

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ,
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ИМ.ДЖЕЛЕПОВА

На правах рукописи



Смирнов Олег Юрьевич

Прямое измерение потока солнечных ν -нейтрино
на детектореorexino

Специальность 1.3.15 —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Дубна — 2024

Работа выполнена в лаборатории ядерных проблем им.Джелепова

Официальные оппоненты: **Данилов Михаил Владимирович**,
профессор, доктор физико-математических наук,
академик РАН,
Лаборатория тяжелых кварков и лептонов Физического института имени П. Н. Лебедева РАН,
главный научный сотрудник

Дворников Максим Сергеевич,
доктор физико-математических наук,
Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкина РАН,
ведущий научный сотрудник

Студеникин Александр Иванович,
доктор физико-математических наук,
МГУ имени Ломоносова,
профессор

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединённого института ядерных исследований по адресу: <https://dissertations.jinr.ru/ru/Councils/NuclearPhysicsCouncil>.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Ученый секретарь диссертационного совета
ОИЯИ.03.01.2022.П
д-р физ.-мат. наук

Карамышева Г.А.

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Как отмечал Дж. Бакал в 2001 году в докладе на второй конференции LowNu, посвященной солнечным нейтрино малых энергий, важнейшей задачей исследований солнечных нейтрино является проведение точных измерений их потоков при энергиях менее 1 МэВ [C1]. При этом речь шла не только о бериллиевых нейтрино, хотя их поток на тот момент тоже не был точно измерен. Для достижения реального прогресса, как считал Дж. Бакал, необходимо измерение потоков солнечных бериллиевых и pp -нейтрино с точностью не менее 10% на уровне 1σ . Такая точность определялась исключительно проблемой дефицита солнечных нейтрино, ещё не решённой на тот момент. Детектор Borexino, который в то время находился на стадии строительства, был призван решить проблему солнечных нейтрино, обеспечив измерение бериллиевых нейтрино с точностью 5%. Как известно, проблема солнечных нейтрино была решена до запуска Borexino совместными усилиями двух выдающихся экспериментов: солнечного эксперимента SNO и эксперимента KamLAND с реакторными нейтрино. KamLAND, очень удачно расположенный относительно реакторов, выделил область параметров LMA для механизма Михеева-Смирнова-Вольфенштейна, а SNO, обладающий чувствительностью к неэлектронным ароматам нейтрино, нашел недостающие солнечные нейтрино. Таким образом, к 2007 году, моменту запуска детектора Borexino, фокус в его программе сменился с физики нейтрино на физику Солнца. Измерения потоков солнечных нейтрино практически в реальном времени несут информацию о ядерных процессах, происходящих в его ядре. Поток солнечных pp -нейтрино, испускаемых при слиянии двух протонов в дейтрон, является основным предсказанием стандартной модели Солнца (СМС). Помимо того, что задействованная ядерная физика хорошо известна, предсказанный поток pp -нейтрино тесно связан с ограничением на солнечную светимость. Солнце является единственной доступной звездой для подобных исследований, полученные результаты позволяют улучшить понимание процессов, происходящих и в других звёздах. Определение ароматового состава потока солнечных pp -нейтрино, с другой стороны, позволяет уточнить параметры вакуумных осцилляций, так как это наиболее точно предсказуемый поток, достаточно сильно ограниченный солнечной светимостью.

Возможность измерения потока солнечных pp -нейтрино на большом жидкосцинтилляционном (ЖС) детекторе я изучал задолго до запуска детектора Borexino. Результаты теоретических исследований опубликованы в 2003 году [A1] и представлялись на конференции NANP в Дубне летом 2003 года [A2]. Я рассматривал сравнительно маленький ЖС детектор (с активной массой “всего” 10 тонн в сравнении с 300-тонным Borexino) с увеличенным светосбором и продемонстрировал возможность измерения потока солнечных нейтрино с приемлемой точностью на таком детекторе при условии радиационной чистоты ЖС на уровнях, предусматриваемых для Borexino. Полномасштабный детектор Borexino тогда казался не совсем подходящим инструментом из-за малого световыхода. Сразу после запуска Borexino в 2007 году стало ясно, что он обеспечивает световыход фактически в два раза превышающий ожидаемый, при этом чистота сцинтиллятора по

ряду показателей также оказалась намного выше предусмотренной техническими требованиями по основной задаче измерения бериллиевых солнечных нейтрино. Первые оценки чувствительности Bogexino к потоку pp -нейтрино на основе реальных данных я представил на совещании коллаборации, приуроченной к запуску детектора, через два дня после начала набора данных. Реальное измерение было опубликовано через 7 лет, подтвердив первые оценки [A3].

На момент запуска Bogexino радиохимические эксперименты, чувствительные к солнечным pp -нейтрино (SAGE [C2] и GALLEX/GNO [C3]), измерили интегральный поток солнечных нейтрино от порога в 233 кэВ. До результатов Bogexino, появившихся в 2007-2008 годах, неопределённость выделения вклада от pp -нейтрино составляла 22% [C4]. После измерения потока бериллиевых нейтрино на детекторе Bogexino, совместный анализ всех солнечных экспериментов позволил улучшить оценку вклада pp -нейтрино до уровня $\sim 14\%$ [C2].

Первое прямое измерение потока солнечных pp -нейтрино осуществлено группой под моим руководством по данным детектора Bogexino в 2014 году [A3]. Неопределённость первого измерения на Bogexino составила $\sim 11\%$.

За последние три десятилетия ни один из множества других проектов, направленных на детектирование pp -нейтрино, так и не был запущен из-за технических проблем при реализации. Можно констатировать, что на 2024 год единственным успешным экспериментом по прямому измерению потока pp -нейтрино оказался Bogexino, все остальные не пережили испытание временем.

Целью работы являлось определение потоков солнечных нейтрино, образующихся в двух термоядерных реакциях: pp -реакции и при электронном захвате на бериллии, а также поиск проявлений магнитного момента нейтрино в этих реакциях. Необходимые для прямого измерения потоков солнечных бериллиевых и pp -нейтрино уровни чувствительности можно было обеспечить только при условии достижения глубоких степеней очистки жидкого сцинтиллятора от естественных радиоактивных примесей. С другой стороны, большая статистика данных требовала разработки очень точных методов их анализа.

Для достижения этих целей требовалось:

- продемонстрировать возможности достижения глубоких степеней очистки жидкого сцинтиллятора от естественных радиоактивных примесей, для чего создана установка СТГ, проработавшая с 1994 по 2011 годы;
- создать в подземной лаборатории ЖС детектор большого объема со сверхчистым сцинтиллятором.
- разработать аналитические модели, связывающие наблюдаемые величины (энергетические эstimаторы: полный собранный заряд и число сработавших ФЭУ в событии) с количеством излучаемого в сцинтилляционной вспышке света (световыходом);
- разработать аналитическую модель для описания нелинейности световыхода жидкосцинтилляционного детектора по энергии, включающую интерпретацию процессов

ионизационного гашения и черенковского излучения, с минимальным количеством подгоночных параметров;

- подобрать оптимальные эstimаторы энергии для анализа данных при малых энергиях, обеспечивающие максимальное энергетическое разрешение;
- разработать аналитическую модель для восстановления энергии события по количеству сработавших ФЭУ детектора;
- разработать аналитические модели для описания реальной, отличающейся от нормальной, формы моноэнергетического отклика детектора для используемых эstimаторов энергии;
- разработать аналитические модели для определения энергетического разрешения детектора, связывающие ширину отклика с его средним для используемых энергетических эstimаторов;
- идентифицировать факторы, влияющих на ширину сцинтилляционного отклика детектора, отсутствующие в моделировании методом Монте-Карло (МК): собственное энергетическое разрешение сцинтиллятора и неточность калибровки шкалы АЦП в фотоэлектронах;
- корректно описать энергетические спектры всех фоновых и сигнальных компонент в полном наблюдаемом спектре;
- оптимизировать критерии отбора событий, включая выбор доверительного объема, идентификацию нефизических событий шума и т.д.;
- включить все модели в официальный пакет программ;
- разработать процедуру аналитической подгонки для выделения сигналов от солнечных нейтрино;
- измерить концентрацию ^{14}C в жидком органическом сцинтилляторе (ЖОС) Borexino;
- разработать методы оценки вклада наложения сигналов в экспериментальном спектре Borexino;
- провести анализ данных с целью выделения потоков солнечных бериллиевых и *pp*-нейтрино, оценить статистические и возможные систематические вклады в неопределённость измерения;
- провести анализ данных с целью поиска нестандартных взаимодействий нейтрино за счёт магнитного момента, оценить возможные систематические вклады в результат.

Результаты, выносимые на защиту, связаны с решением основной научной задачи диссертации по спектральному анализу данных Borexino в области энергий до 1 МэВ с целью выделения нейтринных сигналов от солнечных ядерных реакций. Все результаты, представленные в диссертации и выносимые на защиту, являются новыми.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. показана принципиальная достижимость чувствительности к солнечным pp -нейтрино для ЖС детектора;
2. в режиме реального времени измерен поток солнечных pp -нейтрино, составивший $\phi_{pp}^{\odot}(\text{Borexino}) = (6,1 \pm 0,5_{-0,5}^{+0,3}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$;
3. в режиме реального времени измерен поток солнечных бериллиевых нейтрино, составивший $\phi_{\text{Be}}^{\odot}(\text{Borexino}) = (4,99 \pm 0,11_{-0,08}^{+0,06}) \times 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (для суммы по обеим линиям ${}^7\text{Be}$);
4. из совместного анализа результатов галлий-германиевых экспериментов и допустимых отклонений в спектрах солнечных бериллиевых и pp -нейтрино получен предел на эффективный магнитный момент нейтрино;
5. разработаны модели, описывающие одноэлектронный зарядовый и временной спектры ФЭУ;
6. предложена феноменологическая однопараметрическая модель, описывающая собственное разрешение ЖОС;
7. измерена одна из самых низких в истории исследований концентраций ${}^{14}\text{C}$ с точностью $\leq 4\%$: $M({}^{14}\text{C})/M({}^{12}\text{C}) = (2,7 \pm 0,1) \times 10^{-18} \text{ г/г}$;
8. предложена аналитическая модель для параметризации эффекта ионизационного гашения и модель для параметризации вклада черенковского излучения;
9. разработана детальная аналитическая модель для описания энергетического разрешения ЖС детектора с большим количеством ФЭУ, включающая все возможные вклады в ширину отклика;
10. идентифицирован вклад неточности калибровки АЦП в фотоэлектронах в энергетическое разрешение ЖС детектора;
11. разработана аналитическая модель для описания формы отклика ЖС детектора на основе обобщённого гамма-распределения для зарядовых эстиматоров энергии;
12. разработана аналитическая модель для описания формы отклика ЖС детектора на основе непрерывного масштабированного распределения Пуассона для эстиматоров энергии на основе количества сработавших ФЭУ в событии;
13. предложена аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ;
14. разработана методика быстрого моделирования сферического ЖС детектора на основе карт светосбора для одного ФЭУ;

15. сконструированы оптимальные эstimаторы энергии для неоднородного по светосбору сферического детектора в условиях с меняющимся во времени количеством работающих ФЭУ;
16. предложена методика одновременного использования квазинеzависимых эstimаторов энергии для спектральной подгонки.

Научная новизна:

- впервые в режиме реального времени измерен поток солнечных pp -нейтрино;
- впервые в режиме реального времени измерен поток солнечных бериллиевых нейтрино;
- получено одно из самых сильных ограничений на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино;
- впервые предложена феноменологическая однопараметрическая модель, описывающая собственное разрешение ЖОС;
- впервые разработана детальная аналитическая модель для описания энергетического разрешения сферического ЖС детектора с большим количеством ФЭУ включающая все возможные вклады в ширину отклика;
- впервые идентифицирована и включена в модель зависимость энергетической шкалы и энергетического разрешения от точности калибровки АЦП в фотоэлектронах;
- впервые предложена аналитическая модель для описания формы отклика ЖС детектора на основе обобщённого гамма-распределения для зарядовых эstimаторов энергии;
- впервые предложена аналитическая модель для описания формы отклика ЖС детектора на основе непрерывного масштабированного распределения Пуассона для эstimаторов энергии на основе количества сработавших ФЭУ в событии;
- впервые разработана аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ;
- впервые получены оптимальные эstimаторы энергии для неоднородного по светосбору сферического детектора в условиях с меняющимся во времени количеством работающих ФЭУ;
- впервые предложена методика одновременного использования квазинеzависимых эstimаторов энергии для спектральной подгонки.

Практическая значимость:

- практическая ценность моделей одноэлектронного зарядового спектра ФЭУ и одноэлектронного временного спектра ФЭУ заключается в возможности их применения для оценки параметров, используемых при восстановлении энергии в ЖС детекторах, а также для построения моделей ФЭУ, учитывающих амплитудно-временные корреляции сигналов, что позволяет более точно описывать ЖС детекторы методом Монте-Карло (МК);
- феноменологическая модель, описывающая собственное разрешение ЖОС, позволяет интерпретировать как опубликованные данные независимых непосредственных измерений собственного разрешения ЖС, так и измерения на детектореorexino. Модель позволяет простым образом включить эффект в моделирование отклика ЖС детекторов методом МК;
- предложенные методы измерения концентрации ^{14}C в ЖОС могут быть использованы в других больших ЖС детекторах;
- аналитическая модель для параметризации эффекта ионизационного гашения и модель для параметризации вклада черенковского излучения уже используется в других экспериментах (JUNO);
- аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ и аналитические модели энергетического разрешения для двух эстиматоров энергии применимы к широкому классу детекторов со сферической симметрией, в частности они применимы для описания данных детектора JUNO;
- вклад неточности калибровки АЦП в фотоэлектронах в энергетическое разрешение ЖС детектора является важным фактором при аналитическом описании отклика детектора;
- аналитические модели для описания формы отклика ЖС детектора для двух эстиматоров энергии применимы к широкому классу детекторов со сферической симметрией при поиске слабых сигналов на “хвостах” более мощных спектральных вкладов. Примером может быть поиск двойного безнейтринного бета-распада с помощью ЖС (KamLAND-Zen, SNO+);
- методика быстрого моделирования сферического ЖС детектора на основе карт светосбора для одного ФЭУ применима к широкому классу детекторов со сферической симметрией (в частности, JUNO). Метод пригоден для отладки аналитических моделей, в частности при определении параметров, связанных с характеристиками детектором. Преимуществом модели является возможность её построения с помощью реальных данных;

- оптимальные эstimаторы энергии для неоднородного по светосбору сферического детектора в условиях с меняющимся во времени количеством работающих ФЭУ пригодны для оценки энерговыделения в любом ЖС детекторе подобного класса;
- методика одновременного использования квазинеzависимых эstimаторов энергии для спектральной подгонки позволяет минимизировать корреляции между параметрами модели.

Достоверность полученных результатов обеспечивается публикацией представленных результатов в ведущих рецензируемых журналах как мной лично, так и от имени коллаборации Borexino. Результаты также регулярно представлялись на семинарах, конференциях и школах.

