных нейтрино.

Второй раздел главы посвящен проблеме смешивания различных сортов нейтрино. В настоящее время существуют веские экспериментальные указания в пользу существования нейтринных осцилляций. Отдельно рассматриваются механизмы вакуумных осцилляций и осцилляций в веществе, обсуждается влияние осцилляций с параметрами в области больших углов смешивания (LMA) на потоки нейтрино от Солнца.

В третьем разделе рассматривается рассеяние нейтрино на электроне в Стандартной модели электрослабых взаимодействий – процесс, который лежит в основе детектирования нейтрино от Солнца сверхнизкофоновым сцинтилляционным детектором Борексино. Приводятся результаты вычислений энергетического спектра электронов отдачи для случая рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино.

1.1. Потоки нейтрино от Солнца в Стандартной солнечной модели

1.1.1. Генерация энергии Солнца

В основе существующих сегодня представлений о генерации энергии звездами лежат фундаментальные работы Вайцзекера [12], [13] и Бете [14]. В настоящее время считается установленным тот факт, что эволюция Солнца и других звезд на главной последовательности проявляется в горении

водорода. Слияние протонов в центральных областях Солнца более чем в 99% случаев инициирует т.н. протон-протонный цикл (*pp*-цикл) – последовательность ядерных реакций, конечным продуктом которой является гелий. В остальных случаях реализуется углеродно-азотнокислородный цикл (СNO-цикл), который также завершается образованием гелия. Общее превращение, происходящее в результате цепочек таких реакций, символически представляется уравнением:

$$4p \to \alpha + 2e^+ + 2v_e \tag{6}$$

Полная энергия, выделяющаяся в результате одного конечного превращения (6), составляет ~26.7 МэВ, из которых ~0.6 МэВ уносят нейтрино. В случае СNO-цикла общее превращение четырех протонов в α -частицу, два позитрона и два нейтрино происходит через распространенное в звездных условиях тяжелое ядро ¹²С.

Нейтрино образуются в солнечном ядре в пяти различных ядерных реакциях внутри *pp*-цикла и трех реакциях внутри CNO-цикла. Энергии всех солнечных нейтрино лежат в области 0 ÷ 18.8 МэВ, при этом почти 99% нейтрино имеют энергии меньше 1 МэВ. Среди них т.н. *pp*-нейтрино являются наиболее многочисленными (~91%). Об энергетическом спектре солнечных нейтрино речь пойдет в следующем параграфе.

Оценка потока нейтрино от Солнца может быть сделана уже непосредственно из измерений солнечной светимости $L_{солн.}$, а именно, имеет место соотношение [15]:

$$\frac{L_{conn.}}{4\pi \cdot (a.e.)^2} = \sum_i \varepsilon_i \Phi_i , \qquad (7)$$

в котором *а.е.* представляет собой среднее расстояние между Землей и Солнцем (1.5 · 10⁸ км). Суммирование в выражении (7) производится по количеству ядерных реакций в звезде, в которых происходит

энерговыделение, ε_i и Φ_i – количество выделяемой энергии и поток нейтрино в *i*-той реакции, соответственно. Измерения солнечной светимости дают 3.8 · 10^{33} эрг/с (подробнее см. раздел 1.3.3). Тогда, на основании (7), полный поток нейтрино от Солнца должен составлять 6.3 · 10^{10} см⁻² с⁻¹.

<u>рр-цикл</u>

Протон-протонный цикл начинается с осуществления одной из двух реакций, ведущих к образованию дейтерия:

$$p + p \to d + e^+ + v_e$$
 (99.8%) (8)

$$p + e^- + p \longrightarrow d + v_e \qquad (0.2\%) \tag{9}$$

Нейтрино, образующиеся в реакции (8) (*pp*-нейтрино), имеют непрерывный энергетический спектр в области энергий $E_v < 0.42$ МэВ. Энергия нейтрино, образующихся в реакции (9) (т.н. *pep*-нейтрино), представляет собой монолинию $E_v = 1.44$ МэВ.

Продолжением *pp*-цикла является слияние дейтерия, образовавшегося в реакциях (8-9), с протоном:

$$d + p \rightarrow {}^{3}\text{He} + \gamma$$
 (10)

В этой важной реакции происходит образование ³He, для которого на следующем этапе *pp*-цикла возможны следующие реакции:

$${}^{3}\text{He} + {}^{3}\text{He} \rightarrow {}^{4}\text{He} + 2p$$
 (85%) (11)

$${}^{3}\text{He} + {}^{4}\text{He} \rightarrow {}^{7}\text{Be} + \gamma$$
 (15%) (12)

$${}^{3}\text{He} + p \rightarrow {}^{4}\text{He} + e^{+} + v_{e}$$
 (0.00002%) (13)

В реакциях (11) и (13) образуется ⁴Не, и, таким образом, *pp*-цикл завершается. В очень редкой реакции (13) образуются т.н. *hep*-нейтрино с

энергиями *E_v* < 18.77 МэВ.

Дальнейшее развитие *pp*-цикла возможно только через ядро ⁷Ве, которое образовалось в процессе (12). В реакции захвата электрона из солнечной плазмы, которая идет в 99.7% случаев, происходит образование т.н. бериллиевых нейтрино, на детектирование которых нацелен проект Борексино:

$$^{7}\text{Be} + e^{-} \rightarrow ^{7}\text{Li} + v_{e} \tag{14}$$

Эти нейтрино в 90% случаев имеют энергию 0.862 МэВ и в 10% случаев энергию 0.384 МэВ. В остальных случаях происходит реакция с образованием радиоактивного ⁸В:

$${}^{7}\text{Be} + p \to {}^{8}\text{B} + \gamma \tag{15}$$

Последующее протекание *pp*-цикла возможно как с участием ⁷Li, так и с участием ⁸B. В первом случае происходит окончание *pp*-цикла реакцией:

$${}^{7}\mathrm{Li} + p \to {}^{4}\mathrm{He} + {}^{4}\mathrm{He}$$
 (16)

Во втором случае ⁸В ($T_{1/2} = 770$ мс) распадается с образованием бериллия-8 в возбужденном состоянии:

$$^{8}B \rightarrow ^{8}Be^{*} + e^{+} + v_{e} \tag{17}$$

В этой реакции происходит образование т.н. борных солнечных нейтрино, имеющих непрерывный энергетический спектр $E_v < 14.06$ МэВ. Окончание *pp*-цикла происходит в этом случае в результате реакции:

$${}^{8}\text{Be}^{*} \rightarrow {}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \tag{18}$$

Видно, что образование борных солнечных нейтрино с энергиями $E_v < 14.06$ МэВ возможно только в том случае, если имеет место реакция (12), в которой образуется бериллий.

<u>СNО-цикл</u>

СNO-цикл реализуется на Солнце лишь в 0.4% случаев. Однако в звездах с массой и температурой, значительно превышающими солнечные, этот механизм генерации энергии является преобладающим. Как и в случае *pp*-цикла, конечным продуктом последовательности термоядерных реакций СNO-цикла является гелий. В трех реакциях CNO-цикла происходит образование нейтрино. Это реакции β^+ -распада ядер ¹³N, ¹⁵O и ¹⁷F.

Основная ветвь СNО-цикла представляет собой следующую последовательность реакций:

$${}^{12}\mathrm{C} + p \to {}^{13}\mathrm{N} + \gamma \tag{19}$$

$${}^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + v_e$$
 (20)

$${}^{13}\mathrm{C} + p \to {}^{14}\mathrm{N} + \gamma \tag{21}$$

$${}^{14}\mathrm{N} + p \longrightarrow {}^{15}\mathrm{O} + \gamma \tag{22}$$

$${}^{15}\text{O} \to {}^{15}\text{N} + e^+ + v_e$$
 (23)

$${}^{15}\mathrm{N} + p \longrightarrow {}^{12}\mathrm{C} + {}^{4}\mathrm{He}$$
 (24)

В последней реакции происходит образование ¹²С, с которого ветвь и началась. Таким образом, количество ядер углерода в звезде остается неизменным. В реакциях (20) и (23) образуются нейтрино, имеющие энергии < 1.2 и < 1.7 МэВ, соответственно.

На стадии образования ¹⁵N в реакции (23), дальнейшее протекание СNO-цикла возможно и по другому сценарию:

$${}^{15}\mathrm{N} + p \to {}^{16}\mathrm{O} + \gamma \tag{25}$$

$${}^{16}\mathrm{O} + p \to {}^{17}\mathrm{F} + \gamma \tag{26}$$

$${}^{17}\text{F} \to {}^{17}\text{O} + e^+ + v_e$$
 (27)

$${}^{17}\text{O} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + {}^{4}\text{He}$$
(28)

В реакции (27) β^+ -распада ¹⁷F образуются нейтрино с энергией < 1.7 МэВ.

Помимо образования ядра ¹⁴N в реакции (28), захват протона ядром ¹⁷O может привести к образованию ¹⁸F. В этом случае окончанием CNO-цикла будет следующая, крайне редкая последовательность реакций:

$${}^{17}\mathrm{O} + p \longrightarrow {}^{18}\mathrm{F} + \gamma \tag{29}$$

$${}^{18}\text{F} \to {}^{18}\text{O} + e^+ + v_e$$
 (30)

$${}^{18}\text{O} + p \rightarrow {}^{15}\text{N} + {}^{4}\text{He}$$
(31)

Нейтрино, образующиеся в реакции (30), имеют энергию < 0.64 МэВ. Эти нейтрино составляют всего ~1% потока всех нейтрино от СОО-цикла.

1.1.2. Энергетический спектр солнечных нейтрино

Под (CCM) Стандартной солнечной моделью понимается эволюционная модель звезды с параметрами Солнца (возраст, масса, радиус, светимость, химический состав и др.). Приложением ССМ к нейтринной астрофизике являются вычисления потоков нейтрино в реакциях pp- и CNOциклов. Потоки находятся в результате интегрирования по объему Солнца скоростей образования нейтрино в соответствующих реакциях. В ССМ закладывается более двадцати параметров, значения которых известны с различной степенью достоверности. Разброс значений закладываемых параметров определяет разные варианты ССМ, однако отличия в потоках нейтрино, образующихся в большинстве из реакций, достигают, как правило, всего нескольких процентов.

При построении ССМ делаются следующие важные предположения [16]:

- Солнце находится в гидростатическом равновесии;

- перенос энергии внутри Солнца осуществляется фотонами или конвекцией;

- первоначально химический состав солнечных недр был однородным. Изменение распространенности элементов происходит в результате ядерного синтеза.

Далее, в результате решения уравнения эволюции отыскивается такая модель звезды, параметры которой соответствуют современным параметрам Солнца по прошествии времени 4.57 · 10⁹ лет (возраст Солнца).

Табл. 1. Потоки солнечных нейтрино для реакций *pp*- и CNO-циклов, рассчитанные в рамках Стандартной солнечной модели, и их неопределенности [5].

	Реакция на Солнце	Энергия <i>v</i> _e ,	Поток v_e , см ⁻²	$\%,\sigma$
		МэВ	c ⁻¹	
pp	$p + p \rightarrow d + e^+ + v_e$	< 0.420	$5.97 \cdot 10^{10}$	0.6
pep	$p + e^- + p \rightarrow d + v_e$	1.442	$1.41 \cdot 10^{8}$	1.1
hep	$^{3}\text{He} + p \rightarrow ^{4}\text{He} + e^{+} + v_{e}$	< 18.773	$7.90 \cdot 10^{3}$	15
⁷ Be	$e^{-} + {}^{7}\text{Be} \rightarrow {}^{7}\text{Li} + v_{e}$	0.862 (90%)	5.07 · 10 ⁹	6
		0.384 (10%)		
⁸ B	$^{8}\text{B} \rightarrow ^{8}\text{Be}^{*} + e^{+} + v_{e}$	< 14.06	$5.94 \cdot 10^{6}$	11
^{13}N	$^{13}N \rightarrow ^{13}C + e^+ + v_e$	< 1.20	$2.88 \cdot 10^{8}$	15
¹⁵ O	$^{15}\mathrm{O} \rightarrow ^{15}\mathrm{N} + e^+ + v_e$	< 1.73	$2.15 \cdot 10^{8}$	+17 -16
17 F	${}^{17}\mathrm{F} \rightarrow {}^{17}\mathrm{O} + e^+ + v_e$	< 1.74	$5.82 \cdot 10^{6}$	+19 -17

Стандартная модель Солнца задает количественные соотношения между потоками нейтрино, рождающихся в различных реакциях. В табл. 1 приведены значения потоков солнечных нейтрино для реакций *pp*- и CNOциклов, рассчитанные в рамках Стандартной солнечной модели, и их неопределенности [5]. Из таблицы видно, что среди реакций *pp*-цикла наибольшей неопределенностью обладают на сегодняшний день потоки *hep*-(15%) и борных (11%) солнечных нейтрино. Погрешность вычислений потоков нейтрино от СNO-цикла еще выше.

Как уже отмечалось во введении, в настоящее время не может быть сделан выбор в пользу одной из моделей Солнца, отличающихся распространенностью тяжелых элементов (имеется в виду относительная распространенность по массе элементов тяжелее гелия). Измерения концентрации тяжелых ядер ведутся при помощи анализа солнечной фотосферы. Последние измерения показывают, что распространенность тяжелых элементов на поверхности Солнца, по-видимому, меньше, чем предполагалось ранее. В то же время оказывается, что солнечные модели, в которые заложено это новое значение концентраций, противоречат данным последних гелиосейсмологических измерений. Приведем для сравнения потоки нейтрино от Солнца, которые получаются в модели с малой распространенностью тяжелых элементов. Они даны в табл. 2 [5].

Табл. 2. Потоки солнечных нейтрино для реакций *pp*- и CNO-циклов, рассчитанные в рамках Стандартной солнечной модели с малой распространенностью тяжелых элементов, и их неопределенности [5].

	Поток v_e , см ⁻² с ⁻¹	$\%,\sigma$
pp	$6.04 \cdot 10^{10}$	0.5
рер	$1.45 \cdot 10^{8}$	10
hep	$8.22 \cdot 10^{3}$	15
⁷ Be	4.55 · 10 ⁹	6
⁸ B	$4.72 \cdot 10^{6}$	11
^{13}N	$1.89 \cdot 10^{8}$	+14 -13
¹⁵ O	$1.34 \cdot 10^{8}$	+16 -15
17 F	$3.25 \cdot 10^{6}$	+16 -15

Энергетический спектр солнечных нейтрино представлен на рис. 1 [17]. Сплошными линиями показаны спектры нейтрино, образующихся в реакциях *pp*-цикла, пунктирными – в реакциях СNO-цикла.



Рис. 1. Энергетический спектр солнечных нейтрино [17]. Сплошными линиями показаны спектры нейтрино, образующихся в реакциях *pp*-цикла, пунктирными – в реакциях СNO-цикла.

Рассмотрим отдельно главные источники неопределенностей, которые влияют на вычисления потоков солнечных нейтрино.

1.1.3. Неопределенности, влияющие на вычисления потоков нейтрино от Солнца

От точности, с которой известны значения более чем двадцати параметров, закладываемых в ССМ, зависит точность вычислений потоков солнечных нейтрино. Последняя, в свою очередь, играет решающую роль при планировании экспериментов по детектированию нейтрино от Солнца. Так, например, ввиду неудовлетворительного знания сечений реакций (11) и (12), а также других параметров ССМ в период подготовки хлор-аргонового эксперимента, ожидаемая для хлорного детектора скорость счета борных солнечных нейтрино была первоначально занижена [18].

Все неопределенности, влияющие на вычисления нейтринных потоков в рамках солнечных моделей, могут быть разбиты на два класса: неопределенности, связанные с физическими характеристиками Солнца, и неопределенности, задаваемые только ядерной физикой и связанные с вычислением скоростей реакций при энергиях частиц ~1÷30 кэВ, т.е. в условиях, имеющих место на Солнце. Считается [16], что наиболее сильно на величины предсказываемых потоков нейтрино влияют следующие параметры:

- полная солнечная светимость;

- возраст Солнца;

- начальное отношение по массе элементов тяжелее гелия к водороду Z/X;

- скорость диффузии ядер;

- радиационная непрозрачность;

- низкоэнергетические *S*-факторы, определяющие скорости протекания реакций.

Физические характеристики Солнца определяются средствами экспериментальной астрономии, гелиосейсмологии и др. Так, например, солнечная светимость измеряется при помощи радиометров, которые размещаются на спутниках, выводимых на орбиту Земли. Регулярные измерения светимости ведутся с 1976 г. Согласно измерениям, полная солнечная светимость составляет $3.8418 \cdot 10^{33}$ эрг/с и известна с точностью 0.4% (±1 σ) [19].

Возраст Солнца определяется на основании радиохимического анализа

метеоритов (хондриты) и равен 4.57 · 10⁹ лет. Погрешность определения возраста Солнца составляет на сегодняшний день 0.44% [20]

Как уже отмечалось, чрезвычайно важным параметром ССМ является Солнце тяжелых элементов, CCM распространенность на хотя В сами значения распространенностей, а начальное закладываются не отношение по массе всех элементов тяжелее гелия к водороду Z/X. Распространенность тяжелых элементов влияет на вычисления радиационной непрозрачности, от которой, в свою очередь, зависит распределение температур внутри Солнца. Ввиду того, что температура солнечных недр определяет скорости протекания реакций, вычисления потоков нейтрино сильно зависят от этого параметра. Оценки распространенности тяжелых элементов делаются при помощи анализа состава хондритов и солнечной фотосферы. Подробнее о роли в ССМ распространенности тяжелых элементов на Солнце см. [16], [21].

Важность для ССМ такого параметра, как радиационная непрозрачность, объясняется тем, что перенос энергии в недрах Солнца осуществляется, главным образом, фотонами. Оценки непрозрачности солнечного вещества к излучению основаны на измерениях скорости звука в различных областях Солнца. Такие оценки делаются при помощи методов, разрабатываемых в рамках гелиосейсмологии.

Низкоэнергетические S-факторы ядерных реакций (фактор Гамова проницаемости кулоновского барьера) определяют скорость их протекания в условиях, имеющих место на Солнце. Температура в центре Солнца равна Т = (15.68 ± 0.03) · 10⁶ К, что соответствует кинетической энергии частиц масштаба нескольких кэВ. Точные вычисления S-факторов затруднены по причине невозможности воссоздания в лабораториях условий, реализуемых на Солнце. Так, при вычислении потока бериллиевых нейтрино значительную неопределенность в расчеты вносит значение S-фактора для реакции ³He(α , γ)⁷Be (т.н. S₃₄), в которой происходит образование бериллия в солнечном веществе. Точные измерения этого одного из важнейших

параметров ССМ были осуществлены лишь в 2007 г. коллаборацией LUNA, которая получила значение: $S_{34}(0) = 0.567 \pm 0.018 \pm 0.004$ кэВ · барн [22]. Исчерпывающее рассмотрение протекающих на Солнце ядерных реакций, а также рассмотрение методик вычисления соответствующих *S*-факторов содержится в фундаментальной работе [23].

Из параметров, задающих физические характеристики Солнца, на сегодняшний день наименее точно известно начальное отношение по массе элементов тяжелее гелия к водороду *Z/X*. От этого параметра наиболее сильно зависит точность вычисления потоков нейтрино, образующихся в СNО-цикле (вклад в суммарную неопределенность потоков от этого параметра достигает 25%). Для потоков бериллиевых и борных нейтрино на сегодняшний день наибольшую неопределенность вносит радиационная непрозрачность: 3.2% и 6.8%, соответственно [5].

