

РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ CNO-НЕЙТРИНО ДЕТЕКТОРОМ BOREXINO

А. В. Дербин *

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,
Гатчина, Россия

Ядерный синтез водорода в гелий в звездах происходит, помимо протон-протонной (pp -) цепи, включающей только изотопы водорода и гелия, посредством цикла углерод–азот–кислород (CNO), в котором синтез катализируется ядрами C, N и O. CNO-цикл производит лишь 1% всей солнечной энергии и является второстепенным для Солнца. Однако для более массивных и горячих звезд этот цикл является определяющим. В 2020–2023 гг. международная коллаборация Borexino впервые представила результаты обнаружения нейтрино, испускаемых в реакциях CNO-цикла на Солнце. В работе также приведены результаты измерения бета-спектра ^{210}Bi , знание которого необходимо для выделения сигнала от CNO-нейтрино.

Nuclear fusion of hydrogen into helium in stars occurs, in addition to the proton–proton (pp) chain, which includes only isotopes of hydrogen and helium, through the carbon–nitrogen–oxygen (CNO) cycle, in which the fusion is catalyzed by C, N and O nuclei. The CNO cycle produces only 1% of all solar energy and is secondary to the Sun. However, for more massive and hot stars this cycle is decisive. In 2020–2023 the international Borexino collaboration presented for the first time the results of the detection of neutrinos emitted in CNO cycle reactions on the Sun. The work also presents the results of measuring the beta spectrum of ^{210}Bi , knowledge of which is necessary to register the signal from CNO neutrinos.

PACS: 26.65.+t; 96.60.Jw

ВВЕДЕНИЕ

Набор данных на детекторе солнечных нейтрино Borexino начался в мае 2007 г. [1, 2] и закончился в октябре 2021 г. Полное время измерений делится на три этапа. Во время фазы I, с мая 2007 по май 2010 г., удалось впервые измерить поток ^7Be -нейтрино [3] и его годовую модуляцию [4] и впервые зарегистрировать $\bar{\nu}_e$ -нейтрино [5]. В конце фазы I была проведена калибровка детектора и кампания по очистке жидкого сцинтиллятора, которая существенно снизила присутствие ряда радиоактивных (р/а) примесей, таких как ^{85}K и ^{210}Bi . В декабре 2011 г.

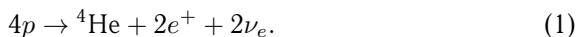
* E-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

началась фаза II, в течение которой, до мая 2016 г., Borexino смог обеспечить совместное измерение всех нейтрино из pp -цепи [6, 7], за исключением hep -нейтрино, ожидаемый поток которых почти в 10^6 раз меньше потока ${}^7\text{Be}$ -нейтрино. Благодаря уточненным измерениям потоков ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино, которые чувствительны к содержанию элементов тяжелее He (металличности) Солнца, удалось выделить небольшое предпочтение сценария стандартной солнечной модели (ССМ) с высокой металличностью (HZ) со значимостью около 2σ [6].

Последний период набора данных Borexino (фаза III) начался в июле 2016 г. после того, как коллаборация Borexino завершила теплоизоляцию детектора в период с 2015 по 2016 г., в результате были подавлены конвективные потоки в сцинтиляторе и, как следствие, стабилизировалась скорость счета ${}^{210}\text{Po}$ в выделенном объеме детектора, что являлось необходимым условием обнаружения CNO-нейтрино. Это позволило зарегистрировать поток CNO-нейтрино [8–11], который был предсказан теоретически и до сих пор не имел прямого экспериментального подтверждения.

НЕЙТРИНО ИЗ CNO-ЦИКЛА

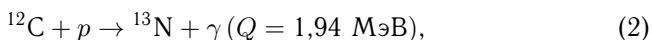
Солнце производит энергию путем превращения водорода в гелий [12, 13]. Суммарная реакция синтеза может быть записана как



Полная энергия, выделяемая при превращении четырех протонов в ядро гелия, составляет 26,73 МэВ, из которой 0,6 МэВ уносят нейтрино. Нейтрино излучается в пяти различных реакциях pp -цепочки и в трех реакциях CNO-цикла. На Солнце основная энергия (99%) производится в реакциях pp -цепочки, CNO-цикл дает вклад около 1% [14, 15]. Однако для более тяжелых звезд и, соответственно, имеющих более высокую температуру центральной области, вклад CNO-цикла становится определяющим. Выделения энергии в pp -цепочке и в CNO-цикле сравниваются при температуре $\sim 2 \cdot 10^7$ градусов, что всего лишь в 1,3 раза выше температуры в центре Солнца.

Основные реакции CNO-цикла в Солнце показаны на рис. 1. Цикл CNO на Солнце состоит из двух меньших CN- и NO-циклов. При относительно низкой температуре в ядре Солнца цикл CN является доминирующим. При более высоких температурах существует несколько дополнительных циклов. В основном верхнем CN-цикле углерод, как наиболее распространенный элемент на Солнце после водорода и гелия, выступает в качестве катализатора.