1. Впервые возможность регистрации солнечных pp -нейтрино в ЖС детектора представлялась мной на конференции Neutrino-2002 [A4], статья по теме опубликована в [A1], более развёрнутое исследование опубликовано мной в трудах конференции [A2], как соавтор я принимал участие в обсуждении возможного будущего проекта по измерению pp -нейтрино на 20-тонном детекторе с ЖС [B1];
2. первое измерение потока солнечных pp -нейтрино на детекторе Borexino опубликовано в Nature [A3] (ответственный автор от коллаборации), я также являюсь соавтором более поздних работ, в которых результат по измерению потока pp -нейтрино опубликован от имени коллаборации Borexino [A5–A7]. Результаты представлялись мной на конференциях и публиковались в трудах конференций [A8–A13] и обзорах [A14; A15];
3. измерение потока солнечных бериллиевых нейтрино на детекторе Borexino опубликовано в ряде статей от имени коллаборации Borexino [A5–A7; A16–A18]. Результаты представлялись на конференциях и публиковались в трудах конференций [A11; A13; A19; A20];
4. ограничения на эффективный момент солнечных нейтрино опубликованы в статьях от имени коллаборации Borexino [A17; A21]. Результаты представлялись на конференциях, публиковались в трудах конференции [A22] и обзоре [A23]. Связанные с магнитным моментом нейтрино ограничения на антинейтринный поток от Солнца опубликованы в [A24; A25], экспериментальные аспекты регистрации антинейтрино обсуждались в моём обзоре [A26];
5. модель, описывающая одноэлектронный временной спектр ФЭУ опубликована мной в [A27], результаты измерений использовались при моделировании отклика детектора Borexino [B2; B3];
6. феноменологическая однопараметрическая модель собственного разрешения ЖОС описана в моей публикации [A28];
7. измерение низкой концентрации ^{14}C в ЖС Borexino представляло собой часть работы по определению потока pp -нейтрино, результат впервые опубликован в [A3] и цитируется практически во всех более поздних публикациях Borexino;

8. аналитическая модель для параметризации эффекта ионизационного гашения, модель для параметризации вклада черенковского излучения, аналитическая модель для описания энергетического разрешения ЖС детектора (в несколько упрощенном виде) описана в публикациях *Vorexino* [A5; A6]. Первые две модели использовались для получения практически всех физических результатов, опубликованных коллаборацией *Vorexino*, модель энергетического разрешения использовалась в работах с применением аналитической подгонки;
9. вклад неточности калибровки АЦП в фотоэлектронах в энергетическое разрешение ЖС детектора описан в моей публикации [A29];
10. аналитическая модель, описывающая форму отклика ЖС детектора, на основе обобщённого гамма-распределения для зарядовых эстиматоров энергии представлена в моей публикации [A30] и использовалась в *Vorexino*, описание опубликовано в [A5];
11. аналитическая модель для описания формы отклика ЖС детектора на основе непрерывного масштабированного распределения Пуассона для эстиматоров энергии на основе количества сработавших ФЭУ в событии представлялась на конференции и опубликована в трудах конференции [A9] и в статье коллаборации *Vorexino* [A6];
12. упрощённая аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ описана в публикациях *Vorexino* [A5; A6];
13. методика быстрого моделирования сферического ЖС детектора на основе карт светосбора для одного ФЭУ использовалась для настройки параметров аналитической модели, использовавшейся при анализе потоков солнечных нейтрино;
14. в программу спектральной подгонки данных *Vorexino* включены все упомянутые модели, включая многомерную подгонку с одновременным использованием квазинезависимых эстиматоров энергии; в ней используются также оптимальные эстиматоры энергии.

Результаты, представляемые к защите в моей диссертации, использовались также в ряде работ по данным СТФ, подготовленных при моём определяющем вкладе, и опубликованных главным образом от имени коллаборации *Vorexino* [B4–B12], часть этих работ отражена в обзоре [B13]. От имени коллаборации *Vorexino* опубликован ряд важных физических результатов, полученных с использованием разработанной мной методики анализа [B14; B15]. Результаты этих работ, как таковые, на защиту тоже не выносятся, хотя они и получены при моём определяющем вкладе. Опубликованные статьи следует рассматривать как апробацию разработанной мной методики анализа данных.

Основные результаты диссертации по потокам солнечных бериллиевых и *pp*-нейтрино находятся в согласии с результатами галлий-германиевых радиохимических экспериментов и в согласии с современными теоретическими представлениями. Феноменологическая модель собственного разрешения ЖОС объясняет результаты других авторов,

при этом, при кажущемся серьёзном разбросе опубликованных другими авторами результатов, в рамках моей модели результаты согласуются.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались мной на следующих конференциях:

1. XX-th International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (May 25-30, 2002, Munich, Germany);
2. The Fourth International Conference on “Nonaccelerator New Physics” Joint Institute for Nuclear Research Dubna, Russia June 23-28, 2003;
3. XXIst International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics. Paris, France. 14-19 June 2004;
4. XII-th Lomonosov conference On Elementary Particle Physics, 25-31 Aug 2005, Moscow, Russia;
5. XXII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Santa Fe, June 13-19, 2006;
6. XXIII International Conference on Neutrino Physics and 18th International Conference on Particles And Nuclei (PANIC08), November 9-14, 2008, Eilat, Israel;
7. XXXI International workshop “Neutrino physics at accelerators”, DLNP, JINR, Dubna, January 27-29, 2009;
8. XXIXmes Rencontres de Blois Windows on the Universe, Blois, France, June 21-26, 2009;
9. XXXIX International Symposium on Multiparticle Dynamics “Gold Sands”, Gomel Region, Belarus, 4-9 September 2009;
10. 5-th International Workshop on Low energy neutrino physics 19 - 21 October 2009, Reims, France (приглашенный пленарный доклад);
11. The Xth International Conference on Heavy Quarks and Leptons, CNR and Sapienza, Università di Roma, 11-15 October 2010, Frascati, Italy;
12. Международный семинар “Марковские чтения” (ИЯИ), 13 Мая, 2011;
13. 12th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, Max-Planck-Institut München, Physik-Department E15; and the DFG Excellence Cluster “Origin and Structure of the Universe”, Munich, Germany, 2011;
14. Научная сессия-конференция секции ЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, 21 - 25 ноября 2011 г.;
15. The International Workshop on Non-Accelerator New Physics (NANPino-2013), “Valday” resort, Novgorod region, RUSSIA, June 24-29, 2013;
16. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, Lawrence Berkeley National Laboratory, Asilomar, California, USA, September 8-13, 2013;
17. The International Workshop on Prospects of Particle Physics: “Neutrino Physics and Astrophysics”, JINR, INR, 26 January - 2 February 2014, Valday, Russia;
18. Workshop on the Borexino Physics, LNGS, September 5, 2014;

19. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, Национальный исследовательский ядерный университет, Москва, Россия. 17 - 21 ноября 2014 г.;
20. The International Workshop on Prospects of Particle Physics: “Neutrino Physics and Astrophysics”, JINR, INR, 1 February - 8 February 2015, Valday, Russia; Neutrino GeoScience-2015, 15 – 17 June 2015, Paris, France;
21. Symposium Few to Many Body Systems: Models, Methods and Applications, JINR Dubna, September 21-24, 2015;
22. The International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2015) October 5-10, 2015, Moscow, Russia;
23. Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”, ОИЯИ, Дубна. 12 - 17 апреля 2016 г.;
24. XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2016), London, July 4-9, 2016;
25. International Workshop: Neutrino Research and Thermal Evolution of the Earth, October 25 – 27, 2016, Sendai, Japan;
26. International Session-Conference of the Section of Nuclear Physics of the Physical Sciences Department of the Russian Academy of Sciences "Physics of fundamental interactions" dedicated to 50th anniversary of Baksan Neutrino Observatory, June 6-8, 2017;
27. Recent development in Neutrino Physics and Astrophysics LNGS, September 4-7, 2017;
28. The Mount Elbrus Conference from Deep Underground up to the Sky Pyatigorsk, September 11-15, 2017;
29. Conference on Neutrino and Nuclear Physics (CNNP2017) 15-21 October 2017 Monastero dei Benedettini, University of Catania, Catania, Italy;
30. Solvay workshop on “Beyond the Standard model with Neutrinos and Nuclear physics”, Brussels, November 29 - December 1, 2017;
31. The XXII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2018), April 27, 2018;
32. XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Heidelberg, June 5, 2018;
33. International School of Nuclear Physics, 41st Course Star Mergers, Gravitational Waves, Dark Matter and Neutrinos in Nuclear, Particle and Astro-Physics, and in Cosmology Erice-Sicily: September 16-24, 2019;
34. Future of large-scale neutrino detectors INR, Moscow: October 3-4, 2019;
35. Sixteenth Marcel Grossmann Meeting, MG16 Virtual Meeting - July 6, 2021;
36. The XXVII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists (AYSS-2023), November 1, 2023.

Результаты работ, положенных в основу диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в ОИЯИ (ЛЯП и ЛФВЭ), ИЯИ, Миланском университете, университете Кальяри (Сардиния, Италия), Национальной лаборатории Гран-Сассо, университете имени Я. А. Коменского (Братислава), Институте физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси (Минск), БГУ (Минск).

Автор диссертации читал лекции по направлению исследований:

1. О. Смирнов, “Неускорительная физика нейтрино”. Лекции на Байкальской школе, 11th international scientific Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics, 3-10 of July 2011.
2. О. Смирнов, “Солнечные нейтрино”. Лекции (2) на Байкальской школе, 12th international scientific Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics, 5-12 of July 2012.
3. О. Смирнов, “Neutrino physics”. Цикл лекций (3), XIII Baikal School on Neutrino Physics and Astrophysics. Bol’shie Koty, July 6-11, 2014
4. О. Смирнов, “Нейтрино: обзорная лекция”. Школа молодых ученых «Нейтрон и нейтрино: фундаментальные свойства, эксперименты и прикладные исследования» (Алушта-2015).
5. O. Smirnov, “Solar and geo- neutrinos”, VI International Pontecorvo Neutrino Physics School August 27 - September 4, 2015, Horný Smokovec, Slovakia.
6. O. Smirnov, “The JUNO experiment”, lecture at ISAPP doctorate school, Arenzano, Italy, June 21, 2017.
7. O. Smirnov, “Нейтринная программа ОИЯИ”, IT-Школа молодых ученых “Современные IT-технологии для решения научных задач”, СОГУ, Владикавказ, 27-28 мая 2019 г.
8. O. Smirnov, “Solar neutrino experiments”, VIII International Pontecorvo Neutrino Physics School, September 1-10, 2019, Sinaia, Romania.
9. O. Smirnov, Gran Sasso Summer Institute, 2014, Hands-On Experimental Underground Physics at LNGS - GSSI14, 22 September - 3 October 2014, INFN - Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Assergi, Italy [C5].

Помимо прочего, в последние 10 лет регулярно читались лекции по Нейтринной программе ЛЯП для участников стажировки молодых ученых стран СНГ, для стажеров из ЮАР, для участников международной стажировки JEMS.

Личный вклад. На этапе подготовки эксперимента моей областью ответственности являлось тестирование и отбор ФЭУ (общим числом 2200), пригодных по характеристикам к использованию в детекторе. Я занимался характеристикой ФЭУ перед их установкой в детекторе. На разработанном мной стенде и под моим руководством испытаны и охарактеризованы все ФЭУ для STF и Wogexino. По результатам испытаний получены усреднённые характеристики ФЭУ, использовавшиеся при моделировании детектора.

За время работы в коллаборации Wogexino я принимал участие в основном анализе (бериллиевые нейтрино), анализе по поиску нестандартных взаимодействий нейтрино, в

анализе по ограничению магнитного момента нейтрино, в анализе по ограничению на нарушения закона сохранения электрического заряда, в анализе по поиску антинейтринных событий, включая обнаружение геонейтрино. Я предложил и реализовал аналитический подход к анализу данных с целью измерения потока солнечных бериллиевых нейтрино. Я предложил и реализовал анализ данных с целью измерения потока pp -нейтрино. Мной разработан аналитический аппарат для спектрального анализа, включающий аналитическое описание энергетической шкалы детектора, его разрешения и форму функции отклика. Мной обнаружен и охарактеризован непренебрежимый вклад собственного разрешения жидкого сцинтиллятора в энергетическое разрешение *Bohexino*.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 33 печатных изданиях, 20 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 13 — в тезисах докладов (один доклад [A13] опубликована в электронном виде с присвоением ISBN).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 15 глав, заключения и четырёх приложений. Полный объём диссертации составляет 383 страницы с 147 рисунками и 50 таблицами. Список литературы содержит 287 наименований.

Содержание работы

Во **введении**, помимо краткого обсуждения актуальности измерения потоков солнечных нейтрино, подчёркивается, что на 2024 год единственным успешным экспериментом по прямому измерению потока pp -нейтрино оказался *Bohexino*, все остальные не пережили испытание временем.

Первая глава содержит исторический обзор экспериментов по регистрации потоков солнечных нейтрино до запуска *Bohexino*.

Во **второй главе** подробно описывается история эксперимента *Bohexino* от идеи до остановки эксперимента в 2022 г. Глава содержит как техническое описание детектора, так и подробное описание технических работ, проводившихся на *Bohexino* после запуска с целью расширения физической программы эксперимента. Описаны цели эксперимента в трёх его фазах. Отдельно изложена хронология основных научных достижений.

Третья глава подводит итог работы автора по тестированию 2500 ФЭУ типа ETL 9351 для эксперимента *Bohexino* [A31; A32]. Подробно описаны полученные в результате тестирования характеристики ФЭУ. Усреднённые характеристики одноэлектронного зарядового спектра ФЭУ использовались при моделировании отклика детектора методом МК, а также для оценки ряда параметров аналитической модели.

Для подгонки экспериментальных данных использовалась модель одноэлектронного отклика, состоящая из суммы “обрезанной в нуле” нормальной и экспоненциальной функций ([A33]):

$$\text{SER}_0(q) = \Theta(q - q_p) \left[\frac{p_E}{A} e^{-\frac{q - q_p}{A}} + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \frac{1 - p_E}{g_N} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{q - q_0 - q_p}{\sigma_0}\right)^2} \right] \quad (1)$$

со следующими параметрами: A — наклон экспоненциальной части $\text{SER}_0(q)$; p_E — доля событий в экспоненциальной ветви; q_p — положение пьедестала; q_0 и σ_0 — среднее значение и стандартное отклонение для гауссовой части одноэлектронного отклика; $\Theta(x)$ -тета-функция Хевисайда. Фактор $g_N = \frac{1}{2} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{q_0}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right)$ учитывает в нормировке отрезанную часть гауссового распределения.

Результаты подгонки усреднённого по всем отобраным ФЭУ зарядового спектра показаны на рис. 1, значение q_1 использовалось для калибровки шкалы в ф.э., то есть, $q_1 = 1,00$ по определению.

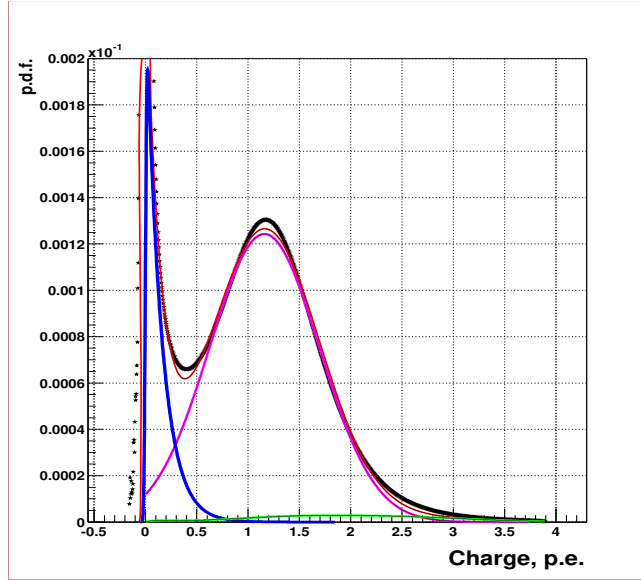


Рис. 1 — Подгонка модельной функцией (1) усредненного по всем ФЭУ зарядового спектра

В четвертой главе описываются прецизионные измерения временных характеристик ФЭУ типа ETL 9351 для эксперимента Vogexino [A27]. Усреднённые характеристики одноэлектронного временного спектра ФЭУ использовались при моделировании отклика детектора методом МК. В главе также представлена аналитическая модель, описывающая временной одноэлектронный отклик ФЭУ.