1.2. Осцилляции солнечных нейтрино

1.2.1. Осцилляции в вакууме

На возможность переходов вида $v_e \leftrightarrow \tilde{v}_e$ впервые указывал Б. М. Понтекорво в 1957 г. [24]. В 1962 г. З. Маки, М. Накагава и С. Саката [25] предложили расширение Стандартной модели, связанное с возможностью существования переходов $v_e \leftrightarrow v_{\mu}$. Очевидно, что лептонное число в этих процессах не сохраняется.

Флейворное состояние нейтрино может быть разложено по волновым функциям массовых состояний с фиксированными значениями энергии:

$$\left|\nu_{x}\right\rangle_{t} = \sum_{j} U_{xj} e^{-iE_{j}t} \left|\nu_{j}\right\rangle, \quad (x = e, \, \mu, \, \tau), \tag{32}$$

где в общем случае трех поколений нейтрино матрица U_{xj} представляет т.н. *PMNS*-матрицу (Понтекорво – Маки – Накагава – Саката). Часто предполагается, что массовые состояния нейтрино обладают одинаковыми импульсами. Это важное положение теории обсуждается в работе [26].

Рассмотрение осцилляций в случае трех поколений нейтрино является довольно громоздким, поэтому рассмотрим для наглядности случай двухкомпонентного нейтрино, который является достаточным для понимания эффектов осцилляций нейтрино от Солнца. В случае осцилляций $v_e \leftrightarrow v_{\mu}$ волновые функции электронного и мюонного нейтрино могут быть разложены по волновым функциям собственных массовых состояний:

$$|\nu_{e}\rangle = \cos\theta_{V}|\nu_{1}\rangle + \sin\theta_{V}|\nu_{2}\rangle, \qquad |\nu_{\mu}\rangle = -\sin\theta_{V}|\nu_{1}\rangle + \cos\theta_{V}|\nu_{2}\rangle \qquad (33)$$

где массовые состояния $|v_1\rangle$ и $|v_2\rangle$ отвечают собственным значениям полного гамильтониана системы и распространяются независимо, а θ_V – т.н. вакуумный угол смешивания двух массовых состояний $|v_1\rangle$ и $|v_2\rangle$ ($m_2 > m_1$). Вследствие разности масс, состояния $|v_1\rangle$ и $|v_2\rangle$ имеют разные фазовые скорости: $\Delta v_{\phi a 3.} = \Delta m^2 / 2E^2$, где $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Это приводит к тому, что при движении системы в вакууме относительные фазы массовых состояний изменяются во времени.

На основании (32-33), изменение состояния электронного нейтрино во времени:

$$\left| \boldsymbol{v}_{e} \right\rangle_{t} = \cos \theta_{V} \cdot e^{-iE_{1}t} \left| \boldsymbol{v}_{1} \right\rangle + \sin \theta_{V} \cdot e^{-iE_{2}t} \left| \boldsymbol{v}_{2} \right\rangle$$
(34)

Вероятность электронному нейтрино остаться электронным в момент времени *t* есть квадрат модуля амплитуды, т.е. коэффициента при $|v_1\rangle$ в (34), и равна:

$$P(v_e \to v_e) = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left[\frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]$$
(35)

Разность энергий для релятивистских нейтрино $E_2 - E_1 = \frac{\Delta m^2}{2E}$, $m_2 > m_1$. Таким образом, для $P(v_e \rightarrow v_e)$ на расстоянии R от источника (в приближении $R \approx t$) получается значение:

$$P(v_e \to v_e) = 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot R}{L_V}\right), \tag{36}$$

где $L_v = \frac{2\pi}{\Delta v_{\phi as}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$ - длина вакуумных осцилляций. Она соответствует такому расстоянию от точки рождения нейтрино, на котором разность фаз становится равной 2π , и система возвращается в свое первоначальное состояние.

В системе единиц СИ при анализе данных нейтринных экспериментов вероятность $P(v_e \rightarrow v_e)$ часто записывают в виде:

$$P(v_e \to v_e) \approx 1 - \sin^2 2\theta_V \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 [\Im B^2] \cdot R[M]}{E[M \Im B]} \right)$$
(37)

1.2.2. Осцилляции в веществе

Особенности влияния вещества на распространение нейтрино впервые рассматривались Л. Вольфенштейном [27, 28], а позднее С. П. Михеевым и А. Ю. Смирновым [29, 30]. Теория получила дальнейшее развитие в фундаментальных работах [31, 32, 33]. Влияние вещества на распространение нейтрино может быть сведено к двум принципиально различным эффектам в зависимости от характера плотности среды:

1. Резонансное усиление осцилляций в веществе (постоянная плотность).

2. Адиабатическая конверсия нейтрино (переменная, медленно меняющаяся плотность).

Влияние вещества проявляется во взаимодействии нейтрино с электронами атомов среды. Это взаимодействие различно для v_e и $v_{\mu,\tau}$. Как уже отмечалось, в случае $v_{\mu,\tau}$ (ve^-)-рассеяние протекает при участии только нейтрального Z^0 бозона, в то время как для v_e при участии не только нейтрального, но и заряженных W^{\pm} -бозонов. Наличие этого дополнительного для v_e взаимодействия приводит к дополнительной разности фаз по мере распространения массовых состояний в веществе.

В области энергий, которыми обладают нейтрино от Солнца, существенную роль при распространении нейтрино играет только процесс упругого рассеяния вперед (неупругими процессами пренебрегают) [27]. Потенциальную энергию, приобретаемую *v_e* в результате взаимодействия с участием заряженного тока, записывают в виде [31]:

$$V = \sqrt{2}G_F n_e, \tag{38}$$

где G_F – константа Ферми, n_e – концентрация электронов в среде. По аналогии с (33), для соотношений между массовыми состояниями в веществе $|v_{1m}\rangle$ и $|v_{2m}\rangle$ и флейворными состояниями имеем:

$$|v_{e}\rangle = \cos\theta_{M}|v_{1m}\rangle + \sin\theta_{M}|v_{2m}\rangle, \qquad |v_{\mu}\rangle = -\sin\theta_{M}|v_{1m}\rangle + \cos\theta_{M}|v_{2m}\rangle, \qquad (39)$$

где θ_M – угол смешивания в веществе, который выражается через вакуумный угол смешивания θ_V :

$$\sin^2 2\theta_M = \frac{\sin^2 2\theta_V}{\left(\cos 2\theta_V - \lambda\right)^2 + \sin^2 2\theta_V}$$
(40)

Здесь $\lambda = \frac{L_v}{L_e} = \frac{2E \cdot V}{\Delta m^2}$, L_e – длина нейтрино-электронного взаимодействия, которая в системе единиц СИ определяется, как $L_e = \frac{\sqrt{2}\pi\hbar c}{G_E n_e}$. Разность

квадратов масс Δm_M^2 имеет вид:

$$\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sqrt{\left(\cos 2\theta_V - \lambda\right)^2 + \sin^2 2\theta_V}$$
(41)

Из выражения (40) для угла смешивания в веществе видно, что случай $\lambda = \frac{L_v}{L_e} = \cos 2\theta_v$ отвечает условию резонанса (угол смешивания становится максимальным). Важным является тот факт, что λ зависит не только от разности квадратов масс Δm^2 и плотности электронов среды, но и от энергии нейтрино.

Плотность электронов среды, необходимая для осуществления резонанса, также зависит от энергии нейтрино и имеет вид:

$$n_{e,pes.} = \frac{\left|\Delta m^2\right| \cos 2\theta_V}{2\sqrt{2}G_F E} \tag{42}$$

Случай постоянной плотности среды

В веществе с постоянной плотностью длина нейтрино-электронного взаимодействия не меняется. Как и в вакууме, по мере распространения нейтрино происходит монотонное увеличение разности фаз между собственными массовыми состояниями. Как видно из (40), случай $\lambda = \cos 2\theta_v$ отвечает условию резонанса. Если энергия солнечных v_e больше некоего резонансного значения, соответствующего плотности электронов в недрах Солнца (42), тогда возможно т.н. резонансное усиление осцилляций в веществе Солнца. Вероятность электронному нейтрино остаться электронным в момент времени *t* на расстоянии *R* от источника дается выражением, аналогичным случаю вакуумных осцилляций:

$$P(v_e \to v_e) = 1 - \sin^2 2\theta_M \sin^2 \left(\frac{\pi \cdot R}{L_M}\right), \tag{43}$$

где *L*_{*M*} – длина осцилляций в веществе, которая теперь определяется, как:

$$L_{M} = \frac{L_{V}}{\sqrt{1 - 2\lambda\cos 2\theta_{V} + \lambda^{2}}}$$
(44)

Если длина нейтрино-электронного взаимодействия значительно больше длины вакуумных осцилляций, т.е. $L_e >> L_V$, тогда $\sin^2 2\theta_M \cong \sin^2 2\theta_V$ и осцилляции в веществе сводятся к осцилляциям в вакууме. При $L_e << L_V$, $\sin^2 2\theta_M \cong \left(\frac{L_e}{L_V}\right)^2 \sin^2 2\theta_V$ и смешивание в веществе подавляется множителем $\left(\frac{L_e}{L_V}\right)^2$.

Случай переменной плотности среды

В веществе с переменной плотностью возможна т.н. адиабатическая конверсия нейтрино. В результате наличия взаимодействия v_e с электронами через заряженный *W*-бозон, в первоначальный момент времени состояние $|v_e\rangle$ приобретает дополнительную массу и при заданных параметрах осцилляций может оказаться близким к более тяжелому массовому

состоянию $|v_{2m}\rangle$. Если, по мере движения нейтрино из солнечных недр наружу, уменьшение плотности окружающих электронов происходит плавно, тогда при выходе из Солнца исходное состояние $|v_e\rangle$ остается близким к вакуумному флейворному состоянию $|v_{\mu}\rangle$.

Условие адиабатичности заключается в требовании медленно меняющейся плотности среды. В этом случае не происходит переходов между собственными массовыми состояниями $v_{1m} \leftrightarrow v_{2m}$. Электронные нейтрино рождаются в недрах Солнца при плотности, превышающей резонансную (42). Для этого случая, вычисления вероятности электронному нейтрино остаться электронным были выполнены Парком [34], который получил:

$$P(v_e \to v_e) = \frac{1}{2} + \left(\frac{1}{2} - P_x\right) \cos 2\theta_M \cos 2\theta_V$$
(45)

В этом выражении P_x представляет собой вероятность перехода системы из одного массового адиабатического состояния в другое в области резонанса, т.е. вероятность перехода $v_{1m} \leftrightarrow v_{2m}$. Если условие адиабатичности выполняется, тогда $P_x \rightarrow 0$.

1.2.3. Влияние осцилляций с параметрами в области LMA на измеряемые потоки солнечных нейтрино

В 2003 г. в эксперименте KamLAND было обнаружено уменьшение потока реакторных антинейтрино на среднем расстоянии 180 км от реакторов [35]. Этот факт говорит в пользу существования нейтринных осцилляций. На основании анализа данных детектора было установлено, что параметры осцилляций лежат в области больших углов смешивания (LMA – Large Mixing Angle) и равны: $\Delta m_{12}^2 = 7.58^{+0.21}_{-0.20} \cdot 10^{-5} \ 3B^2$, tan² $\theta_{12} = 0.56^{+0.14}_{-0.09}$ [9].

Согласно теории нейтринных осцилляций в веществе с параметрами в области LMA [36], плотность электронов в веществе Солнца такова, что при энергиях нейтрино меньше 1-2 МэВ преобладающим механизмом переходов нейтрино из одного флейворного состояния в другое являются осцилляции в вакууме и $P_{ee} \approx 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_V$ (в выражении (37) периодическая составляющая $\sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 \cdot R}{E} \right) \rightarrow \frac{1}{2}$). При энергиях нейтрино больше ~4-5 МэВ преобладают осцилляции в веществе Солнца (адиабатическая конверсия) и $P_{ee} \approx \sin^2 \theta_V$.



Рис. 2. Вероятность выживания P_{ee} как функция энергии v_e в случае осцилляций нейтрино в веществе с параметрами в области LMA.

На рис. 2 представлена зависимость вероятности выживания электронного нейтрино P_{ee} от энергии нейтрино, рассчитанная в рамках ССМ для параметров осцилляций в области LMA. Вероятность выживания P_{ee} сильно зависит от энергии нейтрино и может достигать ~0.35 при энергиях $E_v \approx 10$ МэВ. Следовательно, при детектировании нейтрино в этой области энергий можно ожидать, примерно, трехкратного уменьшения потока по сравнению с предсказываемым в ССМ. Напротив, в области энергий нейтрино < 1 МэВ $P_{ee} \approx 0.54 \div 0.56$. Следовательно, детектируемый на Земле

поток бериллиевых, *pp*-нейтрино и т.д. может оказаться, приблизительно, в два раза меньше предсказываемого в рамках ССМ.

1.3. Рассеяние нейтрино на электроне, как метод детектирования солнечных *v*_e

1.3.1. Сечение (*ve*⁻)-рассеяния в Стандартной модели

Рассеяние нейтрино на электроне

$$v_x + e^- \rightarrow v_x + e^- (x = e, \mu, \tau) \tag{46}$$

является результатом чисто лептонного взаимодействия. Для v_e этот процесс протекает с участием как заряженного, так и нейтрального токов, в то время как для v_{μ} и v_{τ} с участием только нейтрального тока.

Впервые упругое (ve^{-})-рассеяние наблюдалось в 1973 г. в эксперименте Gargamelle в ЦЕРН для мюонных антинейтрино [37]. Рассеяние реакторных \tilde{v}_e на электроне детектировалось многими группами, начиная с 1976 г. Первые результаты были получены группами Райнеса [38] и Мартемьянова [39]. К настоящему времени в экспериментах на реакторах и ускорителях наблюдались процессы упругого (ve^{-})-рассеяния электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино.

Амплитуда (ve⁻)-рассеяния с учетом нейтральных токов [40]:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \overline{u}_e \Big[g_L \gamma_\alpha (1+\gamma_5) + g_R \gamma_\alpha (1-\gamma_5) \Big] u_e \gamma^\alpha (1+\gamma_5) \overline{u}_v u_v , \qquad (47)$$

где G_F – константа Ферми, u_e и u_v – волновые функции электрона и нейтрино (\bar{u}_e , \bar{u}_v - сопряженные волновые функции), γ_{α} и γ_5 – матрицы Дирака.

Константы g_L и g_R в Стандартной модели электрослабых взаимодействий зависят только от угла Вайнберга и имеют вид: $g_L = \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$ в случае v_e (g_L $= -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$ в случае v_μ и v_τ), $g_R = \sin^2 \theta_W$. В случае рассеяния антинейтрино

на электроне g_L и g_R поменяются местами.

Из (47) может быть найдено выражение для дифференциального сечения (*ve*⁻)-рассеяния. Оно имеет вид [40]:

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right], \tag{48}$$

где m_e – масса электрона, T_e – кинетическая энергия электрона после рассеяния в лабораторной системе координат, E_v – энергия налетающего нейтрино. В этом выражении пренебрегается энергией связи электронов в атоме, а также не учитываются радиационные и электрослабые поправки, которые малы в области энергий нейтрино от Солнца. Значения полных сечений рассеяния электронных солнечных нейтрино, имеющих энергии 0 ÷ 18.8 МэВ, лежат в области 10⁻⁴⁵ – 10⁻⁴⁴ см². Для v_{μ} и v_{τ} в этой же области энергий значения сечений меньше, в среднем, в ~4-6 раз в зависимости от энергии.

Рассеяние нейтрино на электроне (46) является широко используемым, но, ввиду малости сечений, непростым инструментом решения задач в рамках и за пределами Стандартной модели электрослабых взаимодействий. Детектирование нейтрино по рассеянию на электронах имеет два основных преимущества перед другими реакциями взаимодействия нейтрино:

- чувствительность ко всем сортам нейтрино;

- отсутствие энергетического порога.

Исторически, интерес экспериментальной физики к (*ve*⁻)-рассеянию был продиктован потенциальной возможностью наблюдения в этом процессе

интерференции заряженных и нейтральных токов, а также возможностью поиска у нейтрино магнитного момента. Энергетический спектр электронов отдачи содержит в себе информацию о первоначальном спектре нейтрино, а угловое распределение электронов имеет резко выраженный максимум в направлении прилета нейтрино.

Для задач детектирования солнечных v_e по (ve^-)-рассеянию в настоящее время ведут сбор данных или подготавливаются к запуску три типа детекторов:

- водные черенковские детекторы;
- сцинтилляционные детекторы;
- время-проекционные камеры.

За исключением жидко-сцинтилляционного детектора Борексино, все они способны регистрировать лишь высокоэнергетическую часть спектра нейтрино от Солнца, т.е., в основном, борные нейтрино.

Водные черенковские детекторы

Движению релятивистского электрона отдачи внутри водной мишени черенковского которое сопутствует конус излучения, детектируется фотоумножителями. В таких детекторах возможно восстановление трека электрона Поскольку рассеивание электронов происходит отдачи. обстоятельство проверкой, преимущественно вперед, ЭТО служит действительно ли зарегистрированные нейтрино прилетели от Солнца.

Примерами черенковских детекторов солнечных нейтрино служат детекторы Супер-Камиоканде на легкой воде [41] и SNO на тяжелой воде [6]. Энергетический порог этих детекторов в случае регистрации нейтриноэлектронного рассеяния составляет ~5 МэВ. Причиной высокого энергетического порога детекторов является слабость черенковского сигнала при меньших энергиях нейтрино, а также высокий уровень фоновой активности.

Сцинтилляционные детекторы

Органические сцинтилляторы обладают высоким световыходом, достаточным для детектирования солнечных нейтрино с энергиями меньше 1 МэВ. Ввиду высокого уровня фоновой радиоактивности в этой области энергий, сцинтилляционный метод детектирования (*ve*⁻)-рассеяния требует беспрецедентной радиационной чистоты сцинтиллятора и материалов конструкции детекторов.

Первым в мире сцинтилляционным детектором, регистрирующим рассеяние солнечных нейтрино с энергиями меньше 1 МэВ на электронах, является Борексино. Подробнее о детекторе речь пойдет в следующей главе настоящей диссертации. Энергетический порог Борексино составляет всего ~60 кэВ. Фотоумножители детектора регистрируют сцинтилляционный свет, испускаемый в результате возбуждения электроном отдачи атомов и молекул сцинтиллятора. Поскольку излучение сцинтилляционного света происходит изотропно, восстановление трека электрона отдачи в данном типе детекторов невозможно.

Существует ряд сцинтилляционных детекторов, для которых детектирование нейтрино от Солнца не является главной целью, но которые по своим характеристикам способны детектировать высокоэнергетическую нейтринного компоненту солнечного излучения по (*ve*⁻)-рассеянию. Примером может служить уже упоминавшийся жидко-сцинтилляционный детектор Камланд, расположенный в шахте Камиока (Япония). В настоящее время коллаборация ведет очистку используемого в детекторе сцинтиллятора в целях регистрации низкоэнергетических солнечных нейтрино по (ve⁻)рассеянию [42].

<u>Время-проекционные камеры</u>

Существует ряд предложений по использованию больших времяпроекционных камер для детектирования нейтрино от Солнца. В подземной
лаборатории Гран-Сассо подготавливается к запуску детектор ICARUS на жидком аргоне с массой мишени 600 т. [43]. Целью проекта является поиск распада протона, однако детектор будет также способен регистрировать «борные» солнечные нейтрино. Пространственные координаты взаимодействия нейтрино в мишени детекторов и трек электрона отдачи могут быть восстановлены с высокой точностью. Детектор требует высочайшей степени радиационной чистоты материалов.