Первый цикл начинается реакцией захвата протона ядром ${}^{12}\text{C}$:



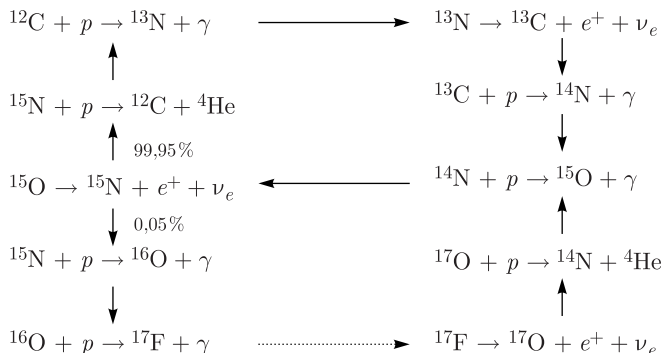
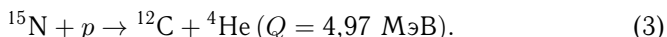
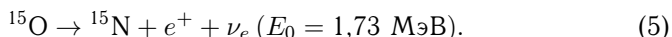
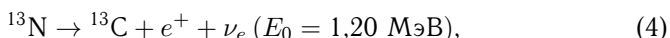


Рис. 1. Ядерные реакции CNO-цикла, включающего CN- и NO-подциклы

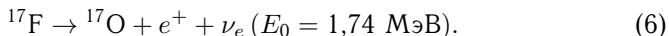
которое вновь освобождается вместе с ядром ${}^4\text{He}$ в реакции



В этом цикле испускается два нейтрино в β^+ -распадах ядер ${}^{13}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$:



Во втором нижнем цикле нейтрино испускаются при β^+ -распаде ${}^{17}\text{F}$, но их поток в ~ 50 раз меньше:



Помимо β^+ -распадов ядра ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$ и ${}^{17}\text{F}$ могут испытывать электронный захват с испусканием монохроматических нейтрино, но вероятность этой реакции не превышает значения 10^{-3} по отношению к основной моде распада [16]. Спектры солнечных нейтрино из pp -цепочки и CNO-цикла показаны на рис. 2.

Нейтрино, образующиеся в CNO-цикле, являются уникальным инструментом для исследования первичного состава Солнца. Вклад CNO-цикла в термоядерные процессы Солнца зависит от металличности ядра, т. е. массового содержания элементов тяжелее гелия. Солнце является сравнительно небольшой и холодной звездой, и вклад CNO-реакций в общее энерговыделение невелик. Для более тяжелых звезд CNO-цикл становится доминирующим процессом сжигания водорода в гелий, и он считается основным процессом ядерного синтеза, происходящим во Вселенной. Однако точный вклад CNO-цикла в светимость Солнца неизвестен, поскольку неизвестна металличность Солнца. Металличность действительно напрямую влияет на эффективность CNO-цикла, поскольку «металлы» — углерод, азот и кислород — являются элементами, катализирующими процесс. Поток CNO-нейтрино хранит элементный состав Солнца на момент формирования звезды.

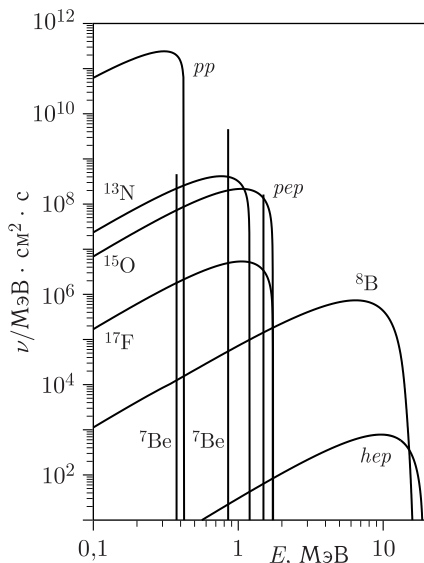


Рис. 2. Энергетические спектры солнечных нейтрино из pp -цепочки и CNO-цикла (в единицах $\nu/\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ}$ и $\nu/\text{см}^2 \cdot \text{с}$) для непрерывных и линейчатых спектров соответственно

В рамках стандартной солнечной модели (ССМ) можно выделить сценарии с низкой металличностью (LZ, low Z) и высокой металличностью (HZ, high Z), первый из которых основан на трехмерных гидродинамических моделях солнечной атмосферы [17, 18], а второй — на более старой модели, связанной с одномерным моделированием солнечной атмосферы [19]. Модель LZ предсказывает более низкое содержание металлов в ядре Солнца, чем модель HZ, и эта неоднозначность известна как проблема металличности. Металличность является ключевым параметром ССМ и определяется экспериментально с помощью спектрального анализа фотосферы, иногда дополняемого исследованиями метеоритов. Хотя измерения последних двух десятилетий (AGSS09met [15, 20], C11 [21], AAG21 [22]) предполагают более низкое содержание тяжелых элементов по сравнению с более ранними (GS98 [19]), самые последние (MB22 [23]) результаты указывают на более высокое значение. Эта загадка усиливается тем фактом, что гелиосейсмологические измерения отдают предпочтение сценариям HZ, в то время как недавние наблюдения за светимостью поверхности Солнца указывают на сценарии LZ.