В пятой главе приведено описание оригинального быстрого алгоритма для моделирования энергетического отклика ЖС детектора со сферической симметрией. Алгоритм разработан и апробирован мной и выносится на защиту как одно из положений. Алгоритм использует “карту светосбора” ФЭУ, получаемую из экспериментальных данных, и предоставляет возможность быстрого определения ряда параметров аналитической модели. В этой главе вводятся основные понятия, используемые в работе: “карта светосбора” ФЭУ, функция светосбора детектора f_{Det} , относительная чувствительность ФЭУ s_i .

В предложенном подходе используется сферическая симметрия детектора для построения **геометрической функции светосбора** $f_{\text{Det}}(\vec{r})$, определяемой как отношение среднего заряда собранного в точке с координатами \vec{r} к среднему заряду, собранному для источника той же энергии, помещенного в центр детектора:

$$f_{\text{Det}}(\vec{r}) \equiv \frac{Q(\vec{r})}{Q_0}, \quad (2)$$

для центра детектора функция автоматически нормирована на единицу, $f_{\text{Det}}(0) \equiv 1$.

Если для пробного источника с энергией E , помещенного в центр детектора, полный собранный заряд в детекторе составляет Q_0 , то на один из $N_{\text{РМТ}}$ ФЭУ приходится в среднем:

$$\mu_0 = \frac{Q_0}{N_{\text{РМТ}}} \text{ ф.э.} \quad (3)$$

ФЭУ в детекторе в общем случае имеют разную чувствительность. Полный светосбор пропорционален суммарной чувствительности ФЭУ, разброс чувствительности может влиять на энергетическое разрешение. Определим **относительную чувствительность i -того ФЭУ** следующим образом:

$$s_i = \frac{\mu_i}{\mu_0}, \quad (4)$$

где μ_i — средний заряд, регистрируемый i -тым ФЭУ для событий в центре детектора. Определенный таким образом набор относительных чувствительностей $\{s_i\}$ удовлетворяет правилу сумм $\sum_i^{N_{\text{РМТ}}} s_i = N_{\text{РМТ}}$ для начального состояния детектора с $N_{\text{РМТ}}$ работающих ФЭУ. При выходе из строя ФЭУ, текущая сумма может иметь отклонения от нормировки на количество ФЭУ.

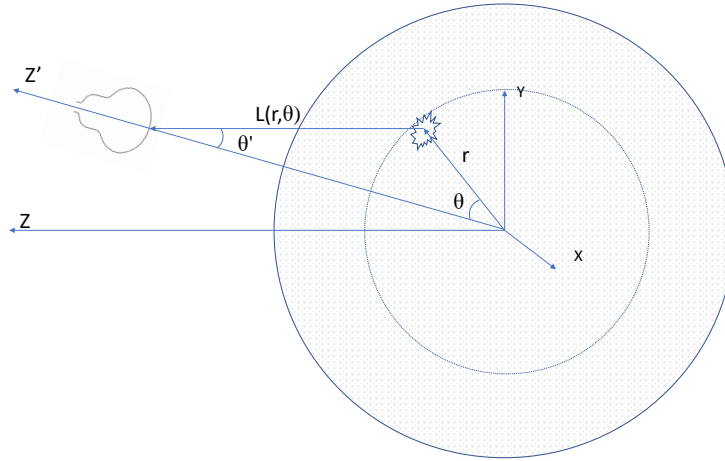


Рис. 2 — Используемая система координат. Координаты события в системе $\{X, Y, Z\}$, связанной с детектором: $\vec{r} = \{x, y, z\}$. То же событие в системе координат, связанной с i -тым ФЭУ (показан условно, без соблюдения реальных пропорций), описывается двумя переменными $\{L_i, \theta'_i\}$ (индексы i опущены, чтобы не загромождать картинку). Сплошная линия ограничивает объем сцинтиллятора. Штриховой линией показан условный программно выделяемый доверительный объем.

На следующем этапе введём понятие **геометрической карты светосбора ФЭУ** $f_{\text{pm}}(r, \cos \Theta)$. На рис. 2 представлена используемая система координат. Событие происходит в точке с координатами \vec{r} . В системе координат, связанной с i -тым ФЭУ, координаты того же события можно описать углом Θ'_i , под которым ФЭУ “видит” это событие (угол отсчитывается от оси ФЭУ, проходящей через центр детектора), и расстоянием L_i от ФЭУ до точки, в которой произошло событие. Для характеристики события относительно ФЭУ можно ввести также более удобную альтернативную систему координат, привязанную к центру детектора: $\{r, \Theta_i\}$. В последнем случае координата r будет одна и та же для всех ФЭУ.

Таким образом, для каждого события в точке \vec{r} и для каждого ФЭУ можно рассчитать координаты как в системе $\{r, \Theta\}$, так и в системе $\{L, \Theta'\}$, зная координаты всех ФЭУ детектора.

Заряд, собранный i -тым ФЭУ для события той же энергии в произвольной точке детектора, можно описать с помощью функции f_{pm} двух аргументов: $f_{\text{pm}}(r, \cos \Theta_i)$, где r и $\cos \Theta_i$ — координаты события в системе координат i -того ФЭУ детектора. В силу сферической симметрии детектора и эффективной азимутальной симметрии ФЭУ, эта функция одинакова для всех ФЭУ одного типа. Средний заряд, собираемый на одном ФЭУ (для простоты опущен индекс i):

$$\mu(r, \cos \theta) = \mu_0 \cdot s \cdot f_{\text{pm}}(r, \cos \theta), \quad (5)$$

и **функция (карта) светосбора для ФЭУ** с относительной чувствительностью s определяется как:

$$f_{\text{pm}}(r, \cos \theta) = \frac{\mu(r, \cos \theta)}{s\mu_0}. \quad (6)$$

Полный средний заряд, собранный для события с энергией E составит:

$$Q = \sum_i^{N_{\text{PMT}}} \mu_i = \sum_i^{N_{\text{PMT}}} \mu_0 s_i f_{\text{pm}}(r, \cos \theta_i) \text{ ф.э.}, \quad (7)$$

где $\cos \theta_i$ — косинус угла между направлением на событие и направлением на i -тый ФЭУ детектора.

Функция светосбора детектора $f_{\text{Det}}(\vec{r})$ связана с картой светосбора ФЭУ как:

$$f_{\text{Det}}(\vec{r}) = \frac{1}{N_{\text{PMT}}} \sum_i s_i f_{\text{pm}}(r, \cos \theta_i). \quad (8)$$

Здесь можно уточнить условие сферической симметрии детектора: она заключается в том, что функция $f_{\text{pm}}(r, \cos \Theta)$ одинакова для всех ФЭУ. Очевидно, что функция f_{Det} в общем случае сферической симметрией не обладает и зависит от распределения ФЭУ вокруг чувствительного объема.

Формула 7 представляет собой готовый рецепт для ускоренного розыгрыша событий без транспорта фотонов:

- для события с энергией E определяется средний собранный заряд на одном ФЭУ для эквивалентного события в центре (μ_0);
- для каждого ФЭУ рассчитывается геометрический фактор $f(r, \cos \theta_i)$;
- для каждого ФЭУ производится розыгрыш числа зарегистрированных фотоэлектронов по закону Пуассона со средним μ_i .

Геометрические карты светосбора $\{r, \cos \theta\}$ для Vorexino получены в результате анализа распределённых в объеме детектора событий, вызванных моноэнергетическими α -частицами от распада ^{210}Po с энергией 5,3 МэВ. Каждое событие дает множественное число входов в две двумерные гистограммы $\{r, \cos \theta_i\}$, при этом число входов определяется исключительно количеством функционирующих ФЭУ для каждого из классов ФЭУ. При этом координата r — общая для всех ФЭУ, меняется только угол. В процессе обработки данных в каждой ячейке гистограммы фиксируется суммарный заряд, который в конечном итоге усредняется по числу событий в ячейке гистограммы, представляющих собой произведение количества разыгранных событий на полное количество ФЭУ из данного класса.

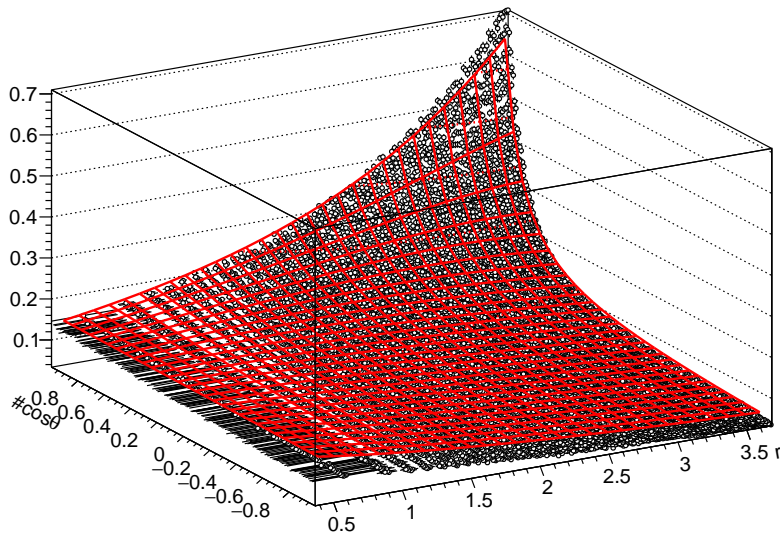


Рис. 3 — Карта и аналитическая модель карты отклика для ФЭУ с концентраторами света. $\cos \theta = 1$ соответствует направлению на ФЭУ; в точке $r = r_{\max}$, $\cos \theta = 1$, наиболее близкой к ФЭУ, регистрируется максимальное количество света

Для быстрого моделирования в доверительном объеме использовалось аналитическое приближение функции светосбора в виде:

$$f_{\text{pm}}(r, \cos \theta) = f_0 \frac{L(r, \cos \theta)^2}{L_0^2} \cos^n \theta' (r, \theta) e^{-\frac{L(r, \cos \theta) - L_0}{L_{\text{abs}}}}, \quad (9)$$

где f_0 — нормировочный множитель, L_0 — расстояние от центра детектора до ФЭУ, экспоненциальный множитель описывает поглощение с характерной длиной L_{abs} , остальная часть представляет собой телесный угол, модифицированный с учетом влияния концентраторов (показатель степени n у косинуса угла падения на концентратор θ').

Функция, определенная уравнением 9, нормирована на единицу в центре детектора, $f(0) = 1$. В анализе использовался мультипликативный параметр f_0 , обеспечивающий данную нормировку. Упрощенная модель хорошо описывает данные в расширенном доверительном объеме детектора как для экспериментальных данных, так и для данных, полученных методом Монте Карло.

В шестой главе вводится понятие эstimатора энергии, даётся определение двух основных эstimаторов энергии, использовавшихся в анализе данных *Boreshino*, и обсуждается восстановление энергии с помощью введённых эstimаторов.

В анализе данных *Boreshino* используются два класса эstimаторов энергии: полный собранный заряд (эstimаторы Q) и число сработавших ФЭУ в событии (эstimаторы N). Полный собранный заряд Q пропорционален количеству излучённых в событии фотонов и измеряется в фотоэлектронах.

Эstimатор энергии Q в простейшем случае представляет собой сумму по всем ФЭУ детектора:

$$Q_{\text{reg}} = \sum_i^{N_{\text{PMT}}} q_i \Theta(q_i - q_{\text{th}_i}) \Theta(t_i - \Delta T), \quad (10)$$

где $\Theta(x)$ — тета-функция Хевисайда, ΔT — ширина временного окна для регистрации сигналов, t_i — время прихода сигнала на i -том ФЭУ, q_{th_i} — порог дискриминатора на i -том ФЭУ в ф.э. Время прихода первого сигнала полагается равным нулю.

Полный собранный (средний) заряд в детекторе для электрона с энергией E в условиях отсутствия темнового шума и без учёта черенковского излучения составляет:

$$Q(\vec{r}) = A_0 \cdot E \cdot f(k_B, E) \cdot f_{\text{Det}}(\vec{r}), \quad (11)$$

где A_0 — удельный световыход в центре детектора, измеряемый в ф.э./МэВ; $f(k_B, E)$ — функция, описывающая отклонения от линейного закона из-за эффекта ионизационного гашения. Поведение функции $f(k_B, E)$ определяется одним параметром k_B (параметр Биркса).

Если не применяются реконструированные эstimаторы, то для распределённых по объёму детектора событий следует проинтегрировать выражение 11 по пространственной плотности событий. Получим:

$$\overline{Q(\vec{r})} = A \cdot E \cdot f(k_B, E), \quad (12)$$

где $A \equiv A_0 \cdot \overline{f_{\text{Det}}(\vec{r})}$ — средний световыход для событий попадающих в используемую в анализе часть детектора.

Для равномерно распределённых по объёму событий введём параметр f_G , определяющий средний светосбор по детектору:

$$f_G \equiv \overline{f_{\text{Det}}(\vec{r})} = \frac{A}{A_0}. \quad (13)$$

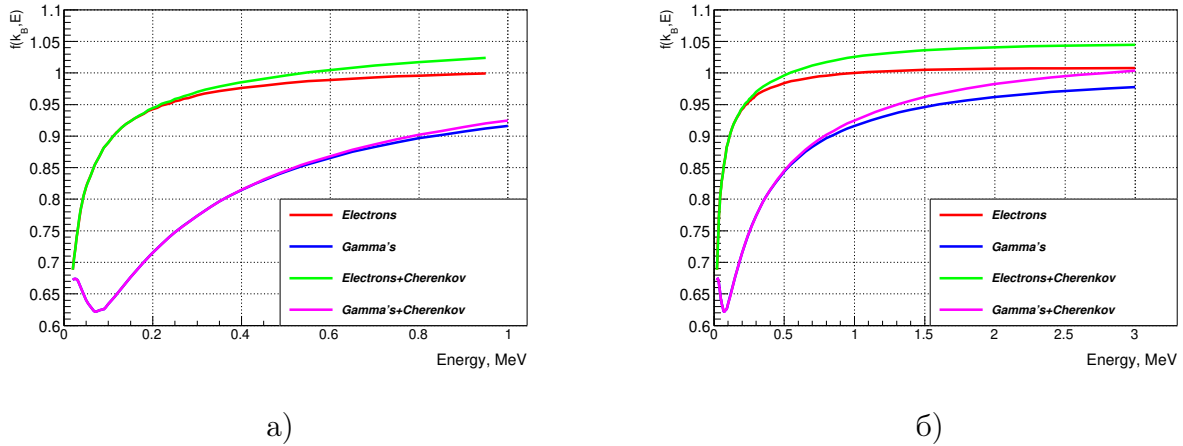


Рис. 4 — Нелинейность световыхода для электронов и γ -квантов с учетом черенковского излучения и без него: а) в области энергий до 1 МэВ; б) в области энергий до 3 МэВ;

Параметризация ионизационного гашения. Расчёты ионизационного гашения представлены на рис. 4. Ионизационное гашение описывается гладкой кривой, резко изменяющейся при малых энергиях и практически постоянной при $E > 1$ МэВ. Зависимость эффекта гашения от энергии хорошо описывается функцией 4 параметров:

$$f(k_B, E) = \frac{1 + A_1 \cdot x + A_2 \cdot x^2}{1 + A_3 \cdot x + A_4 \cdot x^2}, \quad (14)$$

автоматически обеспечивающая нужную энергетическую зависимость и нормированная на 1 при 1 МэВ.