1.3.2. Расчет энергетического спектра электронов отдачи в случае рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино

Для нахождения спектра электронов отдачи воспользуемся выражением для сечения (*ve*⁻)-рассеяния (48). Это выражение должно быть проинтегрировано по кинетической энергии электрона T_e в диапазоне от T_{min} до T_{max} , причем $T_{min} = 0$, а T_{max} определяется из законов сохранения энергии и импульса:

$$T_{\max} = \frac{E_{\nu}}{1 + m_e / 2E_{\nu}}$$
(49)

Масса электрона $m_e = 0.511$ МэВ, угол Вайнберга $\sin^2 \theta_W = 0.231$. Получающийся в результате энергетический спектр электронов отдачи представлен на рис. 3, причем кривая 1 соответствует рассеянию электронных, а кривая 2 – рассеянию мюонных или тау-нейтрино. Следует особо отметить, что эти кривые представляют собой «чистые», теоретические спектры до учета эффектов энергетического разрешения детектора.

Из рис. 3 видно, что максимальная энергия электронов отдачи равна $T_{max} = 665$ кэВ для бериллиевых солнечных нейтрино с энергией $E_v = 862$ кэВ, которые испускаются в 90% случаев. Бериллиевые нейтрино с энергией $E_v = 384$ кэВ, испускаемые в 10% случаев, вносят вклад в суммарный спектр

только в области энергий ~0÷240 кэВ. Кривые 1 и 2 нормированы на полные сечения (*ve*⁻)-рассеяния в случае v_e и $v_{\mu,\tau}$, соответственно.



Рис. 3. Энергетический спектр электронов отдачи в случае рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино. Кривая 1 соответствует рассеянию электронных, а кривая 2 – рассеянию мюонных или тау-нейтрино.



Рис. 4. Энергетический спектр электронов отдачи в случае рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино после учета эффектов энергетического разрешения детектора. Кривая 1 соответствует рассеянию электронных, а кривая 2 – рассеянию мюонных или тау-нейтрино.

Для учета эффектов энергетического разрешения допустим, что величина энергетического разрешения детектора составляет 5% (σ/E) при

энергии 1 МэВ и зависит от энергии, как ~ $1/\sqrt{E}$. Как будет показано в дальнейшем, эти предположения подтверждаются экспериментальными данными Борексино. Далее, каждый шаг энергетической шкалы следует «размыть» нормальным распределением с дисперсией $\sigma = \sigma(E)$. Получающийся в результате энергетический спектр представлен на рис. 4, причем кривая 1 снова соответствует рассеянию электронных, а кривая 2 – рассеянию мюонных или тау-нейтрино.

Таким образом, из рис. 4 хорошо видно, что конечное энергетическое разрешение детектора приводит к тому, что экспериментально измеряемый спектр электронов отдачи в случае рассеяния бериллиевых солнечных нейтрино простирается вплоть до энергий ~800 кэВ.

ГЛАВА 2. Разработка методов восстановления пространственных координат и энергии событий внутри сцинтилляционной мишени

В этой главе рассматриваются методы восстановления пространственных координат и энергии сцинтилляционных событий в детекторе Борексино. В первом разделе дается описание экспериментальной установки Борексино – сверхнизкофонового жидко-сцинтилляционного детектора, регистрирующего нейтрино от Солнца по реакции (ve⁻)-рассеяния. Как будет показано в дальнейшем, к радиационной чистоте детектора предъявляются исключительно высокие требования. Внедрение в анализ данных методов пространственной реконструкции событий позволяет выделить внутри мишени сферический чувствительный объем, который дополнительным слоем сцинтиллятора фоновой защищен от радиоактивности, связанной, прежде всего, с ФЭУ детектора. Таким образом, активность внутри чувствительного объема оказывается, примерно, в 10² раз меньше активности вблизи края сцинтилляционной мишени. Разработке метода пространственной реконструкции событий посвящен второй раздел настоящей главы.

Необходимость восстановления энергии событий продиктована неоднородностью светособирания детектора. Отклик детектора различен для событий с одной и той же энергией в центре и на краю мишени. Разработке метода восстановления энергии сцинтилляционного события в случае, когда уже известны его координаты, посвящен третий раздел главы.

Четвертый раздел посвящен анализу, в т.ч. при помощи развитых методов, калибровочных данных Борексино. Приводятся результаты восстановления пространственных координат и энергии p/a источников, которые помещались в различные точки внутри сцинтилляционной мишени с целью настройки методов пространственной реконструкции и изучения энергетической шкалы Борексино. Исследуются пространственное и энергетическое разрешения детектора.

2.1. Экспериментальная установка Борексино

Борексино – это жидко-сцинтилляционный детектор большого объема, предназначенный для регистрации нейтрино естественного и искусственного области. Основной происхождения низкоэнергетической В целью эксперимента является регистрация определение И потока низкоэнергетических нейтрино от Солнца, В первую очередь, моноэнергетических нейтрино, испускаемых в процессе захвата электрона из солнечной плазмы ядром бериллия: ⁷Be + $e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + v_e$ ($E_v = 0.862 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$).



Рис. 5. Схематическое изображение детектора Борексино: 1 – нейлоновая сфера со сцинтиллятором (R = 4.25 м); 2 – стальная сфера (R = 6.85 м); 3 – фотоэлектронные умножители; 4 – фотоэлектронные умножители внешнего детектора; 5 – внутренний чувствительный объем в мишени детектора (R = 3 м); 6 – нейлоновая сфера с буферной жидкостью (R = 5.5 м); 7 – водяной бак (R = 9 м, H = 16.9 м).

Физическая программа Борексино не исчерпывается изучением солнечных нейтрино. К числу научных задач проекта относятся также регистрация антинейтрино от ядерных реакторов Европы, изучение геонейтрино, мониторирование пучка мюонных нейтрино, направляемого в подземную лабораторию Гран-Сассо из ЦЕРН в рамках проекта CNGS [44], а также детектирование нейтрино от вспышек сверхновых и поиск редких процессов за пределами Стандартной модели электрослабых взаимодействий.

Детальное описание Борексино может быть найдено в статье, посвященной детектору [45]. Борексино установлен в зале "С" подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия) на глубине 3800 м.в.э. Для обеспечения максимальной защиты мишени от естественной и собственной радиоактивности детектор был сконструирован по принципу вложенных друг в друга объемов и напоминает русскую матрешку. Схематическое изображение детектора приведено на рис. 5.

<u>Сцинтиллятор</u>

278 Мишенью детектора служит органического T. жидкого сцинтиллятора, залитых в тонкую (125 мкм) нейлоновую сферу радиусом 4.25 м. В Борексино используется сцинтиллятор на основе РС (псевдокумол, С₉H₁₂) с добавлением 1.5 г/л РРО (2, 5-дифенилоксазол, С₁₅H₁₁NO) в качестве флуоресцирующего вещества. В результате попадания в сцинтиллятор заряженной частицы происходит ионизация и возбуждение, в основном, молекул РС. В свою очередь, энергия возбуждения псевдокумола передается молекулам РРО, и сцинтилляция происходит в результате перехода молекулы РРО из возбужденного на основное состояние. Световыход сцинтиллятора составляет ~11000 фотонов/МэВ. Временной спектр испущенных фотонов описывается суммой трех (в случае β-частиц и γ-квантов) или четырех (в случае α -частиц) экспонент: $\sum_{i} \frac{q_i}{\tau_i} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right)$. Значения параметров τ и qприведены в табл. 3.

Табл. 3. Времена высвечивания и вероятности высвечивания по соответствующей компоненте для сцинтиллятора Борексино.

	τ ₁ , нс	τ2, нс	τ3, нс	τ4, нС	q_1	q_2	q_3	q_4
β, γ	3.57	17.61	59.50	-	0.896	0.063	0.042	-
α	3.25	13.49	59.95	279.1	0.630	0.178	0.119	0.073

Буферная жидкость

Внутренняя нейлоновая сфера детектора, в которой содержится сцинтиллятор, расположена внутри другой нейлоновой сферы радиусом 5.5 м, в которую залит псевдокумол с добавлением 5 г/л DMP (диметилфталат, $C_6H_4(COOCH_3)_2$). DMP гасит собственные сцинтилляции PC, а нейлон служит барьером для защиты мишени от возможной диффузии извне ²²²Rn. Две нейлоновые сферы, вложенные друг в друга, находятся внутри стальной сферы радиусом 6.85 м. В стальную сферу так же, как и во вторую нейлоновую, залит PC+DMP.

ФЭУ

На стальной сфере установлены 2212 ФЭУ (ETL 9351), которые характеризуются высокой квантовой эффективностью (25%), низким vровнем темновых шумов (~500 Γц), малым разбросом времен преобразования поступившего светового сигнала в электрический импульс на выходе (~1 нс), малой вероятностью послеимпульсов (~2.5%). Диаметр ФЭУ 8 люймов. Колбы ФЭУ фотокатода изготовлены ИЗ низкорадиоактивного стекла Schott 8246, которое в ~10 раз чище обычного стекла. Все, кроме 384 ФЭУ, оборудованы коническими световыми концентраторами из алюминия для повышения светособирания. ФЭУ без концентраторов помогают идентифицировать по черенковскому излучению космические мюоны, которые проходят через детектор, не затрагивая

мишень. Оптическое покрытие, обеспечиваемое фотоумножителями Борексино, составляет 30%.

<u>Водяной бак</u>

Стальная сфера установлена опорах на мощных внутри цилиндрического бака радиусом 9 м и высотой 16.9 м, в который залито 2100 м³ сверхчистой воды. Водяной бак служит дополнительной защитой мишени от внешней фоновой радиоактивности (у-кванты и нейтроны от окружающих детектор горных пород и бетонных конструкций лаборатории). На поверхности стальной сферы внутри водяного бака установлены 208 ФЭУ (т.н. внешний, мюонный детектор), которые регистрируют черенковский свет, оставляемый в воде долетающими до подземной лаборатории космическими мюонами. Среди фотоумножителей внешнего детектора 104 ФЭУ объединены в шесть колец на верхней полусфере, 50 ФЭУ объединены в два кольца (вблизи экваториальной плоскости) на нижней полусфере. На дне водяного бака установлены 54 ФЭУ, которые объединены в четыре кольца и направлены вверх. Внешний детектор оптимизирован для регистрации вертикальных мюонов.

Стратегия заливки

Заключительная стадия подготовки детектора к сбору данных проходила в 2006 – 2007 гг. После того как нейлоновые сферы были установлены внутри детектора, стальная сфера в течение нескольких недель продувалась сверхчистым азотом, чтобы удалить из внутренней нейлоновой сферы остаточный ³⁹Ar и ⁸⁵Kr. Далее весь внутренний объем стальной сферы детектора был заполнен сверхчистой водой (концентрация U и Th ~10⁻¹⁴ г/г). Это позволило снизить поверхностное загрязнение нейлона и повысить его прозрачность. В начале 2007 г. началось одновременное вытеснение воды из внутренних объемов детектора сцинтиллятором и буферной жидкостью

(PC+DMP) и заполнение водой внешнего детектора. 15 мая 2007 г. детектор Борексино приступил к сбору данных в своей окончательной конфигурации.

Сбор данных

Фотоумножители настроены для работы в одноэлектронном режиме. Электронный комплекс вырабатывает триггер в том случае, если 30 и более ФЭУ срабатывают во временном окне 60 нс. Для каждого события фиксируется время относительно триггера (нс) и заряд каждого ФЭУ. Эти будут использованы в дальнейшем для восстановления параметры пространственных координат и энергии регистрируемых детектором событий. Кроме того, если шесть и более ФЭУ в водяном баке дают сигналы во временном окне 150 нс, то внешний детектор вырабатывает свой, «мюонный» триггер, что позволяет надежно отсечь пролетающие сквозь детектор высокоэнергетические мюоны. Загрузка детектора С энергетического порога ~60 кэВ составляет ~30 с⁻¹, при этом ~99% регистрируемых детектором событий вызвано распадом ¹⁴C, который изначально присутствует в сцинтилляторе, хотя, как будет показано в дальнейшем (раздел 3.2.1), концентрация ¹⁴С в сцинтилляторе составляет лишь $(2.7 \pm 0.6) \cdot 10^{-18} ({}^{14}C/{}^{12}C).$

<u>СТF – прототип Борексино</u>

Уменьшенная копия детектора Борексино с массой мишени 4 т. – СТF (Counting Test Facility) – была создана для отработки технологий очистки и изучения радиационных свойств сцинтиллятора и конструкционных материалов. Сцинтилляционную мишень СТF просматривают 100 ФЭУ. Структура детектора почти полностью совпадает со структурой Борексино. Детальное описание детектора содержится в работе [46].

СТГ был запущен в зале "С" подземной лаборатории Гран-Сассо в 1995 г. и продолжает сбор данных в настоящее время. Большинство методов анализа данных, применяемых в Борексино, в течение нескольких лет

отрабатывались на данных СТF. С помощью этого детектора был получен и ряд физических результатов: установлены новые экспериментальные пределы на процессы за рамками Стандартной модели электрослабых взаимодействий, такие как распад электрона и связанных нуклонов [47,48], смешивание тяжелого нейтрино в распаде ⁸В [49], процессы, нарушающие принцип запрета Паули [50] и др.

2.2. Восстановление пространственных координат событий

Методы пространственной реконструкции позволяют выделить в мишени детектора внутренний чувствительный объем, который защищен дополнительным слоем сцинтиллятора от собственной радиоактивности ФЭУ и от остаточной фоновой радиоактивности на поверхности нейлоновых сфер. Как будет показано в дальнейшем, выделение программными методами чувствительного объема позволяет более чем на два порядка величины улучшить отношение эффект/фон в Борексино.

Алгоритм восстановления пространственных координат событий в сцинтилляционном детекторе разрабатывался нами ранее [51]. Работа программы реконструкции отрабатывалась на прототипе Борексино – детекторе СТF, а также во время калибровок Борексино, когда детектор находился в стадии монтажа и был заполнен азотом.

Пространственная реконструкция событий внутри жидкосцинтилляционной мишени представляет собой задачу точечной оценки неизвестных параметров распределения экспериментальных данных и решается методами математической статистики. К числу методов точечной оценки неизвестных параметров распределения относятся метод моментов, метод наименьших квадратов, метод максимального правдоподобия и бейесовский анализ. Исследованию этих методов посвящено большое количество литературы (см. например [52, 53]). Преимущество того или

иного подхода определяется как условиями задачи, так и видом статистического распределения, которому подчиняются измеряемые величины. Разработанный метод восстановления пространственных сцинтилляционного события внутри детектора Борексино координат построен на оценке максимального правдоподобия и заключается в следующем.

Пусть в точке (x, y, z) произошло сцинтилляционное событие, которое вызвало срабатывание $N \Phi \Im Y$. Пусть $t_1 = 0$ – время срабатывания первого $\Phi \Im Y$, которое возьмем за начало отсчета времени, а t_i (i = 2, 3, ..., N) – времена срабатывания остальных $\Phi \Im Y$ относительно первого, измеренные в нс. Обозначим через t_0 время, которое затратил вызвавший срабатывание первого $\Phi \Im Y$ фотон на свой путь от точки с координатами (x, y, z), в которой произошло событие, до фотокатода этого $\Phi \Im Y$. В отличие от t_i , время t_0 неизвестно, и поэтому, наряду с пространственными координатами события (x, y, z), является неизвестным параметром, подлежащим оценке.

Временной спектр события внутри сцинтилляционной мишени представляет собой сумму времен срабатывания *N* фотоумножителей относительно триггера, которая может быть записана следующим образом:

$$T_{i} = \sum_{i=1}^{N} \left(t_{0} + t_{i} - \frac{n}{c} L_{i} \right)$$
(50)

где n – показатель преломления сцинтиллятора Борексино, c – скорость света в вакууме, L_i – расстояния от точки события (x, y, z) до i-го сработавшего ФЭУ. Суммирование производится по всем ФЭУ, зарегистрировавшим сигналы в данном событии.

Предположим, что T_i является случайной величиной и имеет непрерывное распределение с функцией плотности вероятности (ФПВ) $f(T_i; x, y, z, t_0)$, которая определяется четырьмя неизвестными параметрами:

- тремя координатами события *x*, *y*, *z*;

- временем прилета фотона t_0 .

Вид распределения, которому подчиняются измеряемые величины T_i , определяется, в основном, временем высвечивания сцинтиллятора (табл. 3) и в незначительной степени временем, затрачиваемым ФЭУ на преобразование прилетевших на фотокатод фотонов в электрический импульс. На рис. 6 представлен экспериментально измеренный детектором временной спектр событий от γ -источника ⁵⁴Mn ($E_{\gamma} = 835$ кэВ), помещенного в центр стальной сферы Борексино. Спектр нормирован на единицу. Как хорошо видно из рис. 6, основное число фотонов регистрируется фотоумножителями детектора в течение первых ~40 нс.



Рис. 6. Временной спектр событий от γ -источника ⁵⁴Mn ($E_{\gamma} = 835$ кэВ), помещенного в центр детектора Борексино. Спектр нормирован на единицу.

Выпишем в явном виде функцию правдоподобия:

$$L(x, y, z, t_0; T_i) = \ln \prod_{i=1}^n f(T_i; x, y, z, t_0) = \sum_{i=1}^n \ln f(T_i; x, y, z, t_0)$$
(51)

Таким образом, подлежащая решению система уравнений правдоподобия запишется в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial}{\partial z}\frac{\partial}{\partial t_0}L(x, y, z, t_0; T_i) = 0$$
(52)

Набор уравнений (52) представляет собой задачу оптимизации, которая решается численно. Для ее решения мы используем минимизирующий алгоритм MIGRAD программы безусловной минимизации MINUIT [54, 55].

ФПВ (функция плотности вероятности) имеет смысл функции, аппроксимирующей временной спектр событий (рис. 6). В качестве таких функций при анализе данных рассматривались различные варианты:

ФПВ, найденная для Борексино при помощи методов Монте-Карло.
 В этом случае используется эффективный показатель преломления сцинтиллятора *n* = 1.7.

2. ФПВ в виде функции распределения Ландау [56]. Функция хорошо аппроксимирует временной спектр в области 0 ÷ 50 нс.

3. ФПВ в виде гауссианы с переменной дисперсией $\sigma = f(T_i)$. На рис. 6 хорошо видно, что на каждом шаге временной шкалы, т.е. фактически при любом значении T_i , эта кривая может быть аппроксимирована нормальным распределением со средним T_i и дисперсией $\sigma = f(T_i)$.

Как показал анализ калибровочных данных, наилучших результатов восстановления пространственных координат события в сцинтилляционной мишени Борексино удалось добиться в случае ФПВ, найденной при помощи методов Монте-Карло. Анализу калибровочных данных Борексино посвящен раздел 2.4 настоящей главы.

2.3. Восстановление энергии событий

Свойством больших сцинтилляционных детекторов является неоднородность светособирания, которая проявляется тем сильнее, чем ближе к ФЭУ происходит событие. В небольших детекторах количество собираемого фотоумножителями света возрастает по мере удаления событий от центра. В Борексино наблюдается обратная ситуация. Как показали расчеты, проведенные методами Монте-Карло, причина этого заключается в следующем: большинство ФЭУ внутреннего детектора Борексино оснащены коническими световыми концентраторами, которые установлены для увеличения площади оптического покрытия детектора. Эти же концентраторы (их внешняя поверхность) начинают служить преградой той части фотонов, которая была испущена под большими углами в направлении ФЭУ в случае сцинтилляционных событий на краю мишени. Расчеты показали, что в Борексино потери света могут достигать 10-15% на расстояниях от центра R = 4 м. В результате анализа калибровочных данных с р/а источниками, помещаемыми в различные точки по оси Z детектора, было обнаружено, что потеря в светособирании достигает 10% уже при $z \approx -3$ м. Эти результаты будут обсуждаться подробно в следующем разделе главы.

В том случае, когда уже известны пространственные координаты события (найденные при помощи метода, описанного в предыдущем разделе), процедура восстановления его энергии внутри сцинтилляционной мишени позволяет учесть геометрию детектора и повысить степень однородности светособирания *а posteriori*. Разработанный нами алгоритм восстановления энергии события заключается в следующем.