Металличность существенно влияет на предсказания потоков нейтрино из pp -цепочки, но косвенным образом. Содержание «металлов» влияет на прозрачность Солнца, что, в свою очередь, влияет на температурный профиль Солнца, который определяет скорость ядерных реакций и, следовательно, потоки нейтрино. Для нейтрино из pp -цепочки раз-

личие в предсказаниях моделей с низкой и высокой металличностью составляет 9 % для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино и 18 % для ${}^8\text{B}$ -нейтрино.

В этом отношении цикл CNO, катализируемый ядрами C и N, является особенным, поток связанных с ним нейтрино имеет дополнительную, почти линейную зависимость от содержания этих металлов в ядре Солнца, что дает уникальную возможность для их однозначного определения. Точное измерение потока нейтрино CNO должно стать решением проблемы металличности, поскольку поток CNO-нейтрино изменяется на 30 % в зависимости от сценария LZ или HZ.

ДЕТЕКТОР BOREXINO

Солнечные нейтрино удалось зарегистрировать с помощью 8 детекторов: трех радиохимических (Homestake, SAGE и GALLEX/GNO), трех черенковских (Kamiokande, S-Kamiokande и SNO) и двух сцинтилляционных (KamLAND и Borexino). Эксперимент Borexino проходил в крупнейшей как по размерам, так и по количеству проводимых экспериментов подземной лаборатории Гран-Сассо. Реально лаборатория находится на высоте 1000 м над уровнем моря в тоннеле под Апенниннами, которые обеспечивают подавление потока мюонов, соответствующее 3800 м водного эквивалента.

Основная цель проекта Borexino — это регистрация солнечных нейтрино с энергией менее 2 МэВ в реальном времени. К началу работ предполагалось, что Borexino позволит выбрать правильное осцилляционное решение проблемы солнечных нейтрино из трех возможных на тот момент вариантов.

Реакция, в которой регистрируются нейтрино всех флейворов, — это рассеяние нейтрино на электроны. Центральный детектор, в котором возникают электроны отдачи, — это жидкий сцинтиллятор на основе псевдокумола (C_9H_{12}). Основная проблема эксперимента связана с фоновыми событиями, вызванными β -частицами и γ -квантами естественной радиоактивности. Необходимый уровень очистки сцинтиллятора от урана и тория составляет 10^{-17} г/г. Как показал эксперимент, легкие жидкости действительно можно очистить от естественной и искусственной р/а до такого уровня. В качестве первого слоя пассивной защиты от внешнего γ - и нейтронного излучения использовались вода и псевдокумол.

Сцинтиллятор массой 278 т находился внутри тонкой нейлоновой сферы, которая окружена концентрическим буферным слоем псевдокумола толщиной 2,6 м. Буферный слой разделен нейлоновой пленкой для уменьшения диффузии радона в объем сцинтиллятора. Полная масса псевдокумола составляет 1200 т и находится внутри стальной сферы диаметром 13,7 м. Сцинтилляционный свет собирается первоначальными 2212 фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), равномерно распределенными по поверхности сферы. Стальная сфера находится внутри бака, содержащего 2100 т очищенной воды, которая является дополнительной

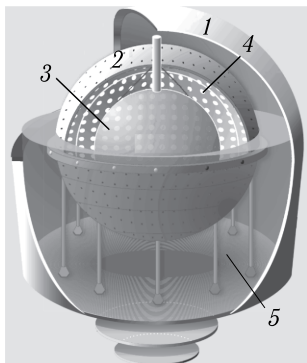


Рис. 3. Детектор Bogehino: 1 — водный танк; 2 — стальная сфера; 3 — нейлоновая сфера; 4 — ФЭУ; 5 — водная защита [24]

защитой от внешних γ -квантов и нейтронов. 208 ФЭУ, размещенных внутри водного бака, регистрируют черенковское излучение мюонов в воде (рис. 3 [24]).

Разработанные программы реконструкции восстанавливают энергию и координаты события, различают сигналы, вызванные альфа-частицей или протоном отдачи, и сигнал, вызванный электроном. ФЭУ работают в одноэлектронном режиме, и энергия события определяется как число зарегистрированных фотоэлектронов. При работе 2200 ФЭУ детектор регистрирует 500 ф. э. для события с энергией 1 МэВ, соответственно, энергетическое разрешение составляет $5\%/(E(\text{МэВ}))^{1/2}$. При более высоких энергиях, вплоть до 18 МэВ, используются значения амплитуды, выдаваемые аналого-цифровыми преобразователями.