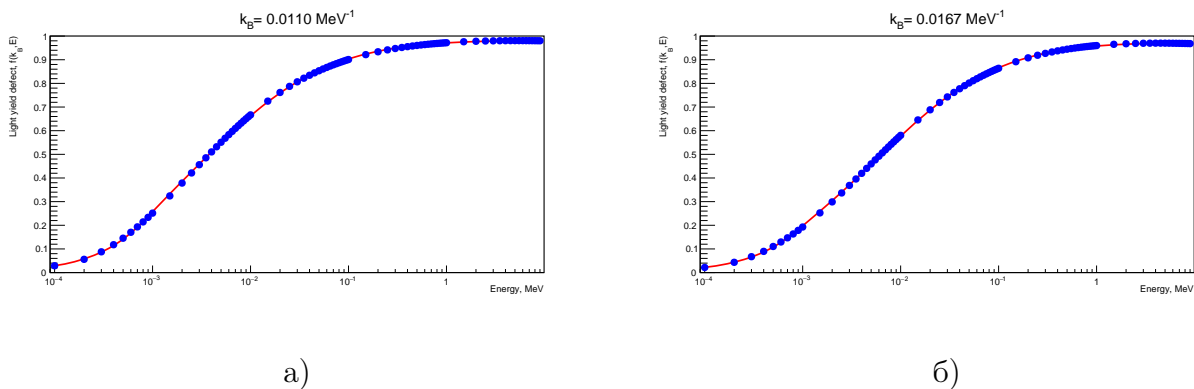


Рис. 5 — Параметризация ионизационного гашения: а) для $k_B = 0,011$ см МэВ $^{-1}$; б) для $k_B = 0,0167$ см МэВ $^{-1}$. Расчёты показаны гладкой кривой, точки — аппроксимация формулой 14. На графиках не сделана перенормировка на 1 при 1 МэВ

Результаты подгонки численных данных, полученных с помощью программы KB.FOR для псевдокумола, показаны на рис. 5 для двух значений параметра гашения.

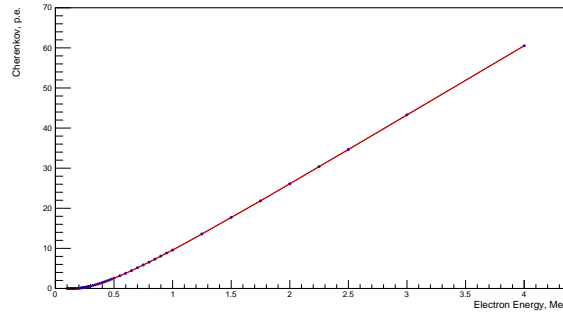


Рис. 6 — Параметризация вклада черенковского излучения. Расчеты показаны гладкой кривой, точки — аппроксимация формулой 15

Параметризация вклада черенковского излучения. Расчёты вклада черенковского излучения показаны на рис. 6. Практический выход черенковского излучения связан с расчетной кривой соотношением пропорциональности. Коэффициент пропорциональности $f_{\check{C}}$ можно определить из калибровочных данных либо оставить свободным параметром в аналитической спектральной подгонке.

Как и для ионизационного гашения, для аналитической подгонки желательна простая параметризация вклада черенковского излучения. Я предложил следующую параметризацию, которая именно в таком виде использовалась при подгонке данных Bogehino:

$$\check{C}(E) = (X_1 + X_2 \cdot x + X_3 \cdot x^2 + X_4 \cdot x^3)(1 + X_5 \cdot E), \quad (15)$$

где $x = \ln(1 + \frac{E}{E_0})$, E_0 — порог черенковского излучения ($\simeq 165$ кэВ для псевдокумола), $\check{C}(E < E_0) = 0$. Параметры $X_1 \div X_4$ — безразмерные, параметр X_5 имеет размерность МэВ⁻¹.

Поскольку черенковский фактор определен с точностью до мультипликативного фактора $f_{\check{C}}$, то параметры 1-4 можно масштабировать без потери качества подгонки и положить $X_1 = 1$. Значения параметров, использовавшиеся в анализе Bogehino [A7], составили:

$$X = \{1, 415, -3, 397, 1, 107, 0, 072, 1, 337\}. \quad (16)$$

Линейная часть задаётся уравнением (результат подгонки для $E > 2$ МэВ):

$$\check{C}(E) = \text{offset} + A_{\check{C}}^1 E = -8,44 + 17,24 \cdot E, \quad (17)$$

Параметр $A_{\check{C}}^1$ имеет физический смысл аналога световыхода, я использовал верхний индекс “1”, чтобы выделить “базовую” часть черенковского световыхода. Поскольку параметризация (15) используется в подгонке с коэффициентом $f_{\check{C}}$, то полный черенковский световыход можно определить как

$$A_{\tilde{c}} \equiv f_{\tilde{c}} \cdot A_{\tilde{c}}^1 = 17,24 \cdot f_{\tilde{c}}. \quad (18)$$

При $f_{\tilde{c}} = 1$ и удельном световыходе 575 ф.э./МэВ вклад черенковского излучения составляет $3\%/МэВ$.

Нелинейность зарядового эstimатора, связанная с эффектом порога дискриминатора. Полный собранный заряд в *Bohexino* определяется суммой по сработавшим ФЭУ. Типичный порог срабатывания дискриминатора составляет $0,2 \div 0,25 \text{ ф.э.}$ или немного выше. Чтобы оценить нелинейность, связанную с потерей части заряда под порогом срабатывания дискриминаторов, потребуется ввести несколько параметров, зависящих от порога дискриминатора q_{th} . Удобно выражать порог в ф.э.

Первый параметр — **доля одноэлектронного спектра под порогом**, p_t , определяемая как интеграл одноэлектронного отклика от 0 до q_{th} :

$$p_t = \int_0^{q_{\text{th}}} ser(q) dq. \quad (19)$$

Второй параметр — **средний заряд по части одноэлектронного спектра**, q_t , остающегося под порогом:

$$q_t = \int_0^{q_{\text{th}}} q \cdot ser(q) dq. \quad (20)$$

Для событий, равномерно распределённых по объёму детектора, средний регистрируемый заряд составит:

$$Q_{\text{reg}} \simeq Q_0 \cdot f_G (1 - p_t q_t e^{-\frac{Q_0 f_G}{N_{\text{ФМТ}}}}). \quad (21)$$

Точность абсолютной калибровки АЦП в фотоэлектронах. Калибровка АЦП подразумевает определение шкалы для перевода аналогового анодного сигнала ФЭУ, измеренного АЦП, в фотоэлектроны. В *Bohexino* используются 8-битные АЦП, один фотоэлектрон соответствует приблизительно 26 каналам из 256 возможных. Пересчет числового значения *adc*, полученного с АЦП, осуществляется по обычному правилу:

$$q = \frac{\text{adc} - \text{ped}}{\text{adc}_1}, \quad (22)$$

где *ped* — положение пьедестала (отклика в отсутствие сигнала), выраженное в каналах АЦП, а *adc*₁ — калибровочное значение для данного канала.

В реальном детекторе АЦП калибруются с конечной точностью, т.е. положение “идеального” отклика на один фотоэлектрон на шкале АЦП измеряется с определенной статистической и систематической погрешностью. Калибровка в *Bohexino* проводилась по пику в одноэлектронном распределении (см. рис. 1). Из-за особенностей одноэлектронного отклика, такая калибровка приводит к систематической недооценке количества измеренных фотоэлектронов. Среднее расхождение между “истинным” и “измеренным” количе-

ством фотоэлектронов соответствует разности в положениях пика распределения **1** и его среднего значения. В лабораторных измерениях на стенде это расхождение составило 15%.

Предполагая линейность процесса регистрации фотоэлектронов, точность калибровки i -того АЦП можно описать одним параметром:

$$c_i = \frac{\mu'_i}{\mu_i}, \quad (23)$$

где μ'_i — средний заряд, зарегистрированный i -тым ФЭУ (или число ф.э.), определённый с применением текущей калибровки, а μ_i — реальный средний заряд. Тогда “идеальный” заряд q_i для i -того ФЭУ связан с измеренным q'_i через параметр c_i , описывающий точность калибровки $q'_i = c_i \cdot q_i$.

Для детектора с большим количеством ФЭУ получим:

$$Q' = \sum_i^{N_{\text{ФЭУ}}} \mu'_i = Q \cdot \frac{1}{N_{\text{ФЭУ}}} \sum_i^{N_{\text{ФЭУ}}} c_i s_i = Q \cdot c. \quad (24)$$

где c — среднее значение калибровочного коэффициента по всем ФЭУ, s_i — относительная чувствительность i -того ФЭУ, определенная уравнением (4).

Так как калибровочный параметр c умножается на световой выход A в формулах для пересчёта полного собранного заряда в энергию, то отклонения c от единицы, естественно, компенсируются соответствующим изменением световых выходов. При моделировании спектров неточность калибровки сказывается только на точности определения энергетического разрешения.

Параметризация энергетической шкалы для зарядового эстиматора.

Трансформация кинетической энергии E электрона в заряд для центра детектора параметризуется следующим образом:

$$Q_0 = A_0 \cdot E \cdot f(k_B, E) + f_C \check{C}(E), \quad (25)$$

где фактор $f(k_B, E)$ задан уравнением (14) и $\check{C}(E)$ — уравнением (15).

Для источника, равномерно распределенного по объему, появляется фактор f_G :

$$Q = Q_0 \cdot f_G. \quad (26)$$

И, наконец, полный наблюдаемый заряд в реальном детекторе с учетом порога дискриминаторов и с учётом калибровочной шкалы для равномерно распределенного в объеме источника:

$$Q_{\text{рег}} = Q_0 \cdot c \cdot f_G (1 - p_t q_t e^{-\frac{Q_0 f_G}{N_{\text{ФЭУ}}}}), \quad (27)$$

где Q_0 задаётся уравнением (25).

Таким образом, для простого зарядового эstimатора энергии используются 6 параметров, задающих шкалу энергии для равномерно распределенного по объему детектора источника:

1. A_0 — световыход в центре детектора;
2. $k_{\mathbf{B}}$ — параметр ионизационного гашения;
3. $f_{\mathcal{C}}$ — нормировка вклада черенковского излучения;
4. $f_{\mathbf{G}}$ — отношение светосбора для равномерно распределенного по детектору моноэнергетического источника к светосбору для источника той же энергии в его центре;
5. $p_t q_t$ — средний заряд для части одноэлектронного зарядового спектра под порогом регистрации (q_t), взвешенный с учетом вероятности попадания под порог p_t ;
6. c — калибровочный коэффициент, связывающий количество зарегистрированных фотоэлектронов с их действительным количеством.

В случае, если в детекторе есть непренебрежимый темновой шум, то в закон преобразования сцинтилляционного света в регистрируемый заряд (27) следует добавить сдвиг шкалы за счет шумового вклада:

$$Q_{\text{reg}} = Q_{\text{dark}} + Q_0 \cdot c \cdot f_{\mathbf{G}} (1 - p_t q_t e^{-\frac{Q_0 f_{\mathbf{G}}}{N_{\text{PMT}}}}). \quad (28)$$

Число сработавших в событии ФЭУ как эstimатор энергии. Если число фотосенсоров в сцинтилляционном детекторе достаточно велико, фотосбор по объему детектора достаточно однороден и фотосенсоры работают в режиме одноэлектронного счета, то число сработавших ФЭУ детектора N_{pm} можно непосредственно использовать для восстановления энергии события (эstimатор N_{pm}). При определенных условиях N_{pm} оказывается более подходящим эstimатором, чем классический суммарный заряд со всех ФЭУ, несмотря на существенную нелинейность трансформации эstimатора в энергию. Так, при малом количестве света, приходящемся на один ФЭУ, этот эstimатор демонстрирует лучшее энергетическое разрешение. Другим преимуществом является независимость N_{pm} от калибровок ФЭУ, что гарантирует предсказуемую форму моноэнергетического отклика. Последнее чрезвычайно важно при подгонке спектров с большой статистикой, когда наличие неучтенных “хвостов” в отклике может приводить к систематическим ошибкам в описании данных.

Эstimатором энергии N_{pm} в данном случае служит сумма по всем сработавшим ФЭУ детектора:

$$N_{\text{pm}} = \sum_i^{N_{\text{PMT}}} \Theta(q_i - q_{\text{th}_i}) \Theta(t_i - \Delta T). \quad (29)$$

Как и в случае зарядовых эstimаторов, в режимах, близким к режимам одноэлектронного счета, теряется главным образом часть одноэлектронного спектра под порогом срабатывания дискриминатора. Для оценки энергии с помощью эstimатора N_{pm} восстанавливается заряд, соответствующий среднему количеству сработавших ФЭУ. Связь заряда

с энергией описывается соотношениями (25) и (27). Для иллюстрации метода рассмотрим события с фиксированной энергией E_0 в центре идеального сферического детектора. В данном случае идеальным может считаться детектор с полным числом $N_{\text{РМТ}}$ одинаковых ФЭУ, регистрирующих приходящие сигналы с нулевым порогом, то есть в детекторе отсутствуют любые шумы. Если средний собранный заряд для таких событий составляет Q_0 фотоэлектронов (ф.э.), то один из $N_{\text{РМТ}}$ одинаковых ФЭУ зарегистрирует в среднем

$$\mu_0 = \frac{Q_0}{N_{\text{РМТ}}} \text{ ф.э.}, \quad (30)$$

при этом вероятность отсутствия сигнала на ФЭУ в предположении пуассоновского распределения количества регистрируемых фотоэлектронов составит

$$p_0 = e^{-\mu_0}. \quad (31)$$

Для достаточно большого числа ФЭУ в детекторе вероятность срабатывания одного ФЭУ можно оценить, используя среднее число работавших ФЭУ в событии:

$$p_1 = \frac{N_{\text{рм}}}{N_{\text{РМТ}}}. \quad (32)$$

Поскольку события срабатывания ФЭУ и отсутствия сигнала на нем комплементарны, то $p_0 + p_1 = 1$, и легко вычислить μ_0 :

$$\mu_0 = -\log(p_0) = -\log(1 - p_1) = -\log\left(1 - \frac{N_{\text{рм}}}{N_{\text{РМТ}}}\right), \quad (33)$$

откуда сразу можно реконструировать полный собранный заряд:

$$Q_0 = N_{\text{РМТ}} \cdot \mu_0 = -N_{\text{РМТ}} \log\left(1 - \frac{N_{\text{рм}}}{N_{\text{РМТ}}}\right). \quad (34)$$

Отметим, что заряд, восстановленный таким методом, является абсолютной величиной, не зависящей от калибровки отдельных ФЭУ, и может быть использован для абсолютной калибровки световых выходов в сцинтилляторе.

Число сработавших ФЭУ в рассматриваемом простейшем случае очевидно определяется биномиальным распределением со средним $\overline{N_{\text{рм}}} = N_{\text{РМТ}} \cdot p_1$ и дисперсией $\sigma_{N_{\text{рм}}} = N_{\text{РМТ}} \cdot p_1 \cdot (1 - p_1)$.