Пусть известен заряд $Q_{i \text{ измер.}}$ (i = 1, 2, ..., 2212; 2212 - полное число ФЭУ, установленных на стальной сфере детектора), измеренный каждым *i*-м фотоумножителем в событии, которое произошло в точке (x, y, z). Пространственные координаты события считаются известными –

найденными в результате пространственной реконструкции. Для фотоумножителей, не зарегистрировавших сигнала, собранный заряд полагается равным нулю.

Для каждого из 2212 ФЭУ произведем вычисления телесного угла Ω_i с вершиной в точке (*x*, *y*, *z*), в которой произошло событие:

$$\Omega_i = \frac{\pi R^2 \cos(\theta_i)}{L_i^2}$$
(53)

Здесь L_i – расстояние от точки события до *i*-го ФЭУ, θ_i – угол, под которым фотон попадает в фотоумножитель относительно нормали, восставленной перпендикулярно к поверхности фотокатода, R – радиус окружности, образуемой световым концентратором ФЭУ. Для ФЭУ без концентраторов в качестве R берется радиус фотокатода.

На практике оказалось, что телесный угол является более сложной функцией угла θ_i : по результатам анализа данных Монте-Карло и калибровочных данных с р/а источниками было обнаружено, что для Борексино $\Omega_i \sim \cos^{1.9}(\theta_i)$. Определим теперь ожидаемое число фотоэлектронов, которое должен был бы собрать *i*-й ФЭУ, если событие произошло в точке с известными координатами (*x*, *y*, *z*):

$$Q_{i \text{ ожид.}} = E_x \cdot \eta \cdot \Omega_i \cdot \exp(-L_i/\lambda)$$
(54)

Здесь $\eta = 0.25$ – средняя квантовая эффективность фотокатода, $\lambda = 12$ м. – средняя длина поглощения света в сцинтилляторе Борексино, E_x – искомая энергия события в единицах числа испущенных сцинтиллятором фотонов на стерадиан. Квантовая эффективность фотокатода η и длина поглощения света в среде λ зависят от длины волны света и варьируются от ФЭУ к ФЭУ. В задаче восстановления энергии события по известным пространственным

координатам эти значения являются константами, а их варьирование позволяет осуществить настройку алгоритма.

В предположении о Пуассоновском распределении заряда, собираемого фотоумножителями, функция плотности вероятности будет иметь вид:

Искомая энергия события *E_x* теперь может быть найдена в результате минимизации функции правдоподобия при помощи алгоритма MIGRAD.

В следующем параграфе обсуждаются результаты работы алгоритмов восстановления пространственных координат и энергии событий, которые были получены при анализе калибровочных данных Борексино.

2.4. Анализ калибровочных данных Борексино

2.4.1. Фторопластовые диффузоры на нейлоновой сфере

На поверхности внутренней нейлоновой сферы Борексино установлены фторопластовые диффузоры, которые излучают свет от диодного лазера с длиной волны $\lambda = 266$ нм. Эти данные используются для анализа положения нейлоновой сферы в пространстве. Помимо этого, они использовались для сравнения эффективностей методов пространственной реконструкции событий, разработанных для Борексино.

На рис. 7 приведен пример восстановления пространственных координат (расстояние от центра сферы) одного из фторопластовых диффузоров. Сравнивались результаты работы алгоритма пространственной реконструкции для трех различных ФПВ, рассмотренных в разделе 2.2.

Кривая 1 соответствует случаю, когда в качестве ФПВ была взята функция, найденная для Борексино методами Монте-Карло, кривая 2 – ФПВ в виде распределения Ландау, кривая 3 – ФПВ в виде гауссианы с переменной дисперсией.



Рис. 7. Пример восстановления пространственных координат событий (расстояние от центра сферы) одного из фторопластовых диффузоров на поверхности внутренней нейлоновой сферы Борексино.

Аппроксимация кривой 1 гауссианой дает (4.16 ± 0.25) м. Напомним, что радиус внутренней нейлоновой сферы Борексино R = 4.25 м. Как хорошо эффективность 7, наибольшую показывает видно из рис. алгоритм пространственной реконструкции с ФПВ, найденной для Борексино методами Монте-Карло (кривая 1). В остальных случаях имеют место значительные систематические сдвиги в направлении центра детектора. Следует отметить, что в задаче определения чувствительного объема наличие подобной систематики является нежелательным ввиду того, что внутрь чувствительного объема события, могут попадать которые В действительности произошли за его пределами. В дальнейшем, если не оговаривается отдельно, мы будем рассматривать только результаты

пространственной реконструкции событий с ФПВ, найденной для Борексино методами Монте-Карло.

2.4.2. Нейтронный источник Ат-Ве

При анализе данных нейтронного источника Am-Be ставилась задача изучения на большой статистике захвата нейтрона на водороде (2.23 МэВ) и углероде (4.95 МэВ) в сцинтилляторе Борексино. Это позволит нам провести исследования энергетической шкалы детектора. Источник был помещен в центр сцинтилляционной мишени. Рассмотрим преобладающие механизмы образования нейтронов в источнике Am-Be. Детальное обсуждение энергетического спектра нейтронов, образующихся в реакции ⁹Be(α , n), содержится в работах [57, 58].

 α -радиоактивный ²⁴¹Am имеет период полураспада $T_{1/2} = 432$ лет. Энергия α -частиц $E_{\alpha} = 5.64$ МэВ. При такой энергии α -частицы, образование быстрых нейтронов в Am-Be источнике происходит в результате реакций:

$$\alpha + {}^{9}\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + n \rightarrow {}^{12}\text{C} \qquad (\sim 86\%) \tag{56}$$

$$\alpha + {}^{9}\text{Be} \rightarrow {}^{9}\text{Be}^{*} + \alpha' \rightarrow {}^{8}\text{Be} + n + \alpha' \qquad (\sim 14\%) \tag{57}$$

Нейтроны, образующиеся в реакции (56), имеют энергию до ~11 МэВ. В этой реакции возможно образование углерода в основном состоянии (~35%), а также на первом возбужденном (~60%) и втором возбужденном (~5%) уровнях. В первом случае нейтроны имеют энергию ~6÷11 МэВ, во втором ~2÷6 Мэв, в третьем < 2 МэВ. Нейтроны, образующиеся в реакции (57), имеют энергии не более ~1.5 МэВ. Активность Атве источника, который использовался для калибровок Борексино, составляла ~10 нейтронов/с, время сбора данных составило 23.7 ч.



Рис. 8. Энергетический спектр источника Am-Be (задержанные совпадения во временном окне 1.25 мс). Пик 1 соответствует захвату нейтронов на водороде, пик 2 – захвату нейтронов на углероде.

На рис. 8 представлен энергетический спектр задержанных во временном окне 1.25 мс совпадений в области энергий ~1÷6 МэВ (случайные наложения вычтены). Пик 1 соответствует радиационному захвату нейтронов на водороде с испусканием γ -кванта с энергией $E_{\gamma} = 2.23$ МэВ. Для этого случая число зарегистрированных детектором ф/электронов было измерено на уровне 1069 ± 0.1 ($\sigma = 42.4 \pm 0.1$). Пик 2 отвечает захвату нейтронов на углероде с испусканием γ -кванта с энергией $E_{\gamma} = 4.95$ МэВ (2385 ± 1.1 ф/электронов, $\sigma = 70.9 \pm 1.1$). Энергетическое разрешение детектора (σ/E) при энергии 2.23 МэВ составило 3.9%, при энергии 4.95 МэВ 3%. Этот результат будет нами использован ниже при изучении γ -квенчинга и поведения энергетического разрешения Борексино, как функции энергии.

На рис. 9 приведен измеренный детектором временной спектр нейтронов. Благодаря большому количеству набранной статистики, время жизни нейтрона в экспериментальной установке Борексино может быть определено с малой погрешностью. Оно составляет $\tau = 256.2 \pm 0.5$ мкс.



Рис. 9. Временной спектр нейтронов по результатам анализа данных нейтронного источника Am-Be.

2.4.3. у-источники ⁵⁴Mn и ⁸⁵Sr

Основные свойства γ -источников ⁵⁴Mn и ⁸⁵Sr приведены в табл. 4. Оба источника помещались в центр Борексино, а источник ⁵⁴Mn, кроме того, в точки {0,0,+3м.} и {0,0,-3м.}.

Табл. 4. Свойства γ -источников ⁵⁴Mn и ⁸⁵Sr.

	$T_{1/2}, { m cyr}$	E_{γ} , кэВ	$\{x, y, z\}, M.$	Число ф/электронов
				$(\pm \sigma)$
			{0,0,+3}	370 ± 25
⁵⁴ Mn	312.3	834.8	{0,0,0}	371 ± 25
			{0,0,-3}	336 ± 24
⁸⁵ Sr	64.8	514.0	{0,0,0}	216 ± 20

В последней колонке табл. 4 приводится число зарегистрированных детектором для каждого положения источника ф/электронов и *о*. В случае

источника ⁵⁴Mn видно, что падение светособирания в точке с координатой z = -3 составляет ~10% относительно центра детектора. При z = +3 потери светособирания не наблюдается. Подробнее об особенностях светособирания детектором речь пойдет в следующем разделе, посвященном калибровкам Борексино α -источником ²²²Rn.

Для изучения γ -квенчинга в сцинтилляторе Борексино возьмем четыре точки на энергетической шкале, отвечающие энергиям γ -квантов источников ⁸⁵Sr (0.514 МэВ), ⁵⁴Mn (0.835 МэВ), а также γ -квантам, детектируемым в результате захвата нейтрона от Am-Be источника на водороде (2.23 МэВ) и углероде (4.95 МэВ). Построим для этих точек отношение собранной детектором энергии к действительной энергии γ -квантов. Оно приведено на рис. 10. Количество собранной энергии в случае захвата нейтрона на водороде ($E_{\gamma} = 2.23$ МэВ) принято за единицу.



Рис. 10. Отношение собранной детектором энергии к действительной энергии γ -квантов, нормированное на количество собранной энергии в случае захвата нейтрона на водороде ($E_{\gamma} = 2.23 \text{ M}$ эB).

Как следует из рис. 10, при истинной энергии γ -квантов $E_{\gamma} = 835$ кэВ детектируемая Борексино энергия на 7% меньше, т.е. соответствует 776 кэВ,

а при энергии $E_{\gamma} = 514$ кэВ – на 11% меньше, т.е. соответствует 457 кэВ. Таким образом, энергетическая шкала Борексино не является линейной. Отклик детектора, как функция энергии γ -квантов, может быть описан в рамках модели, предложенной Бирксом [59]. Согласно этой модели, количество испущенных сцинтиллятором фотонов dL на длине пробега частицы dx зависит от потерь частицей на ионизацию атомов и молекул сцинтиллятора $\frac{dE}{dx}$ и имеет вид:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_B \frac{dE}{dx}} , \qquad (58)$$

где константа k_B определяется свойствами сцинтиллятора и типом детектируемой частицы (α , γ и т.д.). Представленные на рис. 10 экспериментальные данные могут быть описаны функцией, аналогичной формуле Биркса (58). Функция, аппроксимирующая эти данные, была найдена в виде:

$$f(E_{\gamma}) = \frac{E_{\gamma}(M \ni B)}{0.083 + 0.974 \cdot E_{\gamma}(M \ni B)}$$
(59)

Рассмотрим теперь энергетическое разрешение Борексино (σ/E , %), как функцию энергии детектируемых γ -квантов. Оно представлено на рис. 11. Четыре точки на этом рисунке соответствуют «увиденным» детектором значениям энергий γ -квантов источников ⁸⁵Sr, ⁵⁴Mn и γ -квантов от захвата нейтрона на водороде (2.23 МэВ) и углероде (4.95 МэВ). Напомним, что согласно данным, представленным на рис. 10, для ⁸⁵Sr это значение соответствует 457 кэВ, а для ⁵⁴Mn – 776 кэВ.



Рис. 11. Энергетическое разрешение Борексино (σ/E , %) в зависимости от энергии γ -квантов.

Как следует из рис. 11, энергетическое разрешение Борексино обратно пропорционально квадратному корню из энергии. Описывающая представленные на рис. 11 экспериментальные данные функция найдена в виде:

$$R(E_{\gamma}) = 6.046 \cdot \frac{1}{\sqrt{E_{\gamma}(M \ni B)}}$$
(%) (60)

Согласно рис. 11, энергетическое разрешение Борексино (σ/E) составляет 6% при энергии 1 МэВ (14% FWHM).

2.4.4. *а*-источник ²²²Rn

Этот источник представляет собой α -радиоактивный ²²²Rn (α , E = 5.59 МэВ, $T_{1/2} = 3.8$ суток), растворенный в залитом в колбу из кварцевого стекла сцинтилляторе. При анализе данных источника ставилась задача выявления

 α -событий ²¹⁴Ро при помощи методики задержанных совпадений: ²¹⁴Ві (β ⁻, $E_{max} = 3.26$ МэВ, $T_{1/2} = 19.9$ мин) \rightarrow ²¹⁴Ро (α , E = 7.83 МэВ, $T_{1/2} = 164$ мкс) из цепочки распада радона. Источник располагался в различных точках по оси Z детектора, при этом координаты x и y всегда оставались равными нулю. Точность, с которой известно положение источника внутри Борексино, составляет 2 см ($\pm 1\sigma$).



Рис. 12. Энергетический спектр *α*-событий источника ²²²Rn. Сплошная линия – источник в центре детектора, штрихованная – тот же источник в точке {0,0,-4 м.}.

В силу квенчинг-эффекта, детектируемая энергия α -частиц ²¹⁴Ро в сцинтилляторе соответствовала энергии электронов ~550 кэВ. Энергетический спектр источника представлен на рис. 12 для случаев, когда он был установлен в центре детектора (сплошная линия) и в точке {0, 0, -4 м.} (штрихованная). В обоих случаях большой пик соответствует α -распаду ²¹⁴Ро, маленький – случайным наложениям от α -распадов ²²²Rn, ²¹⁸Po (α , E = 6.11 МэВ, $T_{1/2} = 3.1$ мин) и ²¹⁰Ро(α , E = 5.41 МэВ, $T_{1/2} = 138.4$ сут) из цепочки распада радона. Как хорошо видно из рисунка, количество регистрируемой детектором энергии в случае источника в центре и на краю мишени (z = -4 м.)

существенно различно. В случае детектирования α -распада ²¹⁴Ро падение светособирания в точке z = -4 м. составляет 24% относительно центра детектора.



Рис. 13. Восстановление энергии ²²²Rn источника (²¹⁴Po) в зависимости от координаты z (x = y = 0). Сплошная линия – отношение числа ф/электронов, собранных детектором в точке с координатой z, к числу ф/электронов в случае источника в центре сферы (z = 0). Пунктирная линия – то же для восстановленного описанным в разделе 2.3 методом числа фотонов.

На рис. 13 приведены результаты сравнения значений измеренной детектором энергии источника (ϕ /электроны) со значениями энергии, восстановленной при помощи описанного в разделе 2.3 метода (число испущенных сцинтиллятором фотонов). Для каждого положения источника вычислялось отношение числа ϕ /электронов в точке с координатой *z* к числу ϕ /электронов в случае источника в центре сферы (сплошная линия). То же отношение вычислялось для восстановленного методом реконструкции энергии числа фотонов (пунктирная линия). Значения в центре сферы приняты за единицу.

Как хорошо видно из рис. 13, в случае, когда источник расположен в точке с координатой z = +4 м, ФЭУ детектора собирают на 8% меньше света (ф/электроны) относительно события в центре с той же энергией. Для источника, расположенного в точке с координатой z = -4 м, потеря светособирания составляет 24%. В этих случаях, развитый в разделе 2.3 алгоритм восстановления энергии событий позволяет свести потери в светособирании к 2 и 6%, соответственно. Этот результат следует рассматривать, как успешный.

В точке с координатой z = -3 м потеря светособирания составляет 9%, хотя при z = +3 м значение собираемой детектором энергии почти соответствует случаю источника в центре сферы z = 0 м. Неравнозначность нижней и верхней полусфер детектора с точки зрения светособирания объясняется тем, что в южной полусфере находится больше вышедших из строя к моменту проведения калибровок фотоумножителей (примерно, в два раза), чем в верхней полусфере. В этих условиях, разработанный алгоритм восстановления энергии играет при анализе данных Борексино исключительно важную роль.

Исследование зависимости пространственного разрешения детектора от энергии событий проводилось нами ранее [51]. На рис. 14 приведено пространственное разрешение Борексино по *x*, *y*, *z* для электронов, разыгранных в центре детектора методами Монте-Карло. Видно, что пространственное разрешение Борексино зависит от энергии как $\sigma(E) \sim 1/\sqrt{E}$. Пространственное разрешение составляет ~8 см при энергии электронов 1 МэВ. Следует подчеркнуть, что представленная на рис. 14 зависимость была получена на данных Монте-Карло для «идеального» детектора, т.е. когда все 2212 ФЭУ работоспособны. По этой причине, разрешение по координатам *x*, *y* и *z* является одинаковым. Кроме того, было обнаружено [51], что падения пространственного разрешения в случае событий на краю сцинтилляционной мишени Борексино (*R* = 4 м.) не наблюдается.



Рис. 14. Пространственное разрешение детектора (*σ*) в зависимости от энергии электронов, разыгранных для Борексино методами Монте-Карло.



Рис. 15. Пространственное разрешение детектора (σ) при энергии ~550 кэВ в зависимости от положения ²²²Rn источника по оси *Z* (x = y = 0). Сплошная линия – разрешение по координате *z*, пунктирная – разрешение по *x*, *y*.

На рис. 15 представлено пространственное разрешение (σ) детектора в зависимости от положения ²²²Rn источника по оси Z. Оно было получено по результатам работы программы восстановления координат α -событий ²¹⁴Po. Сплошная линия соответствует пространственному разрешению по координате z, пунктирная – разрешению по x и y при энергии событий ~550 кэВ.

Как уже отмечалось, количество детектируемой энергии падает по мере удаления источника от центра. Кроме того, наблюдается асимметрия светособирания в нижней и верхней полусферах детектора. Как следует из рис. 15, пространственное разрешение детектора по координатам x и yодинаково и лишь незначительно падает в случае источника на краю сцинтилляционной мишени. Разрешение по координате *z* хуже разрешения по *x* и *y*, в среднем, на 2 см. и значительно падает уже при z = -3 м. При z = -4м. разрешение по оси Z (24 см) хуже почти в два раза по сравнению с источником в центре детектора (13 см). Очевидно, такое поведение пространственного разрешения объясняется падением светособирания на сцинтилляционной мишени Борексино, краях которое наглядно продемонстрировано на рис. 13 (сплошная линия).



Рис. 16. Пример восстановления пространственных координат событий ²¹⁴Ро от радонового источника, помещенного в точку с координатами {0,0,+2.8 м.}.

На рис. 16 приведен пример восстановления пространственных координат событий ²¹⁴Ро от радонового источника, помещенного в точку с координатами {0, 0, +2.8 м.}. Как видно из рисунка, результатом восстановления пространственных координат является нормальное распределение найденных методом пространственной реконструкции значений вблизи истинного положения источника. В приведенном примере пространственное разрешение равно 12 см по координатам х, у. Этот результат совпадает с пространственным разрешением Борексино при энергии ~550 кэВ в случае анализа данных Монте-Карло (см. рис. 14). Разрешение по координате *z* составляет в приведенном примере 14 см.

ГЛАВА 3. Изучение фоновых характеристик детектора Борексино

В Борексино выделение нейтринных событий ведется в области энергий естественной радиоактивности материалов. По этой причине изучение фоновых характеристик детектора и тщательный отбор событий, связанных с фоном и имитирующих (*ve*⁻)-рассеяние, является приоритетной задачей анализа данных. В этой главе представлены результаты систематического изучения фоновых условий детектора Борексино.