Восстановление координат (x, y, z) события необходимо, поскольку фон в полном объеме сцинтиллятора недостаточно подавлен из-за γ -квантов, выходящих из нейлоновой и стальной сфер и ФЭУ. Только при условии, которое выделяет внутренние 100 т сцинтиллятора (событие находится внутри радиуса 3,2 м), обеспечивается приемлемое соотношение эффект/фон при регистрации солнечных нейтрино. Программы реконструкции координат события используют время прихода фотонов. Точность восстановления обратно пропорциональна корню из энергии события и ограничена скоростью высвечивания фотонов в быстрой компоненте сцинтиллятора. Пространственное разрешение при энергии 1 МэВ составляет $\sigma = 14$ см.

Световой выход для α -частиц в используемом сцинтилляторе в ~ 10 раз меньше, чем для электронов той же энергии, α -частицы естественной p/α регистрируются как события с энергией менее 1 МэВ. Для разделения сигналов α -частиц и электронов используется зависимость скорости высвечивания фотонов от плотности ионизации. Измерения с нейтронным AmBe-источником позволили настроить p/β -дискриминацию.

Основные результаты коллаборации Borexino по солнечным нейтрино из *pp*-цепочки, полученные в течение фаз I и II, состоят в следующем. Поток ${}^7\text{Be}$ -нейтрино измерен с 2,7%-й точностью, и обнаружены их годовые вариации, связанные с изменением расстояния до Солнца. Поток ${}^8\text{B}$ -нейтрино измерен с рекордно низкого порога 3,0 МэВ. Поток *рер*-нейтрино измерен с точностью лучше 20 %, его отличие от нуля составляет более 5σ . Поток *pp*-нейтрино измерен с 10%-й точностью. В одном эксперименте определена доля электронных нейтрино ($P_{ee}(E)$) при различном вкладе вакуумных осцилляций и осцилляций в веществе в зависимости от энергии нейтрино. Не обнаружена асимметрия «день–ночь» для ${}^7\text{Be}$ -нейтрино, как следствие осцилляционное LMA MSW-решение подтверждено для нейтрино. Однако на поток CNO-нейтрино, по результатам фаз I и II, был установлен лишь наиболее строгий верхний предел.

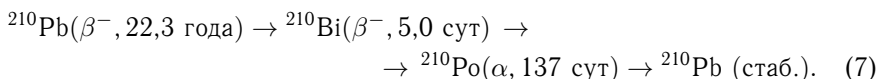
ПРОБЛЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ CNO-НЕЙТРИНО

Энергия электронов отдачи при рассеянии CNO-нейтрино имеет непрерывное распределение от нуля до максимального значения 1,52 МэВ. Наибольший вклад в фон в этой области связан с β -распадом изотопа ${}^{210}\text{Bi}$ из семейства ${}^{238}\text{U}$ и электронами отдачи при рассеянии солнечных *рер*-нейтрино. Оба спектра очень похожи на ожидаемый спектр электронов отдачи при рассеянии CNO-нейтрино. Поэтому для выделения сигнала от CNO-нейтрино поток *рер*-нейтрино и скорость распада ${}^{210}\text{Bi}$ необходимо определить или ограничить с помощью независимых дополнительных измерений.

Отметим, что в области более 1 МэВ присутствует фон от β^+ -распадов космогенного изотопа ${}^{11}\text{C}$ ($T_{1/2} = 20$ мин), который подавляется специальной процедурой отбора тройных совпадений мюон–нейтрон–позитрон, обеспечивающей снижение фона ${}^{11}\text{C}$ в ~ 10 раз при приемлемой потере живого времени [25].

Скорость взаимодействия *рер*-нейтрино можно надежно ограничить, с точностью до 1,4 %, используя имеющиеся теоретические и экспериментальные данные по солнечной светимости, ожидаемому отношению потоков *pp*- и *рер*-нейтрино [9, 26] и установленным значениям осцилляционных параметров [27, 28].

Цепочка распада, задаваемая долгоживущим изотопом ${}^{210}\text{Pb}$ из цепи ${}^{238}\text{U}$, который распадается в ${}^{210}\text{Bi}$, выглядит следующим образом:



Скорость β -распадов ${}^{210}\text{Bi}$ может быть определена по α -активности дочернего ${}^{210}\text{Po}$ при условии, что между ними имеется равновесие. Сигналы α -частиц в детекторе Borexino надежно идентифицируются по

форме импульса. Граничная энергия β -спектра ^{210}Pb составляет 63,5 кэВ и находится вне анализируемой области.