Для изучения поведения зависимости эstimатора энергии $N_{\text{рм}}$ в зависимости от возможных эффектов для реального детектора проведена серия тестов с использованием быстрого моделирования. Серия тестов включала следующие эффекты и их комбинации:

- разброс относительной чувствительности ФЭУ, описываемой параметром $v(s)$, источник в центре;
- неоднородный фотокатод, неоднородность описывается относительной вариацией его чувствительности по фотокатоду и по световому полю, $v(p)$;

- собственное разрешение ЖОС, v_1^{int} , источник в центре;
- эффект порога дискриминатора, $q_{\text{th}}(p_t)$, источник в центре;
- эффекты $v(s)$, $v(p)$ и v_1^{int} , источник в центре;
- реалистичный детектор: учтены $v(s)$, $v(p)$, v_1^{int} и эффект порога с разбросом значений ($q_{\text{th}} = 0,20 \pm 0,05$ ф.э.), источник в центре;
- равномерно распределенный источник, идеальный детектор;
- равномерно распределенный источник, идеальный детектор, $v(s)$, $v(p)$ и v_1^{int} .

Для каждого из случаев выведено аналитическое выражение, проверявшееся с помощью моделирования соответствующего эффекта.

Реалистичный случай. В последний тест включены все рассмотренные эффекты, в том числе случайный порог $q_{\text{th}} = 0,20 \pm 0,05$ ф.э. для событий, равномерно распределенных по объему детектора. Калибровка АЦП в этом тесте полагалась идеальной, но, поскольку в конечные формулы для эstimатора $N_{\text{рм}}$ она и не входит, то случайный порог вполне заменяет разброс точности калибровок АЦП.

Среднее количество сработавших ФЭУ для событий фиксированной энергии, равномерно распределенных по объему детектора, может быть записано с использованием двух дополнительных эффективных параметров $v(f_{\text{рм}})$ и $a(f_{\text{рм}})$:

$$\overline{N_{\text{рм}}} \simeq N_{\text{рмТ}}(1 - e^{-\bar{\mu}(1 - \frac{p}{2}v(\mu))}(1 + p_t\bar{\mu})), \quad (35)$$

где

$$v(\mu) \equiv v(s) + \overline{v(p)} + (1 + \overline{v(p)})\frac{\mu_1 f_G}{\bar{\mu}}v_1^{\text{int}} + v(f_{\text{рм}}) - \frac{\bar{\mu}}{3}a(f_{\text{рм}}). \quad (36)$$

Здесь $\bar{\mu} = \mu_0 f_G$ — средний заряд, регистрируемый для одного ФЭУ в событиях, равномерно распределенных по объему детектора.

Для проверки соотношений (35)-(36), выполнено моделирование для равномерно распределенных по детектору событий с $v(s) = 0,04$, $v(p) = 0,04$ и $v_1^{\text{int}} = 4 \times 10^{-4}$.

Таким образом, в формулу для эstimатора энергии N входит 11 параметров, задающих шкалу энергии для равномерно распределенного по объему детектора источника:

1. A_0 — световыход в центре детектора;
2. $k_{\mathbf{B}}$ — параметр ионизационного гашения;
3. $f_{\mathbf{C}}$ — нормировка вклада черенковского излучения;
4. $f_{\mathbf{G}}$ — отношение светосбора для равномерно распределенного по детектору моноэнергетического источника к светосбору для источника той же энергии в его центре;
5. p_t — доля одноэлектронного зарядового спектра под порогом регистрации;
6. $\mathbf{v}(s)$ — относительная дисперсия $\{s_i\}$;

7. $v(\mathbf{p})$ — относительная дисперсия вероятности регистрации фотона для всех возможных точек прихода на фотокатод и всех углов падения;
8. μ_1 — средний заряд, регистрируемый одним ФЭУ детектора, для событий с энергосвободением 1 МэВ в центре детектора;
9. v_1^{int} — универсальный параметр, описывающий собственное энергетическое разрешение ЖОС;
10. $v(f_{\text{pm}})$ и $a(f_{\text{pm}})$ — эффективные параметры, учитывающие неоднородность среднего значения отклика детектора для источника, равномерно распределённого по объёму детектора.

Первые 4 параметра совпадают с параметрами энергетической шкалы для зарядового эstimатора. Параметры $v(s)$ и $v(p)$ входят в выражение аддитивно, в связи с чем их сумму можно описать единственным параметром. Величина $(1 + v(p)) \frac{\mu_1 f_G}{\mu} v_1^{\text{int}}$ пренебрежима из-за малости v_1^{int} : значение $v(s) + v(p)$ имеет типичные значения порядка $\mathcal{O}(10^{-2})$, тогда как $v_1^{\text{int}} = \mathcal{O}(10^{-4})$. Для шкалы в ограниченном диапазоне можно использовать единственный параметр неоднородности $v(f_{\text{pm}})$. Для переменных, реконструированных с учётом координат события, оба параметра можно положить равными нулю.

Реконструкция заряда по эstimатору N_{pm} . Заряд может быть восстановлен обращением формулы (35). Из-за присутствия поправок, зависящих от заряда, удобно использовать следующие рекуррентные соотношения:

$$\begin{aligned} \mu^{(0)} &= -\ln(p_0) = -\ln\left(1 - \frac{N_{\text{pm}}}{N_{\text{PMT}}}\right), \\ \mu^{(i+1)} &= \frac{\mu^{(0)} + \ln(1 + p_t \mu^{(i)})}{1 - \frac{\mu^{(i)}}{2} v(\mu^{(i)})}, \end{aligned} \quad (37)$$

где $v(\mu)$ задан выражением (36). На практике достаточно нескольких итераций, чтобы обеспечить приемлемую точность. Можно использовать условие $\frac{\mu_0^{(i+1)} - \mu_0^{(i)}}{\mu_0^{(0)}} < \epsilon$ в качестве критерия для достижения заданной точности ϵ .

Значение μ в (37) соответствует среднему значению по объёму детектора. Чтобы получить значение заряда в центре детектора, следует использовать среднее значение f_G для функции светосбора:

$$Q_0 = N_{\text{PMT}} \frac{\bar{\mu}}{f_G}. \quad (38)$$

Компенсация меняющегося числа работающих ФЭУ: эквализованные переменные. В условиях с меняющимся числом работающих ФЭУ потребуется компенсировать нестатистическую часть дисперсии эstimатора энергии. Для детекторов STP и Vortexipo для этого мной были предложены эквализованные на начальное число ФЭУ эstimаторы энергии в следующем виде:

$$\begin{aligned}
N_{\text{eq}} &= \frac{N_{\text{PMT}}(0)}{N_{\text{PMT}}(t)} N(t), \\
Q_{\text{eq}} &= \frac{N_{\text{PMT}}(0)}{N_{\text{PMT}}(t)} Q(t),
\end{aligned}
\tag{39}$$

где $N_{\text{PMT}}(0)$ — условное начальное число ФЭУ в детекторе, необязательно совпадающее с реальным числом рабочих ФЭУ. Для *Boonexino* в качестве $N_{\text{PMT}}(0)$ использовалось 2000.

Такая нормировка эstimаторов успешно применялась при анализе данных сначала СТФ, а потом и *Boonexino*, с единственным исключением первого анализа данных с целью измерения потока *pp*-нейтрино. В этом анализе использовались целочисленные переменные N_{PMT} .

Если известны относительные чувствительности ФЭУ, то нормировку можно скорректировать с учетом чувствительности ФЭУ, тогда в выражениях вместо числа работающих ФЭУ $N_{\text{PMT}}(t)$ появится суммарная чувствительность $S(t) = \sum_i^{N_{\text{PMT}}} s_i$.

$$\begin{aligned}
N_{\text{eq}} &= f_{\text{eq}} N(t), \\
Q_{\text{eq}} &= f_{\text{eq}} Q(t).
\end{aligned}
\tag{40}$$

Здесь введен фактор эквализации:

$$f_{\text{eq}} \equiv \frac{S(0)}{S(t)} \simeq \frac{N(0)}{N(t)}.
\tag{41}$$

В стандартном анализе *Boonexino* использовался $f_{\text{eq}} = \frac{N(0)}{N(t)}$, из-за чего возможна дополнительная дисперсия сигнала, ничтожно малая в сравнении с другими факторами.

Начальную нормировку чувствительности удобно выбрать как $S(0) = N_{\text{PMT}}(0)$, нормировку отсутствующих в начальный момент каналов можно положить равной единице ($s_i \equiv 1$).

Расчёт средней чувствительности и её дисперсии осуществляется следующим образом:

- в начальный период с полным комплектом ФЭУ определяются средние относительные чувствительности всех ФЭУ детектора $\{s_i\}$;
- для набора событий определяются величины $\sum_{N_{\text{ev}}} \overline{s(i)}$ и $\sum_{N_{\text{ev}}} \overline{s^2(i)}$, где сумма вычисляется по всем событиям, а $\overline{s(i)}$ и $\overline{s^2(i)}$ представляют собой среднее и среднеквадратичное значения чувствительности в момент регистрации *i*-того события. Средняя суммарная чувствительность определяется для каждого события как $S = \sum_{i=1}^{N_{\text{PMT}}} s_i$.
- вычисляется среднее $s \equiv \frac{1}{N_{\text{ev}}} \sum_{N_{\text{ev}}} \overline{s(i)}$ и относительная дисперсия $v(s) \equiv \frac{\frac{1}{N_{\text{ev}}} \sum_{N_{\text{ev}}} \overline{s^2(i)}}{s^2} - 1$.

Компенсация пространственного положения события: реконструированные эstimаторы энергии. Описанная ранее карта светосбора на ФЭУ может использоваться для построения скорректированных по координатам событий энергетических эstimаторов. Для зарядовой переменной это:

$$Q_{\text{Rec}} = f_{\text{eq}} \frac{Q(x,y,z)}{f_{\text{Det}}(\vec{r})}, \quad (42)$$

где корректирующий делитель совпадает с ранее введенной функцией светосбора детектора:

$$f_{\text{Det}}(\vec{r}) = \frac{1}{N_{\text{equiv}}} \sum_i s_i f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r})). \quad (43)$$

Поскольку корректирующий фактор $f_{\text{Det}}(\vec{r})$ зависит от количества работающих ФЭУ, то коррекция возможна только с учетом реально работающих ФЭУ, при этом, естественно, появляется фактор эквализации f_{eq} из предыдущего раздела (см. уравнение 41). Построенный таким образом эstimатор должен совпадать со своим значением Q_0 для центра детектора, если можно пренебречь эффектом порога. В общем случае возможна также дополнительная коррекция на часть заряда, остающуюся под порогом. Используя уравнение (21), заряд может быть восстановлен с использованием рекуррентного соотношения:

$$Q_{\text{Rec}}^0(i+1) = \frac{Q_{\text{Rec}}}{1 - p_t \cdot q_t \cdot e^{-\mu(i)}}, \quad (44)$$

где $\mu(i) = f_G \frac{Q_{\text{Rec}}^0(i)}{N_{\text{PMT}}}$ и $Q_{\text{Rec}}^0(0) = Q_{\text{Rec}}$.

Аналогично можно построить эstimатор энергии для числа сработавших ФЭУ. Поправочный коэффициент ($f_{\text{nc}}(\mu_0, \vec{r})$) на этот раз зависит от энергии события и записывается в следующем виде:

$$f_{\text{nc}}(\mu_0, \vec{r}) \equiv \frac{\langle p_1 \rangle}{\langle p_1(\vec{r}) \rangle} = \frac{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0})}{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0 f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r}))}), \quad (45)$$

где $\mu_0 \equiv \frac{Q_0}{N_{\text{equiv}}}$ — средний заряд, собранный на одном ФЭУ для центральных событий. Угловыми скобками обозначено усреднение по всем рабочим ФЭУ детектора.

Скорректированный на положение события эstimатор энергии:

$$N_{\text{Corr}} = f_{\text{nc}}(\mu_0, \vec{r}) \cdot N_{\text{eq}}(\vec{r}), \quad (46)$$

где $N_{\text{eq}}(\vec{r})$ — “стандартный” эstimатор, нормированный на количество эквивалентных ФЭУ. Эstimатор N_{Corr} соответствует среднему количеству ФЭУ, сработавших для события той же энергии в центре детектора. Здесь следует пояснить, что в формулах используется именно μ_0 . Так как полный собранный заряд Q в общем случае не совпадает с Q_0 , то предварительно требуется восстановление величины Q_0 из (44). Поскольку вероятности $P(0) \equiv e^{-\mu}$ определяются истинными значениями μ , то требуется также коррекция на смещение калибровки АЦП, введенная в (23), если такая коррекция явно не преду-

смотрена при определении Q_0 . Отмечу, что в *Vortexino* возникает именно такая ситуация: значение Q_0 не корректируется на сдвиг шкалы калибровки.

Формула (45) не учитывает порог срабатывания отдельных ФЭУ, принимая во внимание пороги срабатывания ФЭУ, следует записать:

$$f_{\text{nc}}^{\text{pt}}(\mu_0, \vec{r}) \equiv \frac{\langle p_1^{th} \rangle}{\langle p_1^{th}(\vec{r}) \rangle} \simeq \frac{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0} \cdot (1 + p_t \cdot s_i \cdot \mu_0))}{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0 \cdot f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r}))} \cdot (1 + p_t \cdot s_i \cdot \mu_0 \cdot f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r}))))}, \quad (47)$$

эстиматор энергии:

$$N_{\text{Rec}} = f_{\text{nc}}^{\text{pt}}(\mu_0, \vec{r}) \cdot N_{\text{eq}}(\vec{r}) \quad (48)$$

соответствует среднему количеству ФЭУ, сработавших для события той же энергии в центре детектора с учетом порогов срабатывания.

Для восстановления среднего числа сработавших ФЭУ для события в центре в отсутствие порога следует использовать корректирующий множитель

$$f_{\text{nc}}^0(\mu_0, \vec{r}) \equiv \frac{\langle p_1 \rangle}{\langle p_1'(\vec{r}) \rangle} = \frac{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0})}{\sum (1 - e^{-s_i \cdot \mu_0 \cdot f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r}))} \cdot (1 + p_t \cdot s_i \cdot \mu_0 \cdot f_{\text{pm}}(r, \theta_i(\vec{r}))))}, \quad (49)$$

и соответствующий эстиматор энергии:

$$N_{\text{Rec}}^0 = f_{\text{eq}} \cdot f_{\text{nc}}^0(\mu_0, \vec{r}) \cdot N_{\text{eq}}(\vec{r}). \quad (50)$$

Средние значения откорректированных переменных соответствуют средним значениям соответствующих переменных для источника той же энергии, размещенном в центре детектора. Таким образом, из выражений для энергетического разрешения убирается часть, связанная с дисперсией среднего отклика детектора по объему. Демонстрация преимуществ откорректированных переменных с точки зрения улучшения энергетического разрешения обсуждается в следующей главе.

Эффекты квантования для целочисленных переменных. Так как исходная переменная N является целочисленной, то возможны артефакты в спектре для эквализованной переменной в зависимости от используемого разбиения на ячейки. Для реконструированной переменной N_{Rec} подобные артефакты менее вероятны из-за дисперсии нормировочного значения $f_{\text{nc}}(r)$, тем не менее, для построения корректных подгоночных кривых необходимо учитывать возможные систематические отклонения на уровне 0,1%, если ожидаемая статистика составляет порядка 10^6 событий на ячейку гистограммы, что характерно для спектров *Vortexino* при малых энергиях.