В первом разделе обсуждается фон, наведенный в детекторе внешними источниками. К таким источникам относятся, в первую очередь, высокоэнергетические космические мюоны, не поглотившиеся в толще окружающих детектор горных пород. Отдельно обсуждается фон детектора, связанный с нейтронами.

Второй раздел посвящен рассмотрению собственного фона Борексино. Речь пойдет о фоне, связанном с загрязненностью сцинтиллятора и радиоактивностью элементов конструкции детектора. Будет показано, что достигнутая в Борексино степень радиационной чистоты сцинтиллятора является рекордно высокой для экспериментальных установок такого класса. Это позволит нам выделить эффект от бериллиевых солнечных нейтрино над фоном.

В третьем разделе представлены результаты наблюдений детектором Борексино пучка v_{μ} , который направляется в подземную лабораторию Гран-Сассо из ЦЕРН в рамках проекта CNGS. В результате взаимодействий этих нейтрино непосредственно в детекторе или с горными породами, окружающими лабораторию, происходит образование высокоэнергетических мюонов или электронов, которые регистрируются Борексино по черенковскому излучению.

Наблюдения за стабильностью и контроль фоновых условий важны с точки зрения понимания детектора и последующего анализа как статистических, так и систематических погрешностей. Возрастание уровня

фона по одной из компонент может определять стратегию анализа в соответствующие периоды сбора данных. В последнем разделе главы суммируются результаты наблюдений за стабильностью фоновых условий детектора в период с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г. Ниже, если не оговаривается отдельно, для анализа брался именно этот период сбора данных детектором Борексино.

3.1. Радиоактивность, связанная с внешними источниками

3.1.1. Космические мюоны

Взаимодействие космических лучей в верхних слоях атмосферы Земли приводит к образованию заряженных π - и *К*-мезонов, которые в большинстве случаев распадаются с образованием высокоэнергетических релятивистских мюонов. Средний поток мюонов на уровне моря составляет, примерно, ~10² м⁻² · c⁻¹.

Главная опасность, которую представляет для Борексино мюонный фон, связана с образованием В мишени детектора космогенных радионуклидов – изотопов ¹⁰C, ¹¹C, ¹¹Be и др. Последующий распад этих изотопов имитирует процессы (ve⁻)-рассеяния. Подземная лаборатория Гран-Сассо расположена на глубине 3800 м.в.э., что подавляет количество проникающих в лабораторию мюонов, примерно, в 10⁶ раз. Наиболее точное значение для экспериментально измеренного потока мюонов в подземной лаборатории Гран-Сассо было получено в эксперименте MACRO и составляет (1.16 ± 0.03) м⁻² · час⁻¹. Средняя энергия проникающих в лабораторию мюонов $\langle E_{\mu} \rangle = 320 \ \Gamma \Rightarrow B \ [60, 61].$

Релятивистские мюоны, влетающие в водяной бак детектора, образуют конус черенковского излучения, которое регистрируется фотоумножителями внешнего детектора. Загрузка мюонного вето Борексино составляет (4208 ±

88) сут⁻¹, (подробнее см. далее раздел 3.4.1). Это число соответствует (1.21 \pm 0.05) $\mu/(M^2 \cdot час)$, что в пределах погрешности согласуется с результатом MACRO.

Возможны следующие сценарии отклика детектора на прохождение через него высокоэнергетических мюонов:

1. Сработали как внешний, так и внутренний детектор. Этот случай отвечает мюонам, прошедшим как через водяной бак, так и через сцинтилляционную мишень.

2. Внешний детектор сработал, внутренний не сработал. Такой сценарий возможен в случае, когда мюон проходит через водяной бак или буферную жидкость в стальной сфере, не затрагивая сцинтилляционную мишень.

3. Внешний детектор не сработал, внутренний сработал. Такой сценарий вероятен для мюонов, имеющих горизонтальные треки и образующихся, как правило, в результате работы пучка мюонных нейтрино из ЦЕРН.

В первых двух случаях мюонные события идентифицируются благодаря срабатыванию мюонного вето. В третьем случае, т.е. когда ФЭУ внешнего детектора не дали сигналов, а ФЭУ внутреннего детектора зарегистрировали значительное энерговыделение в сцинтилляторе, для идентификации мюонного фона применяется анализ формы импульса события. Эффективность мюонного вето Борексино составляет $\varepsilon > 99\%$ [45].

Главным источником наведенного космическими мюонами фона является радиоактивный ¹¹С (β^+ , $Q_{max} = 0.96$ МэВ, $T_{1/2} = 20.38$ мин), который образуется в сцинтилляторе в реакции:

$$\mu + {}^{12}\mathrm{C} \to {}^{11}\mathrm{C} + \mu + n, \tag{61}$$

и распадается по схеме:

$${}^{11}C \rightarrow {}^{11}B + e^+ + v_e$$
 (62)

Максимальная энергия, выделяющаяся в реакции (62), включая энергию, выделяющуюся при аннигиляции позитрона, составляет 1.98 МэВ. Скорость образования ¹¹С в детекторе Борексино была измерена на уровне 24 ± 1 (стат.) ± 2 (сист.) соб./(сут · 100 т.). Подробнее об определении скорости образования ¹¹С в сцинтилляторе речь пойдет в главе 4, посвященной анализу энергетического спектра Борексино. Отметим, что образование ¹¹С не является препятствием для выявления эффекта от бериллиевых солнечных нейтрино, которые детектируются в энергетическом окне 250÷800 кэВ. В то же время, ¹¹С является главным препятствием для выделения эффекта от моноэнергетических *рер*-нейтрино ($E_v = 1.44$ МэВ) и нейтрино от СNOцикла. В будущем, вклад от ¹¹С может быть в значительной степени подавлен при помощи внедрения в анализ данных методов реконструкции мюонных треков [62].

Табл. 5. Потенциально опасные для нейтринных измерений Борексино космогенные радионуклиды [63]. Жирным шрифтом выделены изотопы с большими *T*_{1/2}.

Изотоп	$T_{1/2}$	<i>Е_{тах}</i> , МэВ
¹⁰ Be	1.5 · 10 ⁶ лет	0.56 (β ⁻)
⁷ Be	53.1 сут	0.861 (y)
¹¹ C	20.38 мин	0.96 (β ⁺)
¹⁰ C	19.3 c	1.9 (β ⁺)
¹¹ Be	13.8 c	11.5 (β ⁻)
⁸ Li	0.84 c	16.0 (β ⁻)
⁶ He	0.81 c	3.5 (β ⁻)
⁸ B	0.77 c	13.7 (β ⁺)
⁹ Li	0.18 c	13.6 (β ⁻)
⁹ C	0.13 c	$16.0~(\beta^{+})$
⁸ He	0.12 c	10.6 (β ⁻)
¹¹ Li	0.09 c	20.8 (β ⁻)
$^{12}\mathbf{B}$	0.02 c	13.4 (β)

В табл. 5 приведен список р/а изотопов, которые могут образовываться в результате взаимодействия высокоэнергетических мюонов с углеродом в сцинтилляционной мишени детектора [63]. Для защиты от космогенных радионуклидов, распад которых имитирует процессы (ve^{-})-рассеяния, при анализе данных после прохождения мюона открывается, как правило, временное окно длительностью 100 мс. Все события, зарегистрированные за это время, из анализа выбрасываются. Поправка на время сбора данных, связанная с введением 100 мс мертвого времени после прохождения мюона через детектор, составляет 0.2%.

Жирным шрифтом в табл. 5 выделены изотопы с большими $T_{1/2}$. Как следует из таблицы, кроме ¹¹С, наиболее опасными для детектирования солнечных нейтрино являются изотопы ⁷Ве, ¹⁰С и ¹¹Ве. Все они имеют достаточно большие времена жизни и, следовательно, не могут быть исключены из анализа наложением 100 мс вето после прохождения мюона через детектор.

3.1.2. Нейтроны

Появление быстрых нейтронов в детекторе возможно в результате взаимодействий мюонов с мишенью и конструкционными материалами. Источниками нейтронов могут быть также горные породы и бетонные конструкции подземной лаборатории. В этих случаях, механизмом образования нейтронов служит спонтанное деление ядер ²³⁸U и ²³²Th, а также (α , n)-реакции с участием легких элементов (Li, F, Na и др.). Как показали проведенные в подземной лаборатории Гран-Сассо исследования, вклад от бетонных конструкций лаборатории является доминирующим по сравнению с вкладом от окружающих детектор горных пород [64].

Мишень Борексино защищена от внешней фоновой активности слоями буферной жидкости и воды. Кроме того, выделение в мишени методами

пространственной реконструкции сферического чувствительного объема (R < 3 м) обеспечивает дополнительную защиту слоем сцинтиллятора толщиной 1.25 м. Таким образом, главным источником нейтронов внутри сцинтилляционной мишени Борексино следует признать космические мюоны, пролетающие сквозь детектор. Образовавшиеся в мишени нейтроны замедляются и захватываются водородом с испусканием γ -кванта с энергией 2.23 МэВ ($\sigma_{3axe} = 0.332$ барн) или углеродом с испусканием γ -кванта с энергией 4.95 МэВ ($\sigma_{3axe} = 0.0034$ барн).

В течение первых месяцев сбора данных (с мая по декабрь 2007 г) триггерная логика Борексино была запрограммирована таким образом, что не позволяла детектирование большинства событий, связанных с нейтронами: после прохождения мюона через детектор система сбора данных блокировалась на время 1-2 мс. В декабре 2007 г. триггерная логика была перепрограммирована так, чтобы после каждого мюона, вызвавшего срабатывание детектора, внешнего открывалось временное окно длительностью 1.6 мс. Все события, зарегистрированные детектором в течение этих 1.6 мс после прохождения мюона, стали записываться.

Скорость образования нейтронов в Борексино измерена на уровне (173 \pm 38) сут⁻¹. На рис. 17 приведен энергетический спектр отобранных событийкандидатов на нейтроны. Видно, что пик захвата на водороде (2.23 МэВ) область меньших энергий сдвинут В ПО причине неоднородности светособирания детектора. «Шлейф», тянущийся к нулю от пика захвата на водороде, образован нейтронами, захват которых происходит на границе внешней нейлоновой мишени ИЛИ BO сфере. Для проверки этого построим двумерную гистограмму предположения зависимости детектируемой энергии нейтрона от расстояния от центра. Эта зависимость приведена на рис. 18. Видно, что по мере приближения к краю сцинтилляционной мишени (R = 4.25 м), величина детектируемой энергии нейтронов постепенно уменьшается.



Рис. 17. Энергетический спектр событий-кандидатов на нейтроны.



Рис. 18. Двумерная гистограмма зависимости детектируемой энергии нейтрона (МэВ) от расстояния от центра детектора (метры).

Временной спектр нейтронов представлен на рис. 19. Как и при анализе данных нейтронного источника Am-Be, по результатам анализа нейтронного фона может быть определено эффективное время жизни нейтрона в экспериментальной установке Борексино. Аппроксимация временного спектра экспоненциальным распределением дает для времени жизни нейтрона: $\tau = 257 \pm 6$ мкс.


Рис. 19. Временной спектр нейтронов и кривая наилучшей подгонки экспоненциальным распределением.

Найденное значение следует сравнить с величиной, полученной по результатам анализа данных нейтронного источника Am-Be (раздел 2.4.3). Напомним, что в этом случае найденное время жизни нейтрона составило $\tau = 256.2 \pm 0.5$ мкс.

3.2. Собственный фон детектора

3.2.1. Сцинтиллятор

Сцинтилляционная мишень детектора Борексино представляет собой органический раствор РРО в РС в концентрации 1.5 г/л. Масса сцинтиллятора, залитого во внутреннюю нейлоновую сферу, известна с точностью 0.2% и равна 278.3 т. Очевидно, сцинтиллятор является основным источником собственного фона детектора. Потенциально опасные для нейтринных измерений в Борексино компоненты фоновой активности обсуждаются в работе [65]. Главные источники собственного фона сцинтиллятора связаны с β -радиоактивным изотопом ¹⁴C, который

присутствует в любых органических соединениях, а также с ядрами – членами р/а семейств ²³⁸U и ²³²Th. Кроме перечисленных источников, в Борексино возможно проявление фоновой активности, связанной с ⁴⁰K (которая наблюдалась на прототипе Борексино – CTF) и р/а инертными газами ⁸⁵Kr, ²²²Rn. Рассмотрим отдельно каждый и перечисленных источников фона.

<u>1) ${}^{14}C$ </u>

Долгоживущий β -радиоактивный изотоп ¹⁴С (β ⁻, $E_{max} = 156$ кэВ, $T_{1/2} = 5730$ лет) присутствует в любых органических соединениях. Основным процессом, в результате которого происходит образование ¹⁴С, является взаимодействие нейтронов вторичных космических лучей с азотом в атмосфере Земли: ¹⁴N(*n*, *p*)¹⁴С.



Рис. 20. Экспериментально измеренный Борексино за 192 дня энергетический спектр ¹⁴С.

Электроны от β -распада ¹⁴С в сцинтилляторе невозможно отличить от нейтринных событий. На рис. 20 приведен измеренный Борексино за 192 дня энергетический спектр ¹⁴С в чувствительном объеме 78.5 т. Видно, что

эффект энергетического разрешения детектора, который уже рассматривался нами в разделе 1.3.2, приводит к тому, что экспериментально измеряемый спектр ¹⁴С простирается, примерно, до 250 кэВ. По этой причине, энергетическое окно для регистрации солнечных бериллиевых нейтрино детектором Борексино ограничено снизу ~250 кэВ.

Распад ¹⁴С обусловливает более 99% загрузки детектора. Требование к низкому (~10⁻¹⁸ (¹⁴C/¹²C)) содержанию ¹⁴С в сцинтилляторе Борексино продиктовано низким энергетическим порогом детектора, а также потенциальной возможностью определения потока *pp*-нейтрино ($E_v < 0.42$ МэВ) по мере набора статистики. Для того чтобы получить столь малую концентрацию ¹⁴С в сцинтилляторе, производство псевдокумола (PC) для сцинтиллятора Борексино осуществлялось из нефти, которая пролежала глубоко под землей в течение миллионов лет в условиях минимального облучения космическими лучами, и значительное количество имевшегося ¹⁴С успело к настоящему времени распасться.

Возможность получения необходимой для нужд Борексино концентрации ¹⁴C в сцинтилляторе и изучение формы его β -спектра проводились при помощи детектора CTF – уменьшенной копии Борексино. Концентрация ¹⁴C в сцинтилляторе CTF была измерена на уровне (1.94 ± 0.09) · 10⁻¹⁸ (¹⁴C/¹²C), что удовлетворяет требованиям Борексино [66]. По результатам экспериментально измеренного спектра ¹⁴C может быть определена его концентрация в сцинтилляторе Борексино. Она составила (2.7 ± 0.6) · 10⁻¹⁸ (¹⁴C/¹²C).

<u>2) ^{238}U , ^{232}Th </u>

Продукты распада ²³⁸U и ²³²Th распространены на Земле повсеместно. Содержание этих элементов в сцинтилляторе Борексино определялось по отрабатывавшимся ранее на данных СТF методикам задержанных совпадений [67]. Для урана регистрируется фрагмент цепочки распада:

²¹⁴Ві (
$$\beta$$
⁻, E_{max} = 3.26 МэВ, $T_{1/2}$ = 19.9 мин) \rightarrow
²¹⁴Ро (α , E = 7.83 МэВ, $T_{1/2}$ = 164 мкс),

а для тория:

²¹²Bi (
$$\beta^{-}$$
(64%), $E_{max} = 2.25$ МэВ, $T_{1/2} = 60.5$ мин) \rightarrow
²¹²Po ($\alpha, E = 8.95$ МэВ, $T_{1/2} = 299$ нс).

В результате квенчинг-эффекта, регистрируемое детектором количество энергии, выделившейся в сцинтилляторе Борексино в результате α-распада ²¹⁴Po, соответствует энергии электронов ~800 кэВ. Критерии отбора событийкандидатов на ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po:

- время между двумя последовательными событиями *t* < 1.2 мс;

- энергия первого события (кандидат на ²¹⁴Ві) лежит в области $0.25 < E_2$ < 3.5 МэВ. Энергетический порог 0.25 МэВ вводится для того, чтобы избежать большого количества случайных наложений от ¹⁴С;

- энергия второго события (кандидат на $^{214}{\rm Po}$) лежит в области 0.25 < $E_2 < 1.2~{\rm MэB};$

- расстояние между двумя последовательными событиями *L* < 1 м.

При таких условиях отбора, число случайных наложений составило 3.5%. На рис. 21 приведены энергетические спектры событий-кандидатов на ²¹⁴Bi (слева) и ²¹⁴Po (справа) в чувствительном объеме 100 т (заштрихованные кривые) и во всем детекторе (незаштрихованные) за чистое время сбора данных 192 суток с момента запуска детектора 15 мая 2007 г. Формы энергетических спектров ²¹⁴Bi и ²¹⁴Po внутри полной мишени детектора массой 278 т. (незаштрихованные кривые) искажены в силу неоднородности светособирания и указывают на то, что большое число событий происходит на границе мишени детектора. Такие же формы энергетических спектров

наблюдались при анализе задержанных совпадений ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po на прототипе Борексино – CTF [68].



Рис. 21. Энергетические спектры событий-кандидатов на ²¹⁴Bi (слева) и ²¹⁴Po (справа) в чувствительном объеме 100 т (заштрихованные кривые) и во всем детекторе (незаштрихованные).



Рис. 22. Время между двумя последовательными событиями-кандидатами на ²¹⁴Ві и ²¹⁴Ро.

Время между 1-м и 2-м событием приведено на рис. 22. Из аппроксимации спектра экспоненциальным распределением определено время жизни ²¹⁴Po: $\tau = 233 \pm 6$ мкс. Полученный результат хорошо согласуется с табличным значением времени жизни ²¹⁴Po 236 мкс.

Для идентификации в мишени Борексино ²¹²Ро (ряд ²³²Th) также применялась методика задержанных совпадений. Критерии отбора событий-кандидатов на ²¹²Bi - ²¹²Po:

- время между двумя последовательными событиями *t* < 2.5 мкс;

- энергия первого события (кандидат на ²¹²Ві) лежит в области $0.25 < E_2$ < 2.5 МэВ. Энергетический порог 0.25 МэВ вводится для того, чтобы избежать большого количества случайных наложений от ¹⁴С;

- энергия второго события (кандидат на $^{212}{\rm Po}$) лежит в области 0.25 < $E_2 < 1.5~{\rm M}$ эВ;

- расстояние между двумя последовательными событиями L < 1 м.

В период сбора данных с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г. было отобрано 428 событий-кандидатов на 212 Bi - 212 Po во всем детекторе. Из них только 19 (4.4%) были зарегистрированы в чувствительном объеме 100 т. На рис. 23 приведены энергетические спектры событий-кандидатов на 212 Bi (слева) и 212 Po (справа) в чувствительном объеме 100 т (заштрихованные кривые) и во всем детекторе (незаштрихованные). Ввиду малой статистики по 212 Bi - 212 Po, энергетические спектры представлены в логарифмическом масштабе для наглядности. Как и в случае 214 Bi - 214 Po, формы энергетических спектров 212 Bi и 212 Po внутри полной мишени детектора массой 278 т. (незаштрихованные кривые) искажены по причине неоднородности светособирания и указывают на то, что большое число событий происходит на границе сцинтиллирующей мишени детектора. Такие же формы энергетических спектров наблюдались при анализе задержанных совпадений 212 Bi - 212 Po в прототипе Борексино – CTF [68].



Рис. 23. Энергетические спектры событий-кандидатов на ²¹²Bi (слева) и ²¹²Po (справа) в чувствительном объеме 100 т (заштрихованные кривые) и во всем детекторе (незаштрихованные).