Для устранения конвективных потоков в сцинтилляторе, нарушающих равновесие между скоростями распада ядер ^{210}Bi и ^{210}Po , была выполнена термостабилизация детектора. Работы по стабилизации температуры внутри водного танка были начаты в 2015 г. Пассивная термоизоляция из 20 см минеральной ваты и активная система с нагревателями стабилизировали температуру на уровне 0,1 °С и подавили конвективные потоки. Это позволило выделить область детектора, в которой скорость распадов ^{210}Bi была ограничена сверху величиной $R_{^{210}\text{Bi}} \leq (11,5 \pm 1,3) \text{ соб.}/(100 \text{ т} \cdot \text{сут})$, и использовать этот факт при подгонке измеренного спектра.

Спектр *Вогехіно*, помимо обсуждаемых фонов от *пер*-нейтрино и β -распадов ^{210}Bi , является суммой вкладов сигналов от нейтрино из *pp*-цикла, от космогенных *p/a* изотопов, от радиоактивных примесей в сцинтилляторе и от γ -квантов из внешних конструкционных материалов.

ИЗМЕРЕНИЕ БЕТА-СПЕКТРА ^{210}Bi

Бета-распад ядра ^{210}Bi — это запрещенный 1-го порядка неуникальный переход с формой спектра, которая существенно отличается от разрешенной и важна при анализе вклада *CNO*-нейтрино в измеренный спектр *Вогехіно*. Активность ^{210}Bi присутствует в фоновых спектрах всех низкофоновых установок, предназначенных для регистрации нейтрино, частиц темной материи, двойного бета-распада и других редких процессов. Изотоп ^{210}Bi выходит из равновесия в цепочке семейства ^{238}U через газообразный ^{222}Rn , распады которого ведут к накоплению долгоживущего ^{210}Pb , который и определяет скорость распада ^{210}Bi согласно схеме (7).

Два типа β -спектрометров на основе полупроводниковых детекторов были разработаны для измерения бета-спектра ^{210}Bi в Петербургском институте ядерной физики (ПИЯФ). Измерение энергии электронов и α -частиц производилось с помощью *Si(Li)*-детекторов, изготовленных в ПИЯФ и имеющих хорошее энергетическое разрешение ($\sigma \sim 1 \text{ кэВ}$ при энергии электронов 1 МэВ), тонкое входное окно ($\sim 5000 \text{ \AA}$) и достаточную толщину (9 мм) для регистрации электронов с энергией вплоть до 3 МэВ. Детекторы размещались в вакуумном криостате и охлаждались до температуры жидкого азота, что необходимо для получения высокого энергетического разрешения.

В ПИЯФ был специально разработан и создан бета-спектрометр в классической схеме мишень-детектор, состоящий из *Si(Li)*-детектора полного поглощения и пролетного *Si*-детектора, который позволяет эффективно разделять β -излучение ядер от сопутствующего рентгеновского и γ -излучения [29]. Метод основан на использовании совпадений между толстым и тонким детекторами. Конверсионные и оже-электроны источ-

ника ^{207}Bi позволяют прокалибровать спектрометр в области энергий от 0 до 2 МэВ. Основная проблема обусловлена «хвостом» функции отклика, связанной с обратным рассеянием электронов от поверхности кристалла. Вероятность обратного рассеяния зависит от энергии и угла падения электрона и составляет 10–30 %.

Безносительный источник ^{210}Pb был специально подготовлен для эксперимента. Результаты измерения α -, β - и γ -спектров ^{210}Pb , ^{210}Bi и ^{210}Po в схеме мишень-детектор, полученные за 634 ч, показаны на рис. 4 [30]. Разрешение для конверсионных электронов с энергией 30 кэВ составило $\sigma = 0,4$ кэВ, для α -частиц с энергией 5,3 МэВ $\sigma = 11$ кэВ. Для определения спектра ниже 70 кэВ следует вычислить необходимые поправки к форме бета-спектра и определить значения параметров ядерного формфактора. При использовании функции ядерного формфактора в виде $C(W) = 1 + C_1W + C_2W^2$ (здесь W — полная энергия электрона) значения параметров оказались равны $C_1 = -0,4470 \pm 0,0013$ и $C_2 = 0,0552 \pm 0,0004$.

Для решения проблемы «хвоста» функции отклика создан $4\pi\beta$ -спектрометр [31]. В центре $\text{Si}(\text{Li})$ -детектора вышлифована лунка, в которую наносится источник. Сверху накладывается второй $\text{Si}(\text{Li})$ -детектор. Вся конструкция размещается в криостате и охлаждается до температуры жидкого азота. В схему регистрации включен $3''$ BGO-детектор с целью выделения распадов ядер на возбужденные уровни дочерних ядер. 4π -спектрометр с функцией отклика, близкой к гауссовой, практически решает проблему β -спектра для энергий электрона более 70 кэВ. Определенные значения параметров функции ядерного формфактора оказались равны $C_1 = -0,4378 \pm 0,0072$ и $C_2 = 0,0526 \pm 0,0021$, в согласии с результатами, полученными при измерениях в схеме мишень-детектор.