Для учета артефактов можно воспользоваться одним из двух способов: задать маску, учитывающую систематические отклонения, или использовать дизеринг (дитеринг).

Фаза	Живое время, [д]	f_G	$f'_G \times 10^{-4}$	$v(f_{\text{Det}})$	$f_{\text{eq}} \times 10^{-4}$	f'_{eq}	$v(f_{\text{eq}})$	$v(s)$
2000 ФЭУ	-	0,996		0,13	1	0	-	0,042
I	763,07	0,9987	0,998	3,8	1,132	1,135	8,3	0,044
II	1298,96	0,998	0,996	10,6	1,285	1,284	49,4	0,044
III	1596,09	0,997	0,995	22,5	1,768	1,744	85,7	0,046
I+II+III	3658,12	0,998	0,996	16,5	1,463	1,408	400,0	0,045

Таблица 1 — Некоторые параметры детектора для разных периодов набора данных в Bogexino, в первой строке — детектор с 2000 ФЭУ

Энергетическая шкала для трёх фаз набора данных в Bogexino. Набор данных на детекторе Bogexino условно разделен на три фазы, соответствующих разным условиям набора данных. Поскольку ФЭУ выходили из строя со средней скоростью 1-2 штуки в неделю, то среднее количество функционирующих ФЭУ сильно различается между различными фазами. Соответственно меняется как среднее значение функции светосбора детектора, так и его дисперсия. Значения некоторых параметров для разных фаз набора данных приведены в таблице 1. Значения рассчитаны с использованием реальных конфигураций детектора в соответствующих фазах. Разброс относительной чувствительности связан главным образом с наличием ФЭУ без концентраторов света.

Для проверки качества восстановления энергетической шкалы проведено моделирование в условиях, соответствующих фазам I, II и III, а также полному набору данных. Дополнительно промоделирован условный детектор со стабильным количеством ФЭУ ($N_{\text{PMT}}=2000$).

В седьмой главе описана феноменологическая модель собственного разрешения жидкого органического сцинтиллятора из [A28], и использовавшаяся в Bogexino при анализе низкоэнергетической части спектра, включающей хвост спектра углерода-14.

Относительная дисперсия $v(Q)$ сигнала ФЭУ со средним зарегистрированным числом фотоэлектронов (ф.э.) Q для сцинтилляции со средним числом произведенных фотонов $\overline{N_{\text{ph}}}$, может быть выражена как:

$$v(Q) \equiv \left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \frac{1 + v_1}{Q} + v(p) + (1 + v(p)) \left[v(N_{\text{ph}}) - \frac{1}{\overline{N_{\text{ph}}}} \right]. \quad (51)$$

Параметр $v(N_{\text{ph}})$ представляет собой относительную дисперсию количества фотонов в сцинтилляционной вспышке. Для нормально распределенной величины N_{ph} её относительная дисперсия $v(N_{\text{ph}}) = \frac{1}{N_{\text{ph}}}$ и последний член в выражении обнуляется. Формула (51) получена для детектора с одним ФЭУ. В случае детектора с большим количеством ФЭУ может быть получено соответствующее выражение с аналогичными членами (см., например, [A5; A29]).

Превышение дисперсии количества фотонов в сцинтилляционной вспышке относительно ее нормального значения (т.е. относительно $\overline{N_{\text{ph}}}$) широко обсуждалось для неорганических сцинтилляторов. Избыток обычно приписывается нелинейности энергетического

Источник	ЖОС	оригинальное значение	$v_1^{\text{int}} \times 10^{-4}$	$R_{\text{int}}(1 \text{ МэВ})$ %
Формозов [C7]	LAB+1,5 г/л PPO	$35 < E < 65$ кэВ	$1,5 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,2$
Денг [C6]	LAB+2,5 г/л PPO + 3 мг/л бис-MSB	$1,83 \pm 0,06\%$ @ 0,976 МэВ	$3,3 \pm 0,2$	$1,82 \pm 0,06$
Свидерский [C8]	EJ301 ($\text{C}_6\text{H}_4(\text{CH}_3)_2$)	$10 < E < 667$ кэВ	$2,02 \pm 0,08$	$1,42 \pm 0,03$
Вогехино [A7]	PS + 1,5 г/л PPO	$v(N) = 11,5 \pm 1$	$2,2 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,1$
Вогехино [C9]	PS + 1,5 г/л PPO	$\sigma_{\text{int}} = 1,69 \pm 0,23$	$1,7 \pm 0,5$	$1,3 \pm 0,3$

Таблица 2 — Доступные данные о собственном разрешении и их преобразование в универсальный параметр v_1^{int} . Последний столбец содержит относительное энергетическое разрешение при 1 МэВ, соответствующее вкладу собственного энергетического разрешения

отклика сцинтиллятора, которая, в свою очередь, является результатом флуктуаций Ландау и образования вторичных электронов (δ -частиц). Такой механизм, согласно Денгу и др. [C6], не подтверждается моделированием для ЖОС, что позволяет предположить, что причиной избыточных флуктуаций могут быть особенности процесса передачи энергии, который намного менее эффективен в сравнении с аналогичным процессом в неорганических кристаллах.

В отличие от всех других параметров в формуле, параметр $v(N_{\text{ph}})$ не является универсальным, поскольку он определен для конкретного значения $\overline{N_{\text{ph}}}$, соответствующего заданной энергии частицы. Желательно ввести универсальный параметр, который позволит сравнивать экспериментальные результаты при различных энергиях и выходах фотоэлектронов. В главе показано, что вклад $\left[v(N_{\text{ph}}) - \frac{1}{N_{\text{ph}}} \right]$ в формуле (51) может быть заменен на:

$$v_{\text{int}} \equiv \frac{Q_1}{Q} v_1^{\text{int}}. \quad (52)$$

Таким образом, N_{ph} и его дисперсия отсутствуют в конечном выражении, и в формуле остался единственный универсальный параметр v_1^{int} . Значение параметра Q_1 зависит от свойств ЖОС и характеристик детектора. Формула применима к любому типу частиц, но значения $v(p)$ и v_1^{int} могут отличаться для электронов и гамма-частиц при одном и том же собранном заряде.

В главе рассмотрены данные трёх независимых лабораторных экспериментов и двух измерений Вогехино. Все данные, собранные в таблице 2, указывают на наличие дополнительного уширения энергетического разрешения из-за собственного разрешения на уровне $\simeq (1 \div 2)\%$. Данные разных экспериментов отличаются, но, поскольку сцинтиллирующие смеси не были одинаковыми, трудно сделать дальнейшие выводы: разница в значениях может быть обусловлена компонентами ЖС коктейля.

В **восьмой главе** получены формулы для расчёта энергетического разрешения для зарядовых переменных.

Исходные эstimаторы: без реконструкции, без эквализации. В этом случае относительная дисперсия сигнала составляет:

$$v(Q) = (1 + v(c)) \left[\frac{1 + v_1^{\text{Det}}}{Q} c + \frac{Q_1}{Q} (1 + v(p))(1 + v(f_{\text{Det}})) c \cdot v_1^{\text{int}} + v(f_{\text{neq}}) + v(f_{\text{Det}})(1 + v(f_{\text{neq}})) + \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} (1 + v(f_{\text{neq}}))(1 + v(f_{\text{Det}})) \right] + N_{\text{D}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) + N_{\text{pm}} \left(\frac{\sigma_{\text{ped}}}{Q} \right)^2. \quad (53)$$

Поскольку $v(f_{\text{neq}}), v(c), v(s), v(f_{\text{Det}}), v(p) \ll 1$ выражение (53) сводится к:

$$v(Q) \simeq \frac{1 + v_1^{\text{Det}} + Q_1 v_1^{\text{int}}}{Q} c + v(f_{\text{neq}}) + v(f_{\text{Det}}) + \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} + N_{\text{D}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) + N_{\text{pm}} \left(\frac{\sigma_{\text{ped}}}{Q} \right)^2. \quad (54)$$

Формула (54) может быть использована для оценки пригодности необработанных данных для реконструкции энергии. В таблице 1 приведены значения $v(f_{\text{eq}})$ по фазам набора данных. Поскольку дисперсия обратных величин будет близка к значениям, приведённым в таблице, видно, что только в первой фазе набора данных величина $v(f_{\text{neq}})$ достаточно мала и даёт вклад $\sim 3\%$, меньший, чем статистический в диапазоне энергий до 1 МэВ в *Bohexino*. По этой причине в анализе данных *Bohexino* неэквализованные переменные, как правило, не использовались. Единственным исключением был анализ данных в начальном периоде второй фазы набора данных (публикации [A3; A21; B15]) с достаточно стабильным количеством рабочих ФЭУ. В публикациях коллаборации эквализованные эstimаторы называются “нормированными”.

Эквализованный заряд: стандарт в *Bohexino*. Дисперсия зарядового сигнала:

$$\sigma_{Q_{\text{eq}}}^2 = (1 + v(c)) \left[f_{\text{eq}} \cdot c \cdot (1 + v_1^{\text{Det}}) Q_{\text{eq}} + f_{\text{eq}} Q_1 v_1^{\text{int}} c (1 + v(p))(1 + v(f_{\text{Det}})) Q_{\text{eq}} + v(f_{\text{Det}}) Q_{\text{eq}}^2 + f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} (1 + v(f_{\text{Det}})) Q_{\text{eq}}^2 \right] + N_{\text{D}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) f_{\text{eq}} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 f_{\text{eq}}. \quad (55)$$

$Q_{\text{eq}} \equiv Q(t = 0)$ по определению. Здесь $Q_1 = Q_1^0 \cdot f_{\text{G}}$, то есть следует использовать значение Q_1 усреднённое по объёму детектора. Замечу, что величины $v(f_{\text{Det}}), v(c), v(s), v(p) \ll 1$ и могут быть опущены в сомножителях вида $(1 + v(\cdot))$. Для малых энергий (малых Q_{eq}) можно пренебречь и вкладом $f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}}$ в силу малости $v(p)$. Пренебрегая малыми величинами, перепишем (55) как:

$$\sigma_{Q_{\text{eq}}}^2 \simeq f_{\text{eq}} \cdot c \cdot (1 + v_1^{\text{Det}}) Q_{\text{eq}} + f_{\text{eq}} \cdot c \cdot Q_1 v_1^{\text{int}} Q_{\text{eq}} + v(f_{\text{Det}}) Q_{\text{eq}}^2 + N_{\text{D}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) f_{\text{eq}} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 f_{\text{eq}}. \quad (56)$$

Стандартная формула, использовавшаяся в Bogehino [A5], выглядит следующим образом:

$$\sigma_{Q_{\text{eq}}}^2 \simeq f_{\text{eq}} \cdot (1 + v_1^{\text{Det}}) Q_{\text{eq}} + v_{\text{T}}^q Q_{\text{eq}}^2 + \sigma_{\text{ped}}^2 Q_{\text{eq}} + \sigma_{\text{d}}^2. \quad (57)$$

В формуле (57) отсутствует калибровочный коэффициент “ c ”, компенсирующийся параметром LY в подгонке ($LY_{\text{Brx}} = LY_{\text{true}} \cdot c$, $c < 1$), и используется постоянный вклад σ_{ped}^2 вместо зависящего от энергии собственного разрешения.

Пространственная реконструкция заряда с эквализацией при идеальной калибровке АЦП. Относительная дисперсия заряда в этом случае:

$$v(Q_{\text{Rec}}) \equiv \frac{\sigma_{Q_{\text{Rec}}}^2}{Q_{\text{Rec}}^2} = \left[\frac{1 + v_1^{\text{Det}}}{Q_{\text{Rec}}} \frac{f_{\text{eq}}}{f'_G} + \frac{Q_1 v_1^{\text{int}}}{Q_{\text{Rec}}} \frac{1}{f'_G} (1 + v(p))(1 + v(f_{\text{Det}})) + v'(f) + f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} (1 + v(f_{\text{Det}})) \right] + N_{\text{D}}^{\text{eq}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) \frac{1}{f''_G} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 \frac{1}{f''_G}. \quad (58)$$

Поскольку $v(c), v(s), v(f_{\text{Det}}), v(p) \ll 1$ выражение (58) сводится к:

$$v(Q_{\text{Rec}}) = \frac{f_{\text{eq}} \cdot (1 + v_1^{\text{Det}}) + Q_1 v_1^{\text{int}}}{Q_{\text{Rec}}} \frac{1}{f'_G} + v'(f) + f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} + N_{\text{D}}^{\text{eq}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) \frac{1}{f''_G} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 \frac{1}{f''_G}. \quad (59)$$

Пространственная реконструкция заряда с эквализацией при неидеальной калибровке АЦП. Относительная дисперсия заряда в этом, самом общем, случае:

$$v(Q'_{\text{Rec}}) \equiv \frac{\sigma'_{Q'_{\text{Rec}}}}{Q'_{\text{Rec}}{}^2} = (1 + v(c)) \left[\frac{1 + v_1^{\text{Det}}}{Q'_{\text{Rec}}} \frac{f_{\text{eq}} c}{f'_G} + \frac{Q_1 v_1^{\text{int}} c}{Q'_{\text{Rec}}} \frac{1}{f'_G} (1 + v(p))(1 + v(f_{\text{Det}})) + v'(f) + f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} (1 + v(f_{\text{Det}})) \right] + N_{\text{D}}^{\text{eq}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) \frac{f_{\text{eq}}}{f''_G} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 \frac{f_{\text{eq}}}{f''_G}. \quad (60)$$

Поскольку $v(c), v(s), v(f_{\text{Det}}), v(p) \ll 1$ выражение (60) сводится к:

$$v(Q'_{\text{Rec}}) = \frac{f_{\text{eq}} \cdot (1 + v_1^{\text{Det}}) + Q_1 v_1^{\text{int}}}{Q'_{\text{Rec}}} \frac{c}{f'_G} + v'(f) + f_{\text{eq}} \frac{v(p)}{N_{\text{PMT}}} + N_{\text{D}}^{\text{eq}} \overline{q_{\text{D}}} (1 + \bar{v}_{\text{D}}) \frac{f_{\text{eq}}}{f''_G} + N_{\text{eq}} \sigma_{\text{ped}}^2 \frac{f_{\text{eq}}}{f''_G}. \quad (61)$$

В девятой главе получены формулы для расчёта энергетического разрешения для переменных N . Выражение для дисперсии сигнала N имеет вид:

$$\sigma_{N_{\text{eq}}}^2 = f_{\text{eq}} \cdot N_{\text{PMT}} \overline{p_0} \left[1 - \overline{p_0} e^{\mu^2 v(\mu)} + N_{\text{PMT}} \overline{p_0} \left[e^{\mu \mu_1 v_1^{\text{int}} + \mu^2 v(f_{\text{Det}})} - 1 \right] \frac{1}{f_{\text{eq}}} \right] + v_{\text{T}}^0 \cdot N_{\text{eq}}^3 \cdot \left\langle \frac{1}{f_{\text{eq}}} \right\rangle, \quad (62)$$

где $v(\mu)$:

$$v(\mu) = \frac{\mu_1}{\bar{\mu}} v_1^{\text{int}} + \frac{\overline{v(p)}}{N_{\text{PMT}}} + v(s) + v(f_{\text{Det}}) + v(f) - \bar{\mu} a(f). \quad (63)$$

В анализе Borexino использовалось выражение:

$$\sigma_N^2 = f_{\text{eq}} \cdot N_{\text{eq}} (1 - (1 + v_1) p_1) + 10^{-6} v_{\text{T}}^0 \left\langle \frac{1}{f_{\text{eq}}} \right\rangle N_{\text{eq}}^3 + 10^{-4} v_{\text{T}}^q \left(\mu \frac{p_0}{p_1} \right)^2 N_{\text{eq}}^2 + 10^{-2} v(N) \cdot f_{\text{eq}} \cdot N_{\text{eq}}. \quad (64)$$

Формула (64) совпадает с уравнением (12) из статьи [A7] с точностью до фактора f_{eq} перед кубическим вкладом (в формуле (12) опущен множитель $\frac{1}{f_{\text{eq}}}$) и фактором f_{eq} перед последним вкладом. Качество подгонки при этом не изменится, но значения параметров будут мультипликативно включать опущенные сомножители. Таким образом, значения параметров будут меняться для разных фаз только из-за изменения значений f_{eq} .