Рис. 24. Время между двумя последовательными событиями-кандидатами на ²¹²Ві и ²¹²Ро.

Время между первым и вторым событиями приведено на рис. 24. Из аппроксимации спектра экспоненциальным распределением определено время жизни ²¹²Po: $\tau = 415 \pm 72$ нс. Полученный результат согласуется с

табличным значением времени жизни ²¹²Ро 431 нс. Ввиду малой статистики по ²¹²Ро, погрешность определения τ составляет 17%.

На рис. 25 представлено пространственное распределение событийкандидатов на ²¹²Bi - ²¹²Po. Хорошо видно, что события сконцентрированы, в основном, на границе сцинтилляционной мишени Борексино (R = 4.25 м).



Рис. 25. Пространственное распределение событий-кандидатов на ²¹²Bi - ²¹²Po в период сбора данных с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г.

Отбор событий ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po (ряд ²³⁸U) и ²¹²Bi - ²¹²Po (ряд ²³²Th) дает следующие значения для концентраций примесей ²³⁸U и ²³²Th в сцинтилляторе Борексино:

²³⁸U:
$$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-17} \text{ }\Gamma/\text{\Gamma},$$

²³²Th: $(6.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-18} \text{ }\Gamma/\text{\Gamma}.$

Достигнутый уровень радиационной чистоты жидкого органического сцинтиллятора является рекордно высоким для экспериментальных установок такого класса. Напомним, что на прототипе Борексино – детекторе СТF – для такого же сцинтиллятора (PC + 1.5 г/л PPO) достигнутый уровень

радиационной чистоты составлял 3.5 · 10⁻¹⁶ г/г по ²³⁸U и 4.4 · 10⁻¹⁶ г/г по ²³²Th [69]. Значительное улучшение радиационных свойств сцинтиллятора в Борексино является, в первую очередь, результатом лучшей защищенности мишени от радиоактивности, связанной с ФЭУ и световыми концентраторами.

В табл. 6 проводится сравнение экспериментально измеренных значений загрязненностей по ²³⁸U и ²³²Th жидких сцинтилляторов детекторов Борексино и CTF. Сцинтиллятор на основе РХЕ использовался в CTF в 1996-2000 гг. [70]. В настоящее время CTF ведет сбор данных на сцинтилляторе, идентичном залитому в Борексино.

Табл. 6. Сравнение уровней достигнутой радиационной чистоты сцинтилляторов в экспериментах Борексино и СТГ.

Детектор	Сцинтиллятор	²³⁸ U, г/г	²³² Th, Γ/Γ	Ссылка
CTF	р-Тр (2 (3) г/л)	$(7.3 \pm 2.4) \cdot 10^{-16}$	$(4.0 \pm 4.4) \cdot 10^{-16}$	[69, 70]
	+ bis-MSB (20			
	мг/л) + PXE			
CTF	PC + PPO (1.5)	$(3.5 \pm 1.3) \cdot 10^{-16}$	$(4.4^{+1.5}_{-1.0}) \cdot 10^{-16}$	[69]
	г/л)			
Борексино	PC + PPO (1.5)	$(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{-17}$	$(6.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-18}$	[71]
	г/л)			

$(3)^{40}K$

Возможность попадания в сцинтиллятор ⁴⁰К связана, в основном, с PPO. Долгоживущий изотоп ⁴⁰К ($T_{1/2} = 1.25$ млрд. лет) в 89.3% случаев претерпевает β -распад ($E_{max} = 1.31$ МэВ), в 10.7% случаев происходит *К*захват с испусканием γ -кванта с энергией 1.46 МэВ. Следовательно, попадание в сцинтиллятор ⁴⁰К может повлиять на измерения детектором Борексино солнечных нейтрино бериллиевой линии. В 1999-2000 гг. ⁴⁰К был обнаружен в детекторе CTF в струнах, удерживавших нейлоновую сферу с залитым в нее сцинтиллятор [72]. Последующий опыт СТГ показал, что ⁴⁰К может быть эффективно извлечен из РРО методами водной экстракции. По результатам анализа фона Борексино указаний на возможное присутствие в детекторе ⁴⁰К пока обнаружено не было.

4) ⁸⁵Kr, ²²²Rn.

Радиоактивные инертные газы обладают большой диффундирующей способностью. Вероятность появления ⁸⁵Kr (β ⁻, $E_{max} = 687$ кэB, $T_{1/2} = 10.76$ лет) и ²²²Rn (α , E = 5.59 МэB, $T_{1/2} = 3.8$ сут) в сцинтилляторе связана, главным образом, с их диффундированием из воздуха. Радон, концентрация которого в обычных условиях выше концентрации ⁸⁵Kr на несколько порядков величины, может проникнуть в детектор в процессе заливки детектора и операций по добавлению в мишень сцинтиллятора или чистого PC.

Для детектирования ⁸⁵Kr возможно применение методики задержанных совпадений: в 0.43% случаев ⁸⁵Кг распадается с образованием ⁸⁵Rb в метастабильном состоянии, который имеет время жизни 1.46 мкс и переходит в основное с испусканием у-кванта с энергией 514 кэВ. За время сбора данных с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г. в мишени Борексино было событий-кандидатов обнаружено всего несколько на задержанные совпадения ⁸⁵Kr - ⁸⁵Rb. Ввиду малой вероятности осуществления этого канала распада, а также, по-видимому, малой концентрации в сцинтилляторе самого ⁸⁵Кг, его содержание определялось по результатам анализа энергетического спектра Борексино стандартным методом наименьших квадратов. Как будет показано в главе 4, которая посвящена анализу энергетического спектра, для содержания ⁸⁵Кг в сцинтилляторе детектора было получено значение: 29 \pm 4 соб./(сут · 100 т).

Проникновение в сцинтиллятор радона приводит к накапливанию долгоживущего ²¹⁰Pb (β ⁻, $E_{max} = 63.5$ кэB, $T_{1/2} = 22.3$ лет). Ввиду того, что энергия β -спектра ²¹⁰Pb лежит ниже порога регистрации бериллиевых нейтрино, его распад сам по себе не представляет опасности для

детектирования нейтрино в Борексино. Однако на измерения будет влиять ²¹⁰Ві (β^- , $E_{\text{max}} = 1.16$ МэВ, $T_{1/2} = 5.0$ лет), который образуется в результате распада ²¹⁰Рb. В главе 4 будет показано, что вклад ²¹⁰Ві в экспериментально измеренный энергетический спектр Борексино действительно является значимым. Контроль содержания радона и продуктов его распада в сцинтилляторе осуществляется в результате выявления задержанных совпадений ²¹⁴Ві - ²¹⁴Рo.

3.2.2. Другие, связанные с детектором, источники фона

В предыдущем параграфе отмечалось, что сама мишень Борексино является главным источником собственного фона детектора. По этой причине, требования к радиационной чистоте сцинтиллятора являются наиболее строгими. Другими источниками фона, которые могут вносить вклад В фоновую активность внутри мишени, являются световые концентраторы ФЭУ, сами колбы ФЭУ и стальная сфера, на которой они установлены. Bo всех случаях выделение В мишени методами пространственной реконструкции чувствительного объема позволяет существенно подавить вклад от этого вида фоновой радиоактивности.

Основную опасность представляют энергичные γ -кванты от цепочек распада ²³⁸U и ²³²Th, которые могут долетать до мишени. Так, например, р/а ряд тория содержит ²⁰⁸Tl, распад которого сопровождается испусканием γ -кванта с энергией 2.6 МэВ. Известно, что γ -активность от использующихся в Борексино ФЭУ и световых концентраторов, связанная с рядом ²³²Th, составляет ~3 Бк, а γ -активность, связанная с рядом ²³⁸U ~5 Бк.

На рис. 26 представлен результат пространственной реконструкции событий с энергиями 2 < *E* < 5 МэВ в период сбора данных с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г. В этой области энергий ожидается детектирование фоновых событий, связанных с ФЭУ и световыми концентраторами.

Мюонные события вычтены. Порог сверху 5 МэВ представляет собой максимально возможную энергию, выделяемую в актах естественной радиоактивности материалов (²⁰⁸Tl). Порог снизу 2 МэВ позволяет отсечь события, связанные с β^+ -распадом долгоживущего ¹¹C, который может образоваться в детекторе в результате прохождения мюона.



Рис. 26. Пространственное распределение событий в области энергий 2 < *E* < 5 МэВ.

Как видно из рис. 26, подавляющее большинство таких событий происходит именно на границе сцинтилляционной мишени Борексино (напомним, что радиус внутренней нейлоновой сферы R = 4.25 м.). В разделе 3.4.4 стабильность загрузки детектора в области энергий $E = 2 \div 5$ МэВ за выбранный период сбора данных будет рассмотрена отдельно.

3.3. Пучок *v*_µ из ЦЕРН в лабораторию Гран-Сассо

Целью настоящего раздела было продемонстрировать возможности Борексино к детектированию событий взаимодействий пучка мюонных

нейтрино, направляемого в подземную лабораторию Гран-Сассо из ЦЕРН в рамках проекта CNGS [44]. В настоящее время детектированию на удаленных расстояниях событий взаимодействия нейтринного пучка посвящены несколько экспериментальных проектов [73], [74], [75]. Все они имеют целью изучение осцилляций нейтрино на большой пролетной базе. Хотя главной целью Борексино является изучение низкоэнергетических нейтрино Солнца, детектор способен регистрировать события, ОТ коррелированные с работой пучка. Первые такие события были зарегистрированы Борексино в 2006 г., когда детектор находился в стадии заполнения водой [76].

В Борексино, влияние на измерения солнечных нейтрино событий, связанных с пучком v_{μ} из ЦЕРН, аналогично влиянию космических мюонов. Пучок формируется на протонном ускорителе SPS в ЦЕРН в результате бомбардировки протонами с энергией 400 ГэВ графитовой мишени. В штатном режиме работы сброс протонов на мишень осуществляется каждые 6 сек. в импульсном режиме (два импульса длиной 10.5 мкс каждый, промежутком 50 мс). В одном импульсе разделенные на мишень 1013 доставляется 2.4 протонов. При условии полноценного функционирования SPS и всех элементов системы вывода пучка на мишень, полная светимость должна составить 4.5 · 10¹⁹ протонов на мишень в год.

В результате взаимодействий протонов с графитовой мишенью рождается большое количество вторичных частиц, в т.ч. заряженных π - и Kмезонов. Эти мезоны фокусируются в направлении распадного канала длиной 1000 м, в котором большинство из них распадается с образованием интенсивных v_{μ} . Непровзаимодействовавшие с мишенью протоны, а также не распасться успевшие на своем пути мезоны И другие адроны останавливаются в адронном поглотителе на выходе из распадного канала. Состав и номинальные характеристики нейтринного пучка приведены в табл. 7. Пучок состоит из мюонных нейтрино более чем на 99%.

Табл. 7. Характеристики нейтринного пучка из ЦЕРН в рамках проекта CNGS.

Тип	Поток, (см $^2 \cdot 10^{19}$ протонов	Средняя энергия,	
нейтрино	на мишень) ⁻¹	ГэВ	
v_{μ}	$7.4 \cdot 10^{6}$	17.9	
\widetilde{V}_{μ}	$2.9 \cdot 10^{5}$	21.8	
v_e	$4.7 \cdot 10^4$	24.5	
\widetilde{V}_{e}	$6.0 \cdot 10^{3}$	24.4	

Рассмотрим возможные реакции взаимодействия v_{μ} . При энергиях больше 1-2 ГэВ основной вклад в сечение взаимодействия мюонных нейтрино с веществом вносят глубоко неупругие процессы с участием заряженного тока:

$$\nu_{\mu} + N \to \mu^{-} + X \,, \tag{63}$$

где *N* – нуклон, *X* – совокупность адронов. Осуществление реакций вида (63) ожидается, в первую очередь, в горных породах, окружающих детектор. Высокоэнергетические заряженные мюоны, рождающиеся в этих процессах, могут быть зарегистрированы Борексино по черенковскому излучению.

Кроме реакции (63), v_{μ} могут передать часть своей энергии электрону, благодаря чему возможны процессы рассеяния непосредственно в мишени детектора или водяном баке:

$$v_{\mu} + e^{-} \rightarrow v_{e} + \mu^{-} \tag{64}$$

$$v_{\mu} + e^{-} \rightarrow v_{\mu} + e^{-} \tag{65}$$

В реакции (64) участвуют только заряженные токи. Напротив, реакция (65) идет с участием только нейтральных токов. В обоих случаях мюон или быстрый релятивистский электрон регистрируются детектором по черенковскому излучению. При условии номинальной светимости пучка,

ожидаемое в Борексино число событий взаимодействий пучка v_{μ} по заряженному и нейтральному каналам составляет 315 ± 18 сут⁻¹. Это более чем на порядок величины меньше суточной скорости счета детектором космических мюонов (~4200 сут⁻¹). Таким образом, даже при условии продолжительной работы пучка на максимальной светимости, его вклад в скорость счета Борексино является незначительным.

Расстояние от ЦЕРН до подземной лаборатории Гран-Сассо составляет 732 км. Нейтринный пучок пролетает это расстояние за 2.4 мс. Для идентификации событий взаимодействия пучка производится сравнение значений абсолютных времен события в Борексино с абсолютным временем формирования пучка в ЦЕРН. Точность синхронизации временных отметок составляет ~100 нс.



Рис. 27. Разность значений абсолютных времен события в Борексино с абсолютным временем формирования нейтринного пучка в ЦЕРН.

На рис. 27 представлена разность значений абсолютных времен события в Борексино с абсолютным временем формирования нейтринного пучка в период его работы с 18 июня по 3 ноября 2008 г. За это время на мишень было сброшено 1.78 · 10¹⁹ протонов. На рисунке отчетливо виден пик

в районе 2.4 мс, отвечающий детектированию коррелированных с работой пучка событий. Число зарегистрированных Борексино событий за этот период времени составило 17733. Это значение отвечает сбросу $1.33 \cdot 10^{19}$ протонов на мишень после учета интенсивности пучка, как функции времени за выбранный период сбора данных. Таким образом, эффективность регистрации составила $\varepsilon = 75\%$.

В силу особенностей расположения ФЭУ внешнего детектора, Борексино не оптимизирован для регистрации высокоэнергетических релятивистских мюонов, имеющих горизонтальные треки и пролетающих, не затрагивая сцинтилляционную мишень. Именно этот факт обусловливает 75% эффективность регистрации коррелированных с работой пучка событий. Напомним, что поток космических мюонов в Борексино выше эффекта от пучка v_{μ} более чем на порядок величины.

3.4. Наблюдения за стабильностью фоновых условий внутри детектора

3.4.1. Стабильность загрузки мюонного вето

Для наблюдений за стабильностью загрузки мюонного вето Борексино мы взяли период сбора данных с 15 мая 2007 г. по 17 января 2009 г. Как 3.1.1, посвященном отмечалось В разделе детектированию высокоэнергетических космических мюонов, прохождение таких мюонов через детектор более чем в 99% случаев вызывает срабатывание ФЭУ внешнего детектора. На рис. 28 представлена загрузка внешнего детектора в единицах числа зарегистрированных мюонов в сутки. Загрузка мюонного вето составила (4208 ± 88) соб./сут, что соответствует (1.21 ± 0.05) $\mu/(M^2 \cdot M^2)$ час). Как отмечалось в разделе 3.1.1, это число находится в согласии с величиной, измеренной в подземной лаборатории Гран-Сассо детектором MACRO.



Рис. 28. Загрузка внешнего детектора (в единицах числа событий в сутки) как функция времени сбора данных (в неделях).

Время сбора данных, которое было взято для анализа мюонного фона в Борексино, составило чуть более полутора лет. На рис. 28 хорошо видно, что поток космических мюонов, детектируемых Борексино в подземной лаборатории Гран-Сассо, подвержен годовым вариациям с максимумом в летние месяцы и минимумом в зимние. Этот эффект связан с изменениями температуры в верхних слоях атмосферы и хорошо известен. Сезонные изменения скорости счета космических мюонов наблюдались на большой статистике многими детекторами, в т.ч. МАСКО в лаборатории Гран-Сассо [77], AMANDA на Южном полюсе [78].

3.4.2. Стабильность счета ²¹⁴Ро (ряд ²³⁸U) в сцинтилляторе

Мониторинг детектирования задержанных совпадений ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po является важнейшим разделом изучения эволюции фоновых условий Борексино. Возрастание уровня счета ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po автоматически

свидетельствовало бы о появлении в мишени радиоактивности, связанной, как правило, с инертным газом ²²²Rn – дочерним ядром ²³⁸U.

В разделе 3.2.1, посвященном изучению собственного фона сцинтиллятора, рассматривались энергетические спектры β -радиоактивного ²¹⁴Ві и α -радиоактивного ²¹⁴Ро, было найдено время жизни ²¹⁴Ро, которое было измерено по результатам исследований задержанных совпадений ²¹⁴Ві - ²¹⁴Ро. Рассмотрим теперь эволюцию ²¹⁴Ві - ²¹⁴Ро за время сбора данных Борексино с 15 мая 2007 по 19 апреля 2008 г.



Рис. 29. Уровень счета детектором задержанных совпадений ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po как функция времени сбора данных (в неделях) во всей мишени детектора массой 278 т (прозрачные квадраты) и в чувствительном объеме 100 т (черные точки) в единицах числа событий в сутки.

На рис. 29 представлен еженедельный уровень счета детектором задержанных совпадений ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po в единицах числа событий в сутки. Прозрачные квадраты соответствуют счету внутри полной мишени детектора массой 278 т, черные точки – счету в чувствительном объеме 100 т. Хорошо видно возрастание уровня счета в период с 4-й по 7-ю недели сбора данных. Известно, что в это время проводились операции по добавлению

сцинтиллятора во внутреннюю сферу детектора. Таким образом, анализ стабильности загрузки детектора по ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po показывает, что в этот период времени в мишень было занесено небольшое количество ²²²Rn ($T_{1/2} = 3.8$ сут), который должен был полностью распасться в течение, примерно, трех недель.

Как хорошо видно из рис. 29, в остальное время сбора данных уровень счета детектором ²¹⁴Ро внутри чувствительного объема 100 т. находится на уровне 0÷2 соб./(сут · 100 т). В дальнейшем, при анализе энергетического спектра Борексино для выявления вклада от бериллиевых солнечных нейтрино, это обстоятельство позволит пренебречь вкладом в спектр от ядер – членов р/а семейства ²³⁸U. Скорость счета ²¹⁴Ро во всей мишени массой 278 т. измерена на уровне (10.1 ± 1.4) соб./(сут · 278 т).

В стабильный период после 8-й недели сбора данных отношение скорости счета ²¹⁴Ро во всей мишени к скорости счета в чувствительной массе 100 т. равно, приблизительно, отношению их объемов. Это говорит о том, что детектируемая активность ²¹⁴Ро присуща самому сцинтиллятору, а не поступает в него извне.

3.4.3. Стабильность счета ²¹²Ро (ряд ²³²Th) в сцинтилляторе

Как отмечалось в разделе 3.2.1, посвященном анализу загрязненности сцинтиллятора, за время сбора данных с 15 мая 2007 г. по 19 апреля 2008 г. в чувствительном объеме Борексино было найдено всего несколько событий-кандидатов на задержанные совпадения ²¹²Bi - ²¹²Po. Ввиду малости числа зарегистрированных событий в чувствительном объеме 100 т., на рис. 30 представлен еженедельный уровень счета ²¹²Po внутри всей мишени детектора массой 278 т. Уровень счета составил (1.5 ± 0.7) соб./(сут · 278 т).



Рис. 30. Уровень счета детектором ²¹²Ро как функция времени сбора данных (в неделях) во всей мишени детектора массой 278 т. в единицах числа отсчетов в сутки.