Полученные значения параметров ядерного формфактора также согласуются с предыдущими измерениями, выполненными с помощью магнитного β -спектрометра [32] и детектора на основе жидкого сцинтиллятора [33], и имеют на порядок лучшую точность. Выполненные пре-

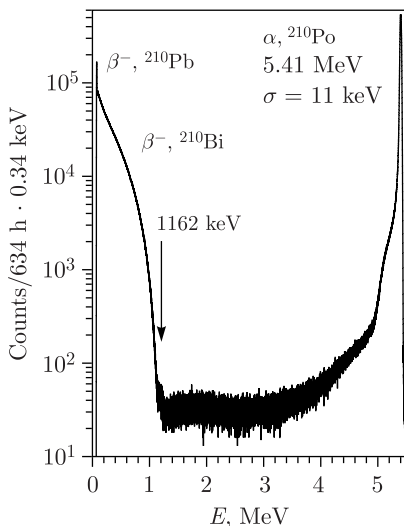


Рис. 4. Энергетический спектр источника $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po}$, измеренный $\text{Si}(\text{Li})$ -детектором в диапазоне энергий 0,05–5,5 МэВ. β -спектр ^{210}Bi имеет граничную энергию 1162 кэВ, α -распад ^{210}Po приводит к появлению пика 5,4 МэВ [30]

цизионные измерения важны при анализе спектров будущих детекторов с большей статистикой для CNO-нейтрино и меньшим вкладом в фон космогенного изотопа ^{11}C . Разработанные β -спектрометры могут использоваться для прецизионного измерения формы β -спектров различных радиоактивных ядер, в частности, для измерения β -спектров источников ^{144}Ce – ^{144}Pr , как наиболее подходящих для поиска осцилляций нейтрино в стерильное состояние с массой около 1 эВ.

РЕЗУЛЬТАТЫ VOREXINO ДЛЯ CNO-НЕЙТРИНО

Коллаборация Vorexino опубликовала три результата измерения потока CNO-нейтрино. Первый положительный результат, отвергающий гипотезу отсутствия CNO-нейтрино более чем на 5σ , основан на статистике, набранной за 1072 сут, и массе сцинтиллятора 71,3 т, выделенной программой реконструкции событий [8]. Следующие данные были получены на полной статистике, набранной в течение фазы III, и соответствующей статистике 1431,6 сут · 71,3 т, что на треть больше, чем в первой работе [10]. В окончательный результат по CNO-нейтрино удалось включить данные Vorexino, полученные в течение фаз I и II, благодаря разработанному коллаборацией новому методу интегрального выделения направления нейтрино от Солнца [11].

При анализе измеренного спектра три компоненты CNO-нейтрино, связанные с β^+ -распадами ядер ^{13}N , ^{15}O и ^{17}F (см. рис. 1, 2), рассматривались как единый вклад с фиксированными соотношениями между ними в соответствии с предсказаниями ССМ.

Энергетический спектр Vorexino подгонялся в интервале 320–2640 кэВ. Также подгонялось распределение событий по радиусу (расстоянию до центра детектора), которое позволяет эффективно выделить фоновые события от внешних γ -квантов. При подгонке, помимо ограничений на скорости счета *пер*-нейтрино и ^{210}Bi с использованием так называемого «пенальти-фактора», скорости всех других компонент спектра (включая нейтрино CNO) были свободными параметрами. Свободные параметры делятся на три категории: внутренние (^{85}Kr и ^{210}Po) и внешние (^{208}Tl , ^{214}Bi и ^{40}K) фоны, космогенные фоны (^{11}C , ^6He и ^{10}C) и солнечные ^7Be -нейтрино. Поскольку вклад от солнечных ^8B -нейтрино незначительный, он был установлен на уровне предсказаний ССМ с высокой металличностью. Функции плотности вероятности для различных компонент, используемые для определения как энергетического, так и радиального распределения событий в детекторе, были построены посредством полного моделирования детектора методом Монте-Карло. Определенная скорость счета CNO-нейтрино составила $R = 7,2^{+3,0}_{-1,7}$ соб./ (сут · 100 т) (68%-й доверительный интервал). Профиль функции χ^2 позволил исключить гипотезу отсутствия CNO-нейтрино со значимостью $5,1\sigma$.

В качестве перекрестной проверки спектрального анализа на той же выборке данных был выполнен счетный анализ. События были подсчитаны внутри энергетической области 780–885 кэВ, где соотношение сигнал/фон CNO максимально. Ограничения скорости *per*-нейтрино и ^{210}Bi , использованные в спектральном анализе, также использовались в счетном анализе. Скорость взаимодействия CNO извлекалась путем вычитания всех фоновых вкладов с учетом ошибок. Определенная таким образом скорость счета CNO-нейтрино отличается от нуля на $3,5\sigma$.

Анализ полных данных, полученных в течение фазы III, позволил уточнить скорость счета $R = 6,7^{+2,0}_{-0,8}$ соб./(сут·100 т), что исключает гипотезу отсутствия CNO-нейтрино уже на уровне 7σ [10]. Результат подгонки измеренного спектра для полной статистики фазы III показан на рис. 5.