В последнем разделе главы продемонстрировано улучшение энергетического разрешения при использовании реконструированной переменной, сравнение с энергетическим разрешением для нереконструированной переменной для трёх фаз Borexino приводится на рис. 7.

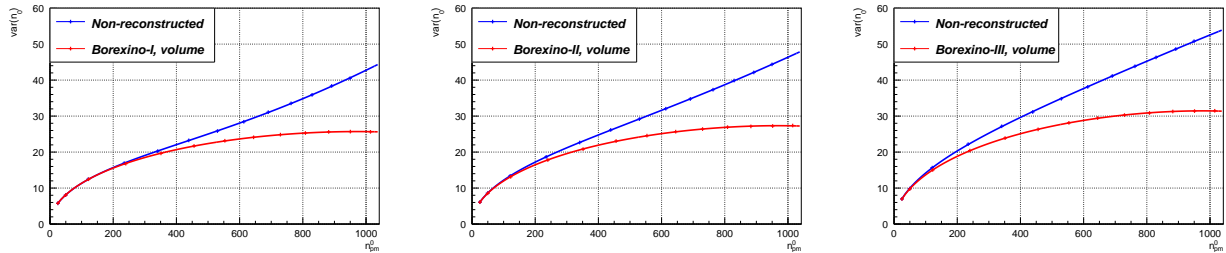


Рис. 7 — Сравнение дисперсии для реконструированных и нереконструированных эstimаторов: Фаза I (слева), Фаза II (центр) и Фаза III (справа). Подгонка выполнена с помощью выражения (62)

В десятой главе изучается форма отклика ЖС детектора для эstimаторов Q и N . Предложено приближение функции отклика идеального сцинтилляционного детектора для двух классов эstimаторов энергии: для зарядового эstimатора хорошее приближение обеспечивает обобщенное гамма-распределение, для эstimатора N_{pm} — масштабируемое распределение Пуассона. Оба приближения описывают отклик идеального сцинтилляционного детектора лучше, чем обычно используемое нормальное приближение. Два параметра предложенных функций однозначно определяются первыми двумя моментами функции

отклика детектора. Вычислительная сложность для новых функций разрешения сравнима со сложностью вычисления разрешения при помощи нормального приближения.

Эстиматор энергии Q : приближение функции отклика сцинтилляционного детектора с помощью обобщенной гамма-функции. Продемонстрировано, что отклик идеального сцинтилляционного детектора для зарядового эстиматора в случае большого числа регистрируемых фотоэлектронов ($\mu \gtrsim 8$ ф.э.) теряет чувствительность к форме одноэлектронного спектра, единственным важным параметром остается относительная дисперсия одноэлектронного спектра, которая определяет форму отклика.

Для относительно “плоских” экспериментальных спектров данный метод не приводит к улучшению качества подгонки, но в случае быстро меняющихся спектров, таких как, например, хвосты бета-спектров, использование предложенного приближения позволит избежать артефактов, связанных с отклонением функции отклика от нормальной формы, и избежать систематических ошибок, как это продемонстрировано на примере с подгонкой бета-спектра ^{14}C в приложении

При большой статистике данных, хорошее приближение наблюдаемой формы сигнала для эстиматора Q является 2-параметрическое обобщенное гамма-распределение:

$$g(q; \alpha, \beta) = 2\beta^\alpha \Gamma^{-1}(\alpha) q^{2\alpha-1} e^{-\beta q^2}, \quad (65)$$

с параметрами α и β , обеспечивающими равенство среднего и дисперсии (65) соответствующим значениям отклика идеального детектора. Момент порядка n распределения (65) представим в виде:

$$M_n = \beta^{-\frac{n}{2}} \frac{\Gamma(\alpha + \frac{n}{2})}{\Gamma(\alpha)}. \quad (66)$$

Для четных моментов распределения (65) система уравнений для определения α и β не содержит гамма-функции. Система уравнений для параметров α и β , содержащая второй и четвертый моменты отклика сцинтилляционного детектора, представляет собой:

$$\begin{cases} \overline{q^2} = \frac{\alpha}{\beta} \\ \overline{q^4} = \beta^{-2} \frac{\Gamma(2+\alpha)}{\Gamma(\alpha)} = \overline{q^2} \cdot (\overline{q^2} + \frac{\overline{q^2}}{\alpha}) \end{cases} \quad (67)$$

Решение системы записывается в виде

$$\begin{cases} \alpha = \frac{(\overline{q^2})^2}{\overline{q^4} - (\overline{q^2})^2} \\ \beta = \frac{\overline{q^2}}{\overline{q^4} - (\overline{q^2})^2} \end{cases} \quad (68)$$

Чтобы воспользоваться (68) для параметризации отклика идеального сцинтилляционного детектора, следует положить равенство первых чётных моментов распределения (65) соответствующим моментам идеального сцинтилляционного отклика, которые могут быть легко вычислены с использованием (66):

$$\overline{q^2} = q^2 + \sigma_q^2; \quad (69)$$

$$\overline{q^4} - (\overline{q^2})^2 = \sigma_q^4(2 + \frac{3}{q}) + 4q^2(\sigma_q^2 - 2) + 2q(6\sigma_q^2 - 1). \quad (70)$$

Эстиматор энергии N_{pm} : приближение функции отклика сцинтилляционного детектора с помощью масштабируемого распределения Пуассона. В отличие от зарядовых эстиматоров, отклик детектора для эстиматора N_{pm} не имеет дополнительного размытия из-за процесса регистрации фотоэлектронов в ФЭУ: сигнал либо есть, либо его нет. Для точечного источника в центре детектора распределение такой величины, очевидно, будет представлять собой биномиальное распределение, которое можно аппроксимировать распределением Пуассона. Но, поскольку для неточечного источника нарушается пуассоновское соотношение между средним и дисперсией сигнала, то простое распределение Пуассона не подходит для описания отклика детектора. Проблема с биномиальной “базовой функцией” (или с ее пуассоновской аппроксимацией) заключается в том, что ее ширина определяется средним значением: для распределения Пуассона дисперсия сигнала совпадает со средним значением μ . В этих случаях обычно используется масштабированное распределение Пуассона. Его преимуществом является возможность подгонки не только среднего значения, но и дисперсии сигнала. Оно имеет очень простую форму:

$$f(x) = \frac{\mu^{xs}}{(xs)!} e^{-\mu}, \quad (71)$$

с двумя параметрами, которые могут быть рассчитаны по ожидаемому среднему значению μ и дисперсии σ_n^2 эстиматора энергии x :

$$s = \frac{\sigma_n^2}{n} \text{ и } \mu = \frac{n^2}{\sigma_n^2}. \quad (72)$$

Для статистики 10^7 и более, масштабированное распределение Пуассона обеспечивает лучшее согласие с моделью, чем ОГФ. Нормальное приближение не работает, начиная со статистики 10^3 .

В одиннадцатой главе подробно описаны все фоновые спектральные компоненты, использующиеся при подгонке данных.

Ожидаемые вклады в энергетический спектр *Wogehino* при энергиях до ~ 2800 кэВ приведены на рис. 8(а), на рис. 8(б) показаны вклады в энергетический спектр *Wogehino* при энергиях до ~ 800 кэВ, на этом рисунке представлен спектр наложения сигналов

Основными солнечными сигналами в спектре *Wogehino* являются:

1. события, вызванные моноэнергетичными ($E_\nu = 0,862$ МэВ, $T_e = 0,665$ МэВ) бериллиевыми нейтрино, с ожидаемой полной скоростью счёта ~ 46 соб/д/100 тонн;

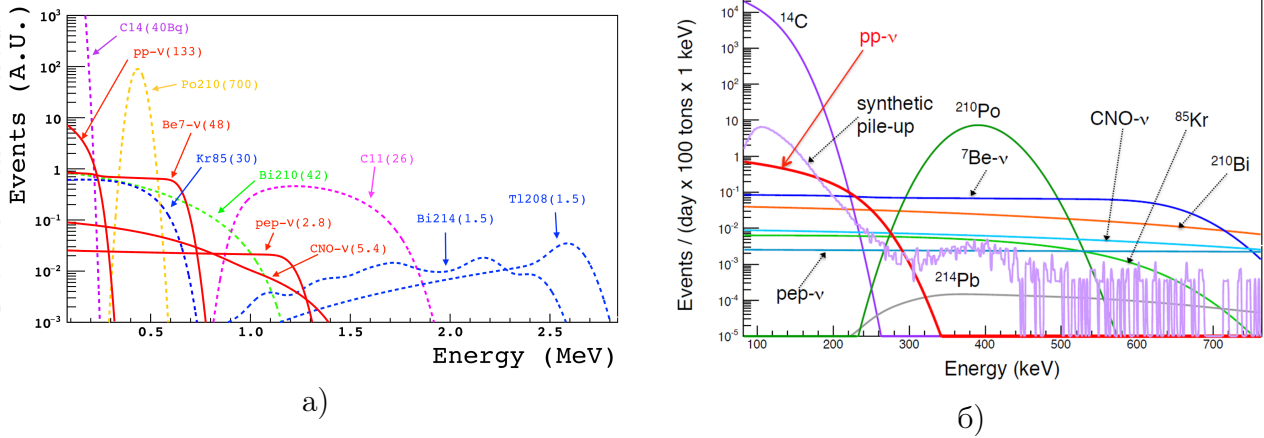


Рис. 8 — а) Ожидаемые вклады в энергетический спектр Borexino на шкале до 2800 кэВ [B3]; б) ожидаемые вклады в энергетический спектр Borexino на шкале до 800 кэВ [A3]

2. события, вызванные pp -нейтрино, с ожидаемой полной скоростью счёта ~ 133 соб/д/100 тонн. Граничная энергия pp -спектра 420 кэВ соответствует энергии электронов отдачи $T_e = 261$ кэВ;
3. события, вызванные моноэнергетичными ($E_\nu = 1,44$ МэВ, $T_e = 1,22$ МэВ) pep -нейтрино, с ожидаемой полной скоростью счёта ~ 5 соб/д/100 тонн;
4. события, вызванные нейтрино из CNO-цикла, с ожидаемой полной скоростью счёта ~ 5 соб/д/100 тонн. Граничная энергия двух основных компонент спектра: 1,199 МэВ (^{13}N) соответствует энергии электронов отдачи $T_e = 0,988$ МэВ и 1,732 МэВ (^{15}O) соответствует энергии электронов отдачи $T_e = 1,509$ МэВ;

Вклад борных нейтрино пренебрежимо мал, не говоря о гер-нейтрино, вклад которых ещё меньше.

Основными фонами в спектре Borexino являются:

1. события β -распада ^{14}C с граничной энергией 156 кэВ и полной скоростью счёта 40 Бк на 100 тонн ЖС;
2. события β^+ -распада ^{11}C с граничной энергией 1,1 МэВ и полной скоростью счёта ~ 26 соб/д/100 тонн;
3. события α -распада ^{210}Po с энергией $E_\alpha = 5,3$ МэВ, соответствующей по световыходу ~ 400 кэВ электронам, с полной скоростью счёта ~ 6 соб/д на тонну ЖС (в первой фазе);
4. события β -распада ^{210}Bi с граничной энергией 1160 кэВ и с полной скоростью счёта ~ 42 соб/д/100 тонн (в первой фазе);
5. события β -распада ^{85}Kr с граничной энергией 686 кэВ и с полной скоростью счёта ~ 35 соб/д/100 тонн (в первой фазе);
6. события, вызванные наложением сигналов.

В главе рассмотрены все возможные фоны, а также способы их независимого определения, если таковые существуют. Приведена методика расчёта спектров со ссылками на оригинальные экспериментальные работы.

В двенадцатой главе описан спектральный анализ данных в *Bohexino*. В главе речь идёт о спектральной подгонке с низким энергетическим порогом, включающей часть спектра ^{14}C . Такая подгонка применялась в ограниченном энергетическом диапазоне при определении потоков pp -нейтрино [A3; A5], и в расширенном энергетическом диапазоне при совместном спектральном анализе pp -, ^7Be и per -нейтрино [A6; A7]. Анализ потока бериллиевых нейтрино вплоть до публикаций 2018 года выполнялся с порогом выше граничной энергии β -распада ^{14}C (с учётом энергетического разрешения), этот анализ и его результаты я не рассматриваю, так как он по сути представляет собой упрощённый вариант более сложного анализа на полной энергетической шкале.

В нескольких разделах этой главы последовательно описан отбор данных для анализа потоков солнечных pp -нейтрино (далее: pp -анализа) и выбор переменных (эстиматоров энергии) для анализа. Далее обсуждаются оптимальные эстиматоры энергии и спектральная подгонка с использованием эстиматоров N_{pm} и N_{eq} .

Первый pp -анализ [A3; A5] проводился с неэквализованным эстиматором N_{pm} . Два варианта этой переменной, N_{dt1} и N_{dt2} , обеспечивали перекрёстную проверку качества описания сигналов наложения.

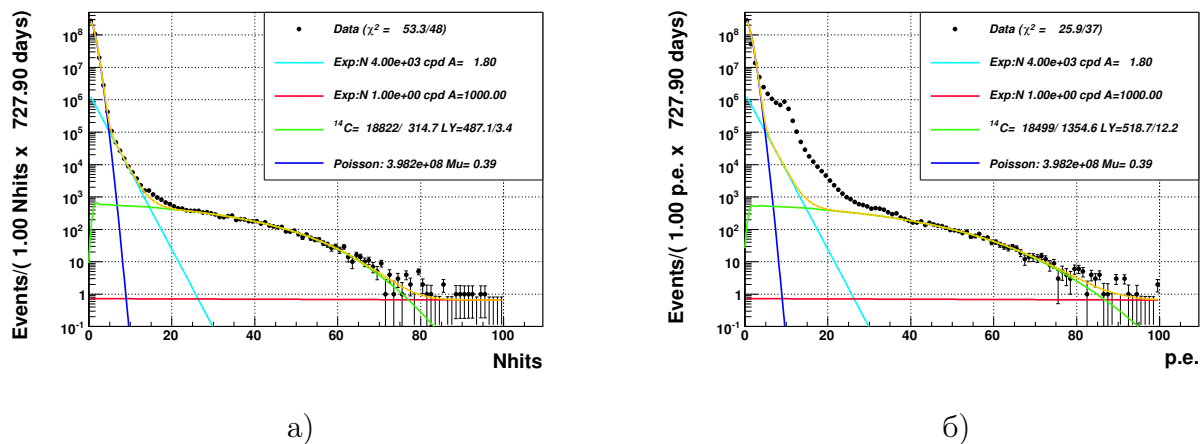


Рис. 9 — Спектр случайных событий в окне 400 нс: а) эстиматор N_{pm} ; б) зарядовый эстиматор Q

В спектральной подгонке необходимо учесть вклад случайных совпадений с фоновыми событиями. Вклад в такой шум могут давать не только темновые отсчёты отдельных ФЭУ, но и случайные совпадения с различными физическими событиями. В соответствующем разделе главы демонстрируется один из способов включения эффекта темнового шума детектора в модель. Спектры случайных событий для двух эстиматоров энергии представлены на рис. 9.