Как и в случае ²¹⁴Ві - ²¹⁴Ро, при рассмотрении загрузки детектора по ²¹²Ві - ²¹²Ро наблюдается незначительное увеличение скорости счета в периоды с 4-й по 6-ю недели сбора данных, которое, очевидно, связано с операциями по добавлению в мишень сцинтиллятора. Тем не менее, даже в этом случае загрузка детектора остается крайне низкой (не более 6 соб./сут во всей мишени массой 278 т).

3.4.4. Стабильность счета в области энергий 2 ÷ 5 МэВ

Как отмечалось в разделе 3.2.2, в области энергий $E = 2 \div 5$ МэВ ожидается детектирование событий, связанных с собственной радиоактивностью световых концентраторов ФЭУ, самих ФЭУ и стальной сферы Борексино. Высокоэнергетические γ -кванты от этих элементов конструкции детектора могут долетать до внутренней нейлоновой сферы со сцинтиллятором. Было показано, что большинство таких событий детектируется именно на границе сцинтилляционной мишени.

На рис. 31 представлен еженедельный уровень счета детектором событий в энергетическом окне $E = 2 \div 5$ МэВ в единицах числа событий в сутки. Мюонные события вычтены. Прозрачные квадраты на рис. 31 соответствуют счету внутри полной мишени детектора массой 278 т, черные точки – счету в чувствительном объеме 100 т. Порог сверху 5 МэВ представляет собой максимально возможную энергию, выделяемую в актах естественной радиоактивности материалов (²⁰⁸Tl). Порог снизу 2 МэВ позволяет исключить из анализа возможные события, связанные с β^+ -распадом долгоживущего ¹¹C, который может образоваться в детекторе в результате прохождения мюонов (см. раздел 3.1.1).



Рис. 31. Уровень счета детектором событий в энергетическом окне $E = 2 \div 5$ МэВ как функция времени сбора данных (в неделях) во всей мишени детектора массой 278 т. (прозрачные квадраты) и в чувствительном объеме 100 т. (черные точки) в единицах числа событий в сутки.

Загрузка детектора в области энергий 2 ÷ 5 МэВ в чувствительном объеме 100 т. составила (5.5 ± 1.5) соб./(сут · 100 т) и, таким образом,

является крайне низкой. Очевидно, что в области энергий детектирования бериллиевых солнечных нейтрино (< 0.8 МэВ) следует ожидать еще меньшей активности, связанной со световыми концентраторами и самими ФЭУ.

Как следует из рис. 31, скорости счета во всем детекторе и в чувствительном объеме 100 т. отличаются почти в 10^2 раз, хотя объем чувствительной массы меньше объема всей мишени только в ~2.8 раза. Это говорит о том, что активность в энергетическом окне $2 \div 5$ МэВ за пределами чувствительного объема вызвана именно внешними источниками (световые концентраторы, ФЭУ). Так, например, в случае ²¹⁴Ро отношение скорости счета во всей мишени к скорости счета в чувствительной массе приблизительно равно отношению их объемов.

Необходимо Помимо сделать следующее важное замечание. естественной радиоактивности, в области энергий 2 ÷ 5 МэВ ожидается детектирование борных солнечных нейтрино. В этой же области энергий возможно детектирование распадов p/a изотопов, которые образовались в результате прохождения мюонов через детектор (табл. 5). Ввиду того, что при исследовании скорости счета детектором в энергетическом окне 2 ÷ 5 МэВ ставилась задача определения предела сверху на возможную фоновую активность, связанную с ФЭУ и световыми концентраторами, выявление перечисленных выше классов полезных событий не проводилось. Таким образом, в представленную на рис. 31 скорость счета незначительный вклад должны вносить борные солнечные нейтрино, а также фоновая активность, связанная с космогенными радионуклидами. Количественное выявление этого вклада представляет собой отдельную задачу, которая в настоящей работе не ставилась.

ГЛАВА 4. Анализ энергетического спектра Борексино

В этой главе рассматривается энергетический спектр Борексино. В первом разделе проводятся вычисления предсказываемой для Борексино скорости счета бериллиевых солнечных нейтрино. Последующие разделы посвящены работе с экспериментально измеренным энергетическим спектром детектора и результатам, которые получаются из его анализа.

Начальный этап работы со спектром заключается в последовательном вычитании из первичного спектра событий, которые при помощи описанных в предыдущей главе методик были идентифицированы, как фоновые. Далее, при помощи методов пространственной реконструкции событий, рассмотренных в главе 2, в мишени детектора выделяется внутренний чувствительный объем. Получившийся спектр анализируется при помощи стандартного метода наименьших квадратов для определения вклада в спектр от солнечных нейтрино бериллиевой линии и оставшихся компонент фона, которые на предыдущих этапах не удалось исключить из анализа.

По результатам найденной скорости счета солнечных бериллиевых нейтрино детектором Борексино определяется вероятность этим нейтрино остаться электронными P_{ee} ; вычисляется поток солнечных нейтрино бериллиевой линии. Последний раздел главы посвящен обсуждению ошибок полученных результатов.

4.1. Вычисление ожидаемой для Борексино скорости счета солнечных бериллиевых нейтрино

Прежде, чем приступить к анализу энергетического спектра Борексино, определим ожидаемую в детекторе скорость счета солнечных бериллиевых нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ как при условии отсутствия осцилляций, так и в случае осцилляций с параметрами в области LMA. Напомним, что

солнечные нейтрино от ⁷Ве имеют энергию 0.862 МэВ в 90% случаев. В 10% случаев эти нейтрино испускаются с энергией 0.384 МэВ. При расчете энергетического спектра электронов отдачи (раздел 1.3.2) было показано, что вклад в спектр от ⁷Ве-нейтрино с энергией 0.384 МэВ лежит в диапазоне ~0÷240 кэВ, т.е. в области энергий β -распада ¹⁴С, и, следовательно, не может быть выявлен.

В общем случае непрерывных нейтринных спектров, число взаимодействий нейтрино в мишени детектора в единицу времени следует определить, как:

$$R = \int_{T_e > T_0} dT_e \int_{E_v > E_0} dE_v \left[\overline{P}_{ee} \cdot \frac{d\sigma_e(E_v, T_e)}{dT_e} + (1 - \overline{P}_{ee}) \cdot \frac{d\sigma_{\mu,\tau}(E_v, T_e)}{dT_e} \right] N_e \cdot \frac{d\Phi_e(E_v)}{dE_v}, \quad (66)$$

где T_e – кинетическая энергия электрона после рассеяния, E_v – энергия налетающего нейтрино, N_e – число электронов в мишени, $\frac{d\Phi_e}{dE_v}$ – дифференциальный поток нейтрино, $\frac{d\sigma_{e;\mu,\tau}}{dT_e}$ – дифференциальные сечения (*ve*⁻)-рассеяния, определенные на основании (48), \overline{P}_{ee} - средняя в области энергий от E_0 до E_v вероятность электронному нейтрино остаться электронным. Поток бериллиевых нейтрино от Солнца в рамках Стандартной солнечной модели (табл. 1): Φ (⁷Be) = 5.07 · 10⁹ см⁻² с⁻¹.

В Борексино используется сцинтиллятор на основе РС (C₉H₁₂) с добавлением 1.5 г/л РРО (C₁₅H₁₁NO). Плотность $\rho = 0.88$ г/см³. Масса сцинтиллятора, залитого в детектор, известна с точностью 0.2% и составляет 278.3 т., что соответствует числу электронов в 100 т. мишени детектора: $N_e =$ 3.32 · 10³¹. В случае отсутствия осцилляций $\overline{P}_{ee} = 1$ и второе слагаемое в квадратных скобках выражения (66) обращается в ноль. Сечение (*ve*⁻)-рассеяния для нейтрино с энергией 0.862 МэВ: $\sigma_{e \ 0.862} = 5.93 \cdot 10^{-45}$ см² [16]. Таким образом, для скорости счета детектором солнечных нейтрино от ⁷Ве с энергией $E_{v} = 0.862$ МэВ получаем:

$$R = \sigma_{0.862} \cdot N_e \cdot [0.9 \cdot \Phi(^7 \text{Be})] = 78 \pm 5 \text{ co6./(cyt} \cdot 100 \text{ t})$$
(67)

Ошибка полученного результата складывается из неопределенности предсказания потока бериллиевых нейтрино $\Phi(^7\text{Be})$ в ССМ, которая составляет 6%.

Для учета эффекта осцилляций возьмем $P_{ee} = 0.541 \pm 0.017$ [9]. Это значение соответствует нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ в случае осцилляций с параметрами в области LMA. Сечение (ve^-)-рассеяния в случае $v_{\mu,\tau}$: $\sigma_{\mu,\tau \ 0.862} = 1.26 \cdot 10^{-45}$ см² для нейтрино с энергией 0.862 МэВ [16]. Таким образом, для ожидаемой скорости счета бериллиевых солнечных нейтрино детектором Борексино в случае осцилляций получаем:

$$R = 49 \pm 4 \, \operatorname{co6./(cyt} \cdot 100 \, \mathrm{T}) \tag{68}$$

Ошибка полученного результата складывается из неопределенности предсказания в ССМ потока бериллиевых нейтрино от Солнца (6%) и неопределенности *P*_{ee} (3%).

4.2. Экспериментальный спектр детектора в низкоэнергетической области

4.2.1. Скорость счета детектором ⁷Ве солнечных нейтрино

Первые результаты наблюдения ⁷Ве солнечных нейтрино детектором Борексино были получены в ходе анализа 47.4 дней сбора данных [79, 80]. На

рис. 32 представлен энергетический спектр Борексино, измеренный за чистое время сбора данных 192 суток с момента начала сбора данных детектором 15 мая 2007 г. Кривая 1 на рис. 32 представляет собой первичный, суммарный спектр событий. Будем последовательно исключать из этого спектра следующие классы фоновых событий, рассмотренных в главе 3 настоящей диссертации:

1. Космические мюоны и события, зарегистрированные детектором в течение 100 мс после прохождения мюона. Поправка на время сбора данных, связанная с введением 100 мс временного окна, составляет 0.2%.

2. События, идентифицированные как задержанные совпадения ²¹⁴Ві - ²¹⁴Ро, ²¹²Ві - ²¹²Ро или ⁸⁵Кг - ⁸⁵Rb.

3. События, которые были восстановлены программой реконструкции пространственных координат за пределами чувствительного объема 100 т. (R > 3 м.). Кроме того, для подавления незначительной активности, связанной с ²²²Rn в области северного и южного полюсов сферы, вводилось дополнительное требование на координату Z события: |z| < 1.7 м. Масса выделенного в мишени чувствительного объема составила (78.5 ± 4.7) т.

~250 В области энергий кэВ ДО доминирует изначально присутствующий в сцинтилляторе ¹⁴С, рассмотренный нами в разделе 3.2.1. области ~400 кэВ образован долгоживущим (τ = 199.6 сут) α-Пик в радиоактивным ²¹⁰Ро – дочерним ядром ²²²Rn. Хорошо видно, что ²¹⁰Ро вносит значительный вклад в счет детектора в нейтринном окне. В начале сбора данных (май 2007 г.) скорость счета ²¹⁰Ро в чувствительном объеме находилась на уровне ~8 тыс. соб./(сут · 100 т). Увеличение счета детектора в области $E \sim 0.8 \div 2$ МэВ связано с долгоживущим изотопом ¹¹С, который образуется в результате взаимодействий космических мюонов с мишенью детектора (раздел 3.1.1).



Рис. 32. Энергетический спектр детектора Борексино, измеренный за время 192 дня: 1 – первичный суммарный спектр событий; 2 – спектр после исключения из спектра 1 следующих классов событий: (а) связанных с мюонами и зарегистрированных в течение 100 мс после мюона; (б) событий, идентифицированных как задержанные совпадения ²¹⁴Bi - ²¹⁴Po, ²¹²Bi - ²¹²Po или ⁸⁵Kr - ⁸⁵Rb; 3 – спектр после исключения событий, восстановленных методом реконструкции пространственных координат за пределами внутреннего чувствительного объема.

Вклад в энергетический спектр событий от бериллиевых нейтрино определяется на основании анализа стандартным методом наименьших квадратов, при этом минимизации подвергается функционал:

$$\chi_R^2 = \sum_i \frac{(R_i^{th} - R_i^{\exp})^2}{\sigma_R^2} , \qquad (69)$$

в котором суммирование производится по числу неизвестных параметров процедуры подгонки. В этом выражении R_i^{th} представляет собой теоретически рассчитанное значение числа событий от *i*-го параметра на

каждом шаге энергетической шкалы, а R_i^{exp} - экспериментально измеренное значение числа событий за выбранный период сбора данных для того же шага энергетической шкалы. Энергетическое разрешение σ_R исследовалось нами в разделе 2.4.3 и зависит от *E* как ~ $1/\sqrt{E}$.

Как было показано, уровень загрязненности сцинтиллятора по ²³⁸U составляет $(1.6 \pm 0.1) \cdot 10^{17}$ г/г, а по ²³²Th $(6.8 \pm 1.5) \cdot 10^{-18}$ г/г. Эти обстоятельства позволяют пренебречь вкладом в энергетический спектр от изотопов – членов р/а семейств ²³⁸U и ²³²Th. Из анализа выбрасывались периоды сбора данных, в течение которых загрузка детектора по рассмотренным в главе 3 фоновым источникам выходила за пределы 3σ от их среднего значения.

Свободными параметрами процедуры подгонки энергетического спектра методом наименьших квадратов являются следующие:

- 7 Ве солнечные нейтрино;

- солнечные нейтрино от CNO-цикла;

- световыход сцинтиллятора;

- среднее, дисперсия и константа нормального распределения αсобытий ²¹⁰Ро;

- ²¹⁰Bi;

- ¹¹C;

- ⁸⁵Kr.

Расчетные спектры ⁷Ве- и СNО-нейтрино от Солнца вычислялись на основании данных Стандартной солнечной модели (табл. 1). Расчетные спектры р/а изотопов вычислялись на основании радиоизотопных данных национальной лаборатории Беркли.

Энергетический спектр детектора и кривая наилучшей подгонки в области энергий 270 ÷ 1650 кэВ приведены на рис. 33. Значение χ^2 составляет 55 при 60 степенях свободы. Напомним, что расчетный спектр электронов отдачи в случае рассеяния ⁷Ве солнечных нейтрино приведен на рис. 4. Он

хорошо совпадает с экспериментально измеренным спектром в области энергий ~550 \div 800 кэВ, в которой счет детектора от событий (*ve*⁻)-рассеяния ⁷Ве солнечных нейтрино преобладает над фоном. При меньших энергиях преобладающим является вклад в спектр от ²¹⁰Ро.



Рис. 33. Энергетический спектр детектора и кривая наилучшей подгонки в области энергий 270 ÷ 1650 кэВ.

В табл. 8 приведены найденные в результате анализа энергетического спектра методом наименьших квадратов значения наиболее важных свободных параметров процедуры подгонки.

Табл. 8. Значения свободных параметров процедуры подгонки энергетического спектра Борексино методом наименьших квадратов.

Световыход	⁷ Be	²¹⁰ Bi +	¹¹ С, соб./	⁸⁵ Кг, соб./
сцинтиллятора,	нейтрино,	нейтрино от	(сут 100 т)	(сут 100 т)
фотоэлектроны/	соб./	CNO-цикла,		
МэВ	(сут 100 т)	соб./(сут·100 т)		
500 ± 12	49 ± 3	20 ± 2	24 ± 1	29 ± 4

Таким образом, скорость счета детектором бериллиевых солнечных нейтрино с энергией 0.862 МэВ составила:

$$R(^{7}Be) = 49 \pm 3 \text{ (стат.)} \pm 4 \text{ (сист.)} \text{ соб./(сут} \cdot 100 \text{ т})$$
$$= 49 \pm 6.1\% \text{ (стат.)} \pm 8.5\% \text{ (сист.)} \text{ соб./(сут} \cdot 100 \text{ т}), \quad (70)$$

где первая и вторая ошибки связаны, соответственно, со статистикой и систематикой. Ниже (раздел 4.3) источники погрешностей измерений Борексино будут рассмотрены отдельно. Точность измерений Борексино составила 10%. Напомним, что предсказываемая для Борексино в рамках Стандартной солнечной модели скорость счета ⁷Ве солнечных нейтрино равна $49 \pm 4 \operatorname{co6./(сут} \cdot 100 \operatorname{t})$ (выражение (68)).

Следует особо отметить, что при набранной статистике вклады в энергетический спектр от ²¹⁰Ві и нейтрино от солнечного СNO-цикла не могут быть разделены. Однако это не влияет на измерения солнечных нейтрино от ⁷Ве. Уровень счета детектором нейтрино от СNO-цикла может быть определен в дальнейшем, по мере набора данных.

4.2.2. Определение вероятности выживания ⁷Ве солнечных нейтрино *P*_{ee}

Как отмечалось в разделе 1.2.3, согласно теории нейтринных осцилляций в веществе с параметрами в области LMA при энергиях нейтрино меньше 1-2 МэВ преобладающим механизмом переходов нейтрино из одного флейворного состояния в другое являются осцилляции в вакууме. Согласно расчетам, при энергиях нейтрино меньше 1 МэВ вероятность выживания электронных нейтрино с энергией 0.862 МэВ P_{ee} должна лежать в области 0.54 ÷ 0.56.

Определим по результатам измерений Борексино вероятность электронным солнечным нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ остаться электронными. Она может быть получена непосредственно из формулы (66) по измеренной детектором скорости счета этих нейтрино и равна:

$$P_{\rm ee} = 0.56 \pm 0.10 \tag{71}$$

Это значение находится в согласии с величиной $P_{ee} = 0.541 \pm 0.017$, полученной путем аппроксимации реакторных и имеющихся солнечных (кроме Борексино) данных [9].

В случае отсутствия осцилляций $P_{ee} = 1$. Таким образом, можно заключить, что результаты измерений Борексино не согласуются с гипотезой отсутствия осцилляций на уровне 4σ .

4.2.3. Определение потока ⁷Ве солнечных нейтрино

4.2.3.1. Гипотеза отсутствия осцилляций

На основании измеренной детектором скорости счета бериллиевых солнечных нейтрино может быть определен их поток. В модели без осцилляций, P_{ee} в формуле (66) равна единице. Число электронов в чувствительной массе 100 т.: $N_e = 3.32 \cdot 10^{31}$. Подставляя в (66) значения для N_e и сечений (*ve*⁻)-рассеяния, получаем:

$$49 \operatorname{co6/(cyt} \cdot 100 \operatorname{t}) = 3.32 \cdot 10^{31} \cdot 5.93 \cdot 10^{-45} \cdot [0.9 \cdot \Phi(^{7} \mathrm{Be})]$$

Отсюда следует, что измеренный детектором полный поток бериллиевых нейтрино от Солнца у поверхности Земли равен:

$$\Phi(^{7}\text{Be}) = (2.74 \pm 0.27) \cdot 10^{9} \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}$$
(72)

Ошибка значения (72) складывается из полной ошибки измерения скорости счета ⁷Ве-нейтрино, которая составляет 10%.

Напомним, что предсказываемый в ССМ поток бериллиевых нейтрино: $\Phi(^{7}\text{Be}) = 5.07 \cdot 10^{9} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (табл. 1). Таким образом, как следует из (72), детектируемый Борексино поток ⁷Be солнечных нейтрино меньше ожидаемого в 1.8 раза. Это подтверждает наличие «дефицита» солнечных нейтрино, который наблюдался всеми радиохимическими и водными черенковскими детекторами нейтрино от Солнца.