В последнее время коллаборацией был разработан новый метод выделения интегрального направления нейтрино, который сопоставляет позицию ФЭУ, зарегистрировавшего фотон, с положением Солнца и определяет угол от направления на Солнце [34, 35]. В анализе используются различия в скорости высвечивания черенковских и сцинтилляционных фотонов. Метод был проверен для электронов отдачи от рассеяния ^7Be -нейтрино. В энергетическом окне 0,54–0,74 МэВ для ^7Be -нейтрино была получена скорость счета $(51,6 \pm 13)$ соб./(сут·100 т), что согласуется с предыдущими результатами спектрального анализа данных Borexino. Впервые была продемонстрирована возможность использования черенковского излучения для выделения сигнала от МэВ-ных солнечных нейтрино в сцинтилляционном детекторе с высоким световыходом.

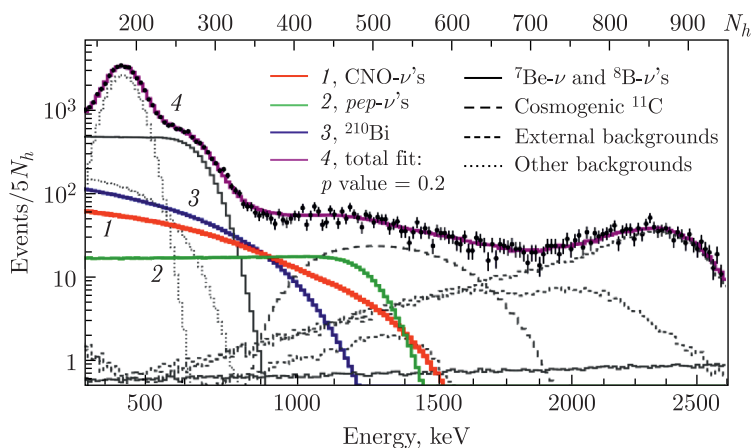


Рис. 5. Спектр детектора Borexino, измеренный за 1432 сут. События ^{11}C удалены с помощью метода тройных совпадений. 1 — спектр электронов отдачи от CNO-нейтрино; 2 — спектр электронов отдачи от *per*-нейтрино; 3 — β -спектр ^{210}Bi ; 4 — результат подгонки [10]

Метод открывает новые возможности для экспериментов следующего поколения с детекторами, которые объединяют преимущества сцинтилляционных и черенковских способов регистрации сигнала.

Разработанный метод использовался для включения в анализ всего набора данных Borexino с 2007 по 2021 г. (фазы I, II и III). Важно, что измерение потока CNO-нейтрино данным методом было получено без ограничения на скорость β -распада ^{210}Bi , которое использовалось при спектральном анализе фазы III. Определенная скорость счета составила $R = 6,7^{+2,8}_{-2,7}$ соб./((сут $\cdot$ 100 т).

Наиболее точное измерение потока CNO-нейтрино получается путем объединения результата для CNO-нейтрино на основе метода выделения интегрального направления нейтрино с результатами спектрального анализа данных фазы III. Профиль $\Delta\chi^2$ для совместного анализа в зависимости от скорости счета CNO-нейтрино R показан на рис. 6. На рисунке показаны интервалы предсказаний значений R в модели B16-AGSS09met (LZ) $R = (3,52 \pm 0,52)$ соб./((сут $\cdot$ 100 т) [36] и в модели B16-GS98 (HZ) $R = (4,92 \pm 0,78)$ соб./((сут $\cdot$ 100 т) [9] с низкой и высокой металличностями соответственно.

С учетом статистических и систематических ошибок полученная скорость взаимодействия CNO-нейтрино составляет $R = 6,7^{+1,2}_{-0,8}$ соб./((сут $\times$ $\times$ 100 т), что соответствует потоку $6,7^{+1,2}_{-0,8} \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, с учетом осцилляций нейтрино. Полученная величина потока CNO-нейтрино согласует-

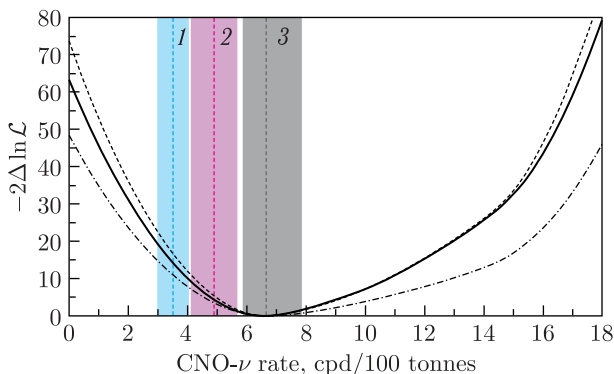


Рис. 6. 1, 2 — доверительные интервалы (68 %) для CCM B16-AGSS09met с низкой металличностью и CCM B16-GS98 с высокой металличностью; 3 — результат Borexino [11]; верхняя и средняя кривые — профиль функции правдоподобия ($-2\Delta \ln \mathcal{L}$) для скорости счета CNO-нейтрино, полученный в результате спектрального анализа в сочетании с методом выделения интегрального направления нейтрино (с учетом и без учета систематических ошибок — пунктирная и сплошная линии соответственно); нижняя кривая — результат Borexino для фазы III [10]