4.2.3.2. Гипотеза существования осцилляций

Определим теперь поток бериллиевых нейтрино от Солнца в предположении о существовании нейтринных осцилляций. Для этого случая воспользуемся определенным на основании измерений Борексино значением (71) для P_{ee} . Подставляя это значение, а также значения для N_e и сечений (ve^-)-рассеяния в (66), и учитывая тот факт, что измерения Борексино были осуществлены только для ⁷Ве-нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ, испускаемых в 90% случаев, получаем для полного потока бериллиевых нейтрино от Солнца:

$$\Phi(^{7}\text{Be}) = (5.18 \pm 0.51) \cdot 10^{9} \text{ cm}^{-2} \text{ c}^{-1}$$
(73)

Напомним, что в рамках ССМ для полного потока ⁷Ве солнечных нейтрино предсказывается значение: $\Phi(^{7}\text{Be}) = 5.07 \cdot 10^{9} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Таким образом, найденный при помощи измерений Борексино поток находится в согласии с предсказаниями Стандартной солнечной модели.

4.3. Замечания к ошибкам полученных результатов

Борексино является первым в мире детектором, осуществившим регистрацию бериллиевых нейтрино от Солнца в режиме реального времени и измерившим их поток. Точность измерений составила 10%. В дальнейшем, по мере набора статистики, планируется достичь точности измерений на уровне 3-5%.

При определении скорости счета детектором бериллиевых солнечных нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ статистическая ошибка определялась тремя независимыми факторами:

1. Набранной статистикой.

2. Корреляцией результатов подгонки энергетического спектра с недостаточно хорошо известным на сегодняшний день количеством ⁸⁵Kr в чувствительном объеме мишени.

3. Корреляцией результата подгонки с величиной световыхода сцинтиллятора, т.е. с зависимостью числа собираемых всеми ФЭУ фотоэлектронов от выделяемой в мишени детектора энергии.

Как отмечалось в разделе 3.2.1, посвященном изучению радиационной чистоты сцинтиллятора Борексино, в задаче детектирования ⁸⁵Кг возможно применение методики задержанных совпадений, однако вероятность этого канала распада криптона чрезвычайно мала (0.43%). За выбранный период сбора данных было обнаружено всего несколько событий-кандидатов на ⁸⁵Кг. По этой причине, содержание криптона в сцинтилляторе было заложено в виде свободного параметра процедуры подгонки энергетического спектра и определено стандартным методом наименьших квадратов.

Световыход сцинтиллятора также является свободным параметром процедуры подгонки энергетического спектра. Как и в случае с ⁸⁵Kr, было обнаружено [81], что корреляция результата подгонки с величиной

световыхода сцинтиллятора является существенной. Ошибка определения световыхода составила 2.4% (табл. 8).

Источники систематических ошибок суммированы в табл. 9 [71]. Полная систематическая погрешность результата составила 8.5%. Как следует из таблицы, главными источниками систематической ошибки являются погрешность в определении массы чувствительного объема (6%) и недостаток знания функции отклика детектора (6%).

Табл. 9. Источники и значения систематических ошибок.

Источник погрешности	$\%, \sigma$
Масса мишени	0.2
Масса чувствительного объема	6.0
Время сбора данных	0.1
Функция отклика детектора	6.0
Эффективность отбора фоновых	0.3
событий	
Полная систематическая	8.5
погрешность	

Масса залитого в Борексино сцинтиллятора определялась при помощи массового расходомера непосредственно в процессе заливки. Точность определения массы мишени 0.2%.

Чувствительный объем – сфера массой 100 т (R = 3 м.) – выделялся при помощи методов пространственной реконструкции, рассмотренных в главе 2. Эффективный радиус мишени, соответствующий массе сцинтиллятора 100 т., равен $R = (3.02 \pm 0.18)$ м. Он был определен на основании пространственного восстановления следующих классов событий:

a) ¹⁴С в предположении его равномерного распределения в сцинтилляторе;

б) внешних γ-квантов, долетающих до границы мишени от ФЭУ и световых концентраторов;

в) фторопластовых диффузоров, расположенных на поверхности нейлоновой сферы.

Точность временных отметок в лаборатории Гран-Сассо обеспечивается рубидиевыми часами ESAT RAD100 и составляет ~100 нс. Погрешность времени сбора данных Борексино оценена на уровне 0.1% и является довольно консервативной.

Погрешность функции отклика детектора (6%) соответствует точности, с которой на сегодняшний день известна энергетическая шкала Борексино.

Суммарная эффективность отбора фоновых событий была определена на уровне 0.3%. Напомним, что большинство методов анализа фоновых условий отрабатывалось ранее на прототипе Борексино – CTF.

Заключение

Основные результаты, которые были получены в настоящей диссертационной работе, состоят в следующем:

1. Разработаны алгоритмы восстановления пространственных координат и энергии событий в жидко-сцинтилляционной мишени Борексино. Проведен анализ калибровочных данных Борексино, в т.ч. при помощи разработанных методов.

2. Численно изучены составляющие наведенного и собственного фона детектора Борексино. Осуществлены систематические наблюдения за стабильностью фоновых условий внутри детектора.

3. Впервые в режиме реального времени осуществлено детектирование солнечных нейтрино бериллиевой линии с энергией $E_v = 0.862$ МэВ по реакции (*ve*⁻)-рассеяния.

4. Определена скорость счета сцинтилляционным детектором Борексино бериллиевых солнечных нейтрино с энергией $E_v = 0.862$ МэВ: $R(^7\text{Be}) = 49 \pm 3 \text{ (стат.)} \pm 4 \text{ (сист.) соб./(сут} \cdot 100 \text{ т}).$

5. Измерен полный поток бериллиевых нейтрино от Солнца:

- в модели без осцилляций: $\Phi(^{7}\text{Be}) = (2.74 \pm 0.27) \cdot 10^{9} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Найденное значение подтверждает наличие «дефицита» солнечных нейтрино;

- в модели с осцилляциями с параметрами в области больших углов смешивания (LMA): $\Phi(^{7}\text{Be}) = (5.18 \pm 0.51) \cdot 10^{9} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Это значение находится в согласии с предсказаниями ССМ.

6. Определена вероятность выживания электронных солнечных нейтрино от ⁷Ве с энергией 0.862 МэВ: $P_{ee} = 0.56 \pm 0.10$. Результаты измерений Борексино не согласуются с гипотезой отсутствия нейтринных осцилляций ($P_{ee} = 1$) на уровне 4σ .
Экспериментальные результаты получены при помощи сверхнизкофонового, жидко-сцинтилляционного нейтринного детектора Борексино, который был создан при участии РНЦ «Курчатовский институт». Измерения проводились в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия).

В заключение, хочу выразить благодарность научному руководителю работы, доктору ф.-м. н. Скорохватову М. Д., за проявленный интерес к работе и ее автору. Я очень благодарен кандидату ф.-м. н. Сухотину С. В. и кандидату ф.-м. н. Этенко А. В. за полезные обсуждения многих вопросов в рамках проблематики выполненной работы и за ее пределами. Я благодарен Мачулину И. Н. за плодотворные дискуссии.

Я признателен своим зарубежным коллегам, с которыми в контексте проекта Борексино нам приходилось решать задачи самого широкого круга.

ЛИТЕРАТУРА

1. B. Pontecorvo, Chalk River Report PD-205 (1946).

2. Кузьмин В. А., О детектировании солнечных нейтрино при помощи реакции ${}^{71}\text{Ga}(v_e, e^-){}^{71}\text{Ge}, \mathscr{W} \ni T\Phi$ **49**, 1532 (1965).

3. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, Cosmic abundances as records of stellar evolution and nucleosynthesis, **336**, 25 (2005).

4. W. J. Chaplin, A. M. Serenelli, S. Basu, Y. Elsworth, R. New, G. A. Verner, Astrophys. J. **670**, 872 (2007); S. Basu, W. J. Chaplin, Y. Elsworth, R. New, A. M. Serenelli and G. A. Verner, Astrophys. J. **655**, 660 (2007).

5. C. Peña-Garay, A. M. Serenelli, Solar neutrinos and the solar composition problem, astro-ph/0811.2424 (2008).

6. Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collab.), Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 (2002).

7. B. Aharmim *et al.* (SNO Collab.), Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of ⁸B solar neutrinos from the 391-day salt phase SNO data set, Phys. Rev. C **72**, 055502 (2005).

8. B. Aharmim *et al.* (SNO Collab.), An independent measurement of the total active ⁸B solar neutrino flux using an array of ³He proportional counters at the Sudbury Neutrino Observatory, Phys. Rev. Lett. **101**, 111301 (2008).

9. S. Abe *et al.* (KamLAND Collab.), Precision measurement of neutrino oscillation parameters with KamLAND, Phys. Rev. Lett. **100**, 221803 (2008).

10. J. N. Bahcall, C. Peña-Garay, Solar models and solar neutrino oscillations, New J. Phys. **6**, 63 (2004).

11. J. N. Bahcall, C. Peña-Garay, A road map to solar neutrino fluxes, neutrino oscillation parameters, and tests for new physics, J. High Energy Phys. **11**, 004 (2003).

12. C. F. Weizsaker, Physik Z. 38, 176 (1937).

13. C. F. Weizsaker, Physik Z. 39, 663 (1938).

14. H. A. Bethe, Energy production in stars, Phys. Rev. 55, 434 (1939).

15. J. N. Bahcall, The luminosity constraint on solar neutrinos fluxes, Phys. Rev. C65, 025801 (2002).

16. Дж. Бакал, Нейтринная астрофизика, М.: «Мир», 1993.

17. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, New solar abundances, helioseismology, and neutrino fluxes, Astrophys. J. **621**, L85 (2005).

18. J. N. Bahcall, William A. Fowler, I. Iben, Jr., R. L. Sears, Solar neutrino flux, Astrophys. J. **137**, 344 (1963).

19. C. Fröhlich, J. Lean, The Sun's total irradiance: cycles, trends and related climate change uncertainties since 1976, Geophys. Res. Lett., 25, 4377 (1998).

20. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, S. Basu, 10,000 standard solar models: a Monte-Carlo simulation, Astrophys. J. **165**, 400 (2006).

21. J. N. Bahcall, M. H. Pinsonneault, Solar models with helium and heavyelement diffusion, Rev. Mod. Phys. **67**, 781 (1995). 22. F. Confortola *et al.* (LUNA Collab.), Astrophysical S-factor of the ${}^{3}\text{He}(\alpha, \gamma){}^{7}\text{Be}$ reaction measured at low energy via prompt and delayed γ detection, Phys. Rev. C **75**, 065803 (2007).

23. E. G. Adelberger *et al.*, Solar fusion cross sections, Rev. Mod. Phys. **70**, 1265 (1998).

24. Понтекорво Б. М., Мезоний и антимезоний, ЖЭТФ 33, 549 (1957).

25. Z. Maki, M. Nakagawa, S. Sakata, Remarks on the unified model of elementary particles, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).

26. B. Kayser, On the quantum mechanics of neutrino oscillation, Phys. Rev. D 24, 110 (1981).

27. L. Wolfenstein, Neutrino oscillations in matter, Phys. Rev. D 17, 2369 (1978).

28. L. Wolfenstein, Neutrino oscillations and stellar collapse, Phys. Rev. D 20, 2634 (1979).

29. Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Резонансное усиление осцилляций в веществе и спектроскопия солнечных нейтрино, ЯФ **42**, 1441 (1985).

30. Михеев С. П., Смирнов А. Ю., Резонансные осцилляции нейтрино в веществе, УФН **153**, 3 (1987).

31. H. A. Bethe, Possible explanation of the solar-neutrino puzzle, Phys. Rev. Lett.56, 1305 (1986).

32. S. P. Rosen, J. M. Gelb, Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein enhancement of oscillations as a possible solution to the solar-neutrino problem, Phes. Rev. D **34**, 969 (1986).

33. A. Halprin, Neutrino oscillations in nonuniform matter, Phys. Rev. D **34**, 3462 (1986).

34. S. J. Parke, Nonadiabatic level crossing in resonant neutrino oscillations, Phys. Rev. Lett. **57**, 1275 (1986).

35. K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collab.), First results from KamLAND: evidence for reactor antineutrino disappearance, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003).

36. A. Yu. Smirnov, The MSW effect and solar neutrinos, talk at the 11th workshop on Neutrino Telescopes, Venice, 2003, hep-ph/0305106 (2003).

37. F. J. Hasert *et al.* (Gargamelle Collab.), Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment, Phys. Lett. B **46**, 138 (1973).

38. F. Reines, H. S. Gurr, H. W. Sobel, Detection of \tilde{v}_e -*e* scattering, Phys. Rev. Lett. **37**, 315 (1976).

39. Г. С. Видякин, В. Н. Выродов, И. И. Гуревич, Ю. В. Козлов, В. П. Мартемьянов, С. В. Сухотин, В. Г. Тарасенков, Е. В. Турбин, С. Х. Хакимов, Изучение рассеяния реакторных антинейтрино на электроне с помощью детектора на основе фторорганического сцинтиллятора, Письма в ЖЭТФ **49**, 646 (1989).

40. Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М.: «Наука», 1990.

41. S. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collab.), The Super-Kamiokande detector, Nucl. Instrum. Methods A **501**, 418 (2003).

42. P. Dekowski, KamLAND Neutrino oscillation results and solar future, talk at Neutrino-2008 conference, Christchurch, New Zealand, 2008.

43. S. Amerio *et al.* (ICARUS Collab.), Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector, Nucl. Instrum. Methods A **527**, 329 (2004).

44. R. Bayley et al., Preprint CERN-SL/99-034(DI), INFN/AE-99/05 (1999).

45. G. Alimonti *et al.* (Borexino Collab.), The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Nucl. Instrum. Methods A **600**, 568 (2009).

46. G. Alimonti *et al.* (Borexino Collab.), A large-scale low background liquid scintillator detector: the counting test facility at Gran Sasso, Nucl. Instrum. Methods A 406, 411 (1998).

47. H. O. Back *et al.* (Borexino Collab.), Search for electron decay mode $e \rightarrow \gamma + v$ with prototype of Borexino detector, Phys. Lett. B **525**, 29 (2002).

48. H. O. Back *et al.* (Borexino Collab.), New limits on nucleon decays into invisible channels with the BOREXINO counting test facility, Phys. Lett. B **563**, 23 (2003).

49. H. O. Back *et al.* (Borexino Collab.), New experimental limits on heavy neutrino mixing in B-8 decay obtained with the Borexino Counting Test Facility, Письма в ЖЭТФ **78**, 707 (2003) [JETP Lett. **78**, 261 (2003)].

50. H. O. Back *et al.* (Borexino Collab.), New experimental limits on violations of the Pauli exclusion principle obtained with the Borexino counting test facility, Eur. Phys. J. C **37**, 421 (2004).

51. Литвинович Е. А., Разработка метода анализа данных детектора Борексино, препринт **ИАЭ-6325/2** (2004).

52. Идье В., Драйард Д., Джеймс Ф., Рус М., Садуле Б., Статистические методы в экспериментальной физике, М.: «Атомиздат», 1976.

53. Леман Э. Теория точечного оценивания, М.: «Наука», 1991.

54. F. James, M. Roos, "MINUIT": A system for function minimization and analysis of the parameter errors and correlations, Computer Physics Communication **10**, 343 (1975).

55. F. James, MINUIT. Function minimization and error analysis, Reference Manual, CERN Program Library Long Write-up, D506 (1994).

56. Ландау Л. Д., О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию, J. Phys. USSR, **8**, 201 (1944).

57. A. D. Vijaya, A. Kumar, The neutron spectrum of Am-Be neutron source, Nucl. Instrum. Methods **111**, 435 (1973).

58. J. W. Marsh, D. J. Thomas, M. Burke, High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron sources, Nucl. Instrum. Methods A 366, 340 (1995).

59. J. B. Birks, The theory and practice of scintillation counting, Macmillan, New York, 1964.

60. M. Ambrosio *et al.* (MACRO Collab.), Measurement of the energy spectrum of underground muons at Gran Sasso with a transition radiation detector, Astropart. Phys. **10**, 11 (1999).

61. M. Ambrosio *et al.* (MACRO Collab.), Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground laboratories, Astropart. Phys. **19**, 313 (2003).

62. M. Balata *et al.* (Borexino Collab.), CNO and *pep* neutrino spectroscopy in Borexino: Measurement of the deep-underground production of cosmogenic ¹¹C in an organic liquid scintillator, Phys. Rev. C **74**, 045805 (2006).

63. T. Hagner, R. von Hentig, B. Heisinger, L. Oberauer, S. Schönert, F. von Feilitzsch, E. Nolte, Muon-induced production of radioactive isotopes in scintillation detectors, Astropart. Phys. **14**, 33 (2000).

64. H. Wulandari, J. Jochum, W. Rau, F. von Feilitzsch, Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited, Astropart. Phys. **22**, 313 (2004).

65. J. B. Benziger *et al.*, A scintillator purification system for a large scale solar neutrino experiment, Nucl. Instrum. Methods A **417**, 278 (1998).

66. G. Alimonti *et al.* (Borexino Collab.), Measurement of the ¹⁴C abundance in a low-background liquid scintillator, Phys. Lett. B **422**, 349 (1998).

67. Е. А. Литвинович, Анализ спектра фона детектора СТГ, препринт ИАЭ-6371/5 (2005).

 68. Е. А. Литвинович, И. Н. Мачулин, А. А. Сабельников, М. Д. Скорохватов,
 Ю. А. Суворов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко, Анализ фона прототипа детектора «Борексино», препринт ИАЭ-6429/2 (2006).

69. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collab.), Measurements of extremely low radioactivity levels in Borexino, Astropart. Phys. **18**, 1 (2002).

70. H. O. Back *et al.* (Borexino Collab.), Study of phenylxylylethane (PXE) as scintillator for low-energy neutrino experiments, Nucl. Instrum. Methods A **585**, 48 (2008).

71. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collab.), Direct measurement of the ⁷Be solar neutrino flux with 192 days of Borexino data, Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008).

72. E. Resconi, Measurements with the upgraded Counting Test Facility (CTF-2) of the solar neutrino experiment Borexino, PhD thesis, Università degli Studi di Genova (2001).

73. M. Guler *et al.* (OPERA Collab.), An appearance experiment to search for $v_{\mu} \rightarrow v_{\tau}$ oscillations in the CNGS beam, Experiment Proposal, CERN/SPSC 2000-028 (2000).

74. A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collab.), The MiniBooNE detector, Nucl. Instrum. Methods A **599**, 28 (2009).

75. P. Adamson *et al.* (MINOS Collab.), Measurement of neutrino oscillations with the MINOS detectors in the NuMI beam, Phys. Rev. Lett. **101**, 131802 (2008).

76. Е. А. Литвинович, И. Н. Мачулин, А. А. Сабельников, М. Д. Скорохватов, Ю. А. Суворов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко, Наблюдение первых событий взаимодействия пучка мюонных нейтрино из ЦЕРН с помощью детектора Борексино, препринт **ИАЭ-6436/2** (2006).

77. M. Ambrosio *et al.* (MACRO Collab.), Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO, Astropart. Phys. **7**, 109 (1997).

78. A. Bouchta *et al.* (AMANDA Collab.), Seasonal variation of the muon flux seen by AMANDA, in proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, USA, 17-25 August 1999, vol. 2, 108 (1999).

79. Е. А. Литвинович (от имени коллаборации БОРЕКСИНО), Первые результаты наблюдения ⁷Ве солнечных нейтрино детектором Борексино, ЯФ **72**, 3 (2009).

80. Е. А. Литвинович, И. Н. Мачулин, А. А. Сабельников, М. Д. Скорохватов,
Ю. А. Суворов, С. В. Сухотин, А. В. Этенко, Физический пуск детектора
Борексино: первые результаты, препринт ИАЭ-6531/2 (2008).

81. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collab.), First real time detection of ⁷Be solar neutrinos by Borexino, Phys. Lett. B **658**, 101 (2008).