ся с предсказаниями ССМ с высокой металличностью. В сочетании с результатами измерений потоков ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино, ранее полученными Borexino, модель с низкой металличностью отвергается на уровне $3,2\sigma$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Коллаборация Borexino успешно провела нейтринную спектроскопию Солнца по реакции (ν, e) -рассеяния. С рекордной точностью измерены потоки pp -, ${}^7\text{Be}$ -, ${}^{\text{рер}}$ - и CNO-нейтрино, а поток ${}^8\text{B}$ -нейтрино измерен с наиболее низкого порога.

Определенная скорость счета CNO-нейтрино составляет $6,7^{+1,2}_{-0,8}$ соб./ $(\text{сут} \cdot 100 \text{ т})$, что соответствует потоку CNO-нейтрино $6,7^{+1,2}_{-0,8} \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Гипотеза отсутствия CNO-нейтрино отвергается на уровне 8σ .

Данные Borexino лучше согласуются с моделью Солнца с высокой металличностью. С учетом результатов измерений потоков ${}^7\text{Be}$ - и ${}^8\text{B}$ -нейтрино, ранее полученных коллаборацией Borexino, модель с низкой металличностью отвергается на уровне $3,2\sigma$. Повышение точности в измерении потоков и спектров низкоэнергетических pp -, ${}^7\text{Be}$ -, ${}^{\text{рер}}$ - и CNO-нейтрино продолжает оставаться важной задачей как для физики частиц, так и физики Солнца.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 24-12-00046.

Конфликт интересов. Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arpesella C. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Lett. B. 2008. V. 658. P. 101.
2. Arpesella C. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 091302.
3. Bellini G. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 141302.
4. Bellini G. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 112007.
5. Bellini G. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 051302.
6. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Nature. 2018. V. 562. P. 505–510.
7. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 082004.
8. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Nature. 2020. V. 587. P. 577.
9. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80. P. 1091.
10. Appel S. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. P. 252701.
11. Basilico D. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. D. 2023. V. 108. P. 102005.
12. Weizsäcker C. F. // Phys. Z. 1937. V. 38. P. 176.
13. Bethe H. A. // Phys. Rev. 1939. V. 55. P. 434.
14. Haxton W. C., Serenelli A. M. // Astrophys. J. 2008. V. 687. P. 678.
15. Serenelli A. M., Haxton W. C., Pena-Garay C. // Astrophys. J. 2011. V. 743. P. 24.

16. Stonehill L. C., Formaggio J. A., Robertson R. G. H. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 015801.
17. Scott P. et al. // Astron. Astrophys. A. 2015. V. 573. P. 25.
18. Scott P. et al. // Ibid. P. 26.
19. Grevesse N., Sauval A. J. // Space Sci. Rev. 1998. V. 85. P. 161.
20. Asplund M., Grevesse N., Sauval A., Scott P. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 481.
21. Caffau E. et al. // Sol. Phys. 2011. V. 268. P. 255.
22. Asplund M., Amarsi A. M., Grevesse N. // Astron. Astrophys. A. 2021. V. 653.
23. Magg E., Bergemann M., Serenelli A. et al. // Astron. Astrophys. A. 2022. V. 661. P. 140.
24. Сайт коллаборации Borexino. <https://borex.lngs.infn.it>.
25. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 1075.
26. Vissani F. // Proc. 5th Intern. Solar Neutrino Conf. 2019. V. 121. WS.
27. Bergström J., Gonzalez-Garcia M. C., Maltoni M., Peña-Garay C. et al. // JHEP. 2016. V. 2016. P. 132.
28. Capozzi F., Lisi E., Marrone A., Palazzo A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1312. P. 012005.
29. Alexeev I. E., Bakhlanov S. V., Bazlov N. V. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2018. V. 890. P. 64.
30. Alekseev I. E., Bakhlanov S. V., Derbin A. V. et al. // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 064329.
31. Alekseev I. E., Bakhlanov S. V., Derbin A. V. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2103. P. 012144.
32. Daniel H. // Nucl. Phys. 1962. V. 31. P. 293.
33. Grau Carles A., Grau Malonda A. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 596. P. 83.
34. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. P. 091803.
35. Agostini M. et al. (Borexino Collab.) // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. P. 052002.
36. Vinyoles N., Serenelli A. M., Villante F. L., Basu S. et al. // Astrophys. J. 2017. V. 835. P. 202.