Большая часть событий остаются вообще без сигналов, что соответствует ожиданиям при низком уровне счета темнового фона. Ожидаемо, часть спектра с малым числом сработавших ФЭУ очень хорошо описывается распределением Пуассона (“пьедестал” в начале спектра, обозначенный синим). Для части спектра с большим количеством сработавших ФЭУ (приблизительно для $N_{\text{pm}} > 25$ и/или $Q > 40$ ф.э.) преобладают события,

вызванные ^{14}C . Промежуточная часть спектра для N_{pm} имеет характерное экспоненциальное поведение (показано светло-голубой линией); в области $N_{\text{pm}} = 10 \div 20$ виден избыток событий, которые не удалось описать простой формой (протестирован другой показатель степени). Соответствующая часть для зарядового эstimатора (5-40 ф.э.) значительно искажена.

Ясно, что описываемая экспонентой часть в области 5-20 N_{pm} (или 5-20 ф.э. для Q) обусловлена физическими событиями, наиболее вероятным источником служат сильно загашенные по световыходу события, вызванные внешними γ -квантами в буфере. При этом отдельные ФЭУ, близко расположенные к событию, “видят” много света, что объясняет сильные искажения в спектре зарядового эstimатора (многофотоэлектронные события, наблюдаемые одним ФЭУ: виден пик в области ~ 10 , соответствующей насыщению электроники в отдельном канале). Правильное воспроизведение этого поведения в моделировании методом МК практически невозможно, поэтому в анализе следует использовать экспериментальные спектры шума.

В спектральной подгонке используются два способа учёта сигналов совпадения (наложения) с темновым шумом детектора: свёртка с гистограммой темнового шума (метод конволюции) и моделирование вклада событий наложения сигналов (синтетический спектр сигналов наложения), описанное в главе 11.

Далее описывается многомерная подгонка с использованием квазинеzависимых эstimаторов энергии. Аналитическое поведение эstimаторов энергии и их дисперсий описывается набором параметров, часть из которых является общей для эstimаторов Q и N . Список параметров подгонки, общих для переменных Q и N_{pm} , сведён в таблицу 3. В таблице отсутствуют параметры, соответствующие нормировкам отдельных вкладов, так как они, естественно, не зависят от используемого эstimатора.

Световыход A_0 , часть одноэлектронного спектра под порогом дискриминатора p_t , собственное разрешение v_1^{int} и пространственная неоднородность $v(f_{\text{Det}})$ одинаковы для обеих переменных N и Q . В случае восстановленных переменных либо параметр $v(f_{\text{Det}})$ (для Q_0 и N_0), либо оба параметра $v(f_{\text{Det}})$ и p_t (для N_{Rec}) можно положить равными нулю, так как метод построения соответствующих переменных призван компенсировать именно эти вклады.

Параметры в таблице: ^{210}Po — положение пика полония-210 на шкале энергий E_e , положение отличается для переменных dt_1 (окно 230 нс) и dt_2 (окно 400 нс), так как доля собранного света зависит от типа частицы: присутствие значительной доли “медленных” компонент в сцинтилляционной вспышке, вызванной α -частицами, приводит к более сильной зависимости от времени сбора фотонов в сравнении с “быстрой” вспышкой для электронов. Такое описание параметра (через эквивалентную энергию) позволяет использовать его в многомерной подгонке, включающей гистограммы с несколькими эstimаторами энергии. В стандартном подходе к подгонке до последнего времени использовалось положение пика, выраженное в единицах соответствующего эstimатора, то есть, при одновременном

Параметр	Типичное значение	Статус	Оценка
A_0	575	0	
f_G	$\simeq 1,00$	0	МК
f_{eq}		1	расчёт
p_t	$0,12 \div 0,17$	1	измерения
$v(s)$	$4,5 \times 10^{-2}$	1	оценка
$v(p)$	2×10^{-2}	0	
v_1^{int}	$(1,7 \div 3,3) \times 10^{-4}$	0	измерения
$v(f_{\text{Det}})$	$\simeq (4 \div 30) \times 10^{-4}$ [0 для Q/N_{Rec}]	0/1	МК
$E(^{210}\text{Po})$	$\simeq 400$ кэВ	0/1	
$v(^{210}\text{Po})$	$\simeq (4 \div 30) \times 10^{-4}$ [0 для Q/N_{Rec}]	0/1	
$f_{2\gamma}$	0,88	0	
$v(f_{2\gamma})$	$\simeq (2 \div 3) \times 10^{-4}$	1	
k_B	0,0109 см/МэВ	1	измерение
f_C	$\sim 1 \div 2$	0	

Таблица 3 — Список параметров, общих для эstimаторов Q и N . Статус параметра в подгонке: 0 — параметр свободен, 1 — параметр фиксирован на значении, оцененным либо в независимом измерении или при помощи моделирования, 2 — параметр соответствует независимо определённому значению с учётом неопределённости (штрафной вклад в χ^2)

использовании эstimаторов Q и N , пришлось бы определять значение $E(^{210}\text{Po})$, обращая $Q(E(^{210}\text{Po})) = Q_{\text{Po}}$, и конвертируя далее вычисленную энергию $E(^{210}\text{Po})$ в N_{Po} .

Дисперсия отклика для α -частицы описывается в стандартной подгонке единственным параметром пространственной неоднородности $v(^{210}\text{Po})$ в предположении отсутствие размытия из-за собственного разрешения. Пространственная неоднородность светосбора для нереконструированных переменных различается для полония и для равномерно распределённых сигналов остальных вкладов. Кубический вклад в ширину энергетического отклика для нереконструированного эstimатора N_{pm} полагается таким же, как и для электронов, так как он не зависит от пространственного распределения источника.

$f_{2\gamma}$ — положение сигнала от двух аннигиляционных γ -квантов с энергией 511 кэВ каждый относительно положения электрона соответствующей энергии: $f_{2\gamma} \equiv \frac{2 \cdot E_e(E_\gamma=511 \text{ кэВ})}{1022 \text{ кэВ}}$.

$v(f_{2\gamma})$ — дополнительная, в сравнении с собственным энергетическим разрешением ЖС, дисперсия сигнала двух аннигиляционных γ -квантов по 511 кэВ каждый. Хотя с точки зрения физики процесса мы имеем дело с дополнительным вкладом в собственное разрешение, но, из-за фиксированной энергии γ -квантов, можно рассматривать его как постоянную величину. Подгонка имеет слабую чувствительность к этому параметру, поэтому его можно зафиксировать у рассчитанного значения без внесения систематической ошибки. Этот параметр включается в подгонку только при описании спектра β^+ -распадов космогенного ^{11}C .

Из-за того, что часть параметров является общей для переменных Q и N_{pm} , можно ожидать лучшей оценки параметров при одновременной подгонке обоих наборов данных.

Проведённые тесты показывают, что:

1. спектры квазинезависимых величин Q и N ведут себя как наборы независимых данных;
2. как следствие использования набора одних и тех же параметров, многомерная подгонка позволяет избавиться от корреляций между параметрами, характерных для подгонки с одним эстиматором. Наиболее ярким примером является способность такой подгонки восстановить значение параметра c , отвечающего за неточность калибровки шкалы АЦП в фотоэлектронах. В стандартной подгонке с зарядовым эстиматором параметры c и A_0 мультипликативны и подгонка чувствительна только к произведению $c \cdot A_0$, что не позволяет установить истинный световыход A_0 .

Параметр	Переменная	Типичное значение	Статус	Комментарий
c	Q	0,86	0	оценка
$v(c)$	Q	0,02	1	оценка
σ_{ped}	Q	1	0,023	измерение
q_t	Q	0,01 ÷ 0,02	1	расчёт
v_1^{Det}	Q	0,34	1	измерение
$v(f_{\text{pm}})$	N	0,23 [0 для $N_{\text{Rec}}/N_{\text{Rec}}^0$]	0/1	МК
$a(f_{\text{pm}})$	N	0,23 [0 для $N_{\text{Rec}}/N_{\text{Rec}}^0$]	0/1	МК
v^{T}	N		0/1 [0 для $N_{\text{Rec}}/N_{\text{Rec}}^0$]	МК
f_{nc}	N_{Rec}^0	$\simeq 1,00$ [1.00 для N/N_{Rec}]	0/1	

Таблица 4 — Список параметров, специфичных для эстиматоров Q и N . Статус параметра в подгонке: 0 — параметр свободен, 1 — параметр фиксирован на значении, оцененным либо в независимом измерении или при помощи моделирования, 2 — параметр соответствует независимо определённом значению с учётом неопределённости (штрафной вклад в χ^2)

Наиболее нетривиальным является параметр-множитель $\overline{f_{\text{nc}}}$. Подгонка демонстрирует исключительную чувствительность к отклонениям от единицы на уровне 10^{-3} . Очевидно, моделированием методом МК не может обеспечить такую точность и этот параметр в подгонке с реконструированными переменными следует оставить свободным.

В последнем разделе главы описан тест многомерной подгонки с квазинезависимыми эстиматорами энергии на данных второй фазы *Bohexino*. Результаты представлены на рис. 10. Метод позволяет определить ряд параметров, значения которых вырождены на шкале Q или N , это пара параметров A и c (вырождены на шкале Q , в выражение для энергии входит эффективное значение $A \cdot c$), и пара параметров v_1^{Det} и v_1^{int} . Параметр v_1^{int} входит в выражение для энергетического разрешения для обоих эстиматоров, при этом параметр v_1 отсутствует в выражениях для энергетического разрешения по эстиматору N .

Как видно из таблицы 5, полученные при многомерной подгонке значения согласуются с результатами подгонки из статьи [A7]. Оценки систематики не проводились, планируется с помощью описанного метода произвести одновременную многомерную подгонку по данным трёх фаз эксперимента. Оценки систематики для такой подгонки будут отличаться от систематики для одной фазы.

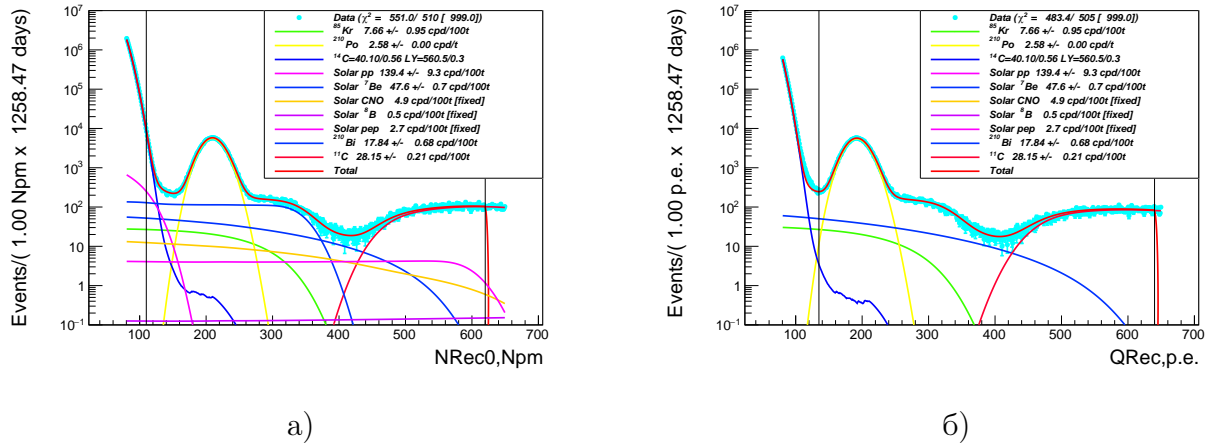


Рис. 10 — Результат многомерной подгонки: а) гистограмма N_{Rec}^0 ; б) гистограмма Q_{Rec}

Вклад	Анализ [A7]	МПКЭ	Комментарий
${}^7\text{Be}$	$48,3 \pm 1,1$	$47,6 \pm 0,7$	
pp	134 ± 10	139 ± 9	
CNO	[4,92]	[4,92]	CCM(HZ)
pep	[2,74]	[2,74]	CCM(HZ)
${}^{14}\text{C}$	$[40,0 \pm 2,0]$	$[40,0 \pm 1,0]$	
${}^{85}\text{Kr}$	$6,8 \pm 1,8$	$7,7 \pm 1,0$	
${}^{210}\text{Bi}$	$17,5 \pm 1,9$	$17,8 \pm 0,7$	
${}^{210}\text{Po}$	260 ± 3	$258,5 \pm 0,4$	
${}^{11}\text{C}$	$26,8 \pm 0,2$	$28,2 \pm 0,2$	

Таблица 5 — Значения скоростей счёта компонент фона и нейтринных потоков из статьи [A7] и соответствующие значения, полученные при многомерной подгонке с квазинезависимыми эстиматорами энергии (МПКЭ)

В тринадцатой главе кратко обсуждаются физические результаты, полученные с применением моего аналитического подхода на данных детектора STF [B4–B12]. Эти результаты я не выношу на защиту, их следует рассматривать как апробацию защищаемых положений. Результаты (по состоянию на 2005 год) достаточно подробно обсуждалась мной с соавторами в обзоре [B13].

В четырнадцатой главе представлены основные физические результаты, полученные с применением разработанной методики: измерение потоков солнечных pp - и бериллиевых нейтрино на детекторе Borexino.

Возможность измерения потока солнечных нейтрино из pp -реакции с помощью большого детектора на основе жидкого органического сцинтиллятора впервые обсуждалась в моих статьях [A1; A2]. В этих работах была показана принципиальная возможность подобного измерения на детекторе с высоким энергетическим разрешением (порядка 10 кэВ (1σ) при энерговыделении 200 кэВ) при условии достижения радиоактивной чистоты сцинтиллятора на уровне требований, предъявляемых для детектора Borexino.

Первый результат по потоку pp -нейтрино на детекторе Borexino получен на части данных второй фазы эксперимента, набранных с января 2012 года по май 2013 года (408

дней живого времени). Это был самый чистый с точки зрения внутреннего радиоактивного фона набор данных, доступный на тот момент. Данные получены после кампании по дополнительной очистке ЖС, проведенной в 2010 и 2011 годах и позволившей снизить, в частности, содержание изотопов $^{85}\text{Kг}$ и $^{210}\text{Вi}$, являющихся критическими источниками фона в области низких энергий.

Результат получен с помощью спектральной подгонки данных аналитической модельной функцией. Спектральный вклад от солнечных нейтрино из реакции на $^7\text{Ве}$ представляет собой фон при измерении потока pp -нейтрино, он был ограничен у значения, полученного при анализе данных в другом энергетическом диапазоне [A18]. Вследствие сравнительно высокого счета событий от распадов $^{14}\text{С}$, особое внимание уделялось событиям случайного наложения сигналов. Использовалось два метода для описания спектров сигналов наложения: синтетический спектр сигналов наложения и свёртка со случайной выборкой.

Использовавшиеся в аналитической подгонке опции сведены в таблицу 6. Всего в подгоночной функции использовалось 9 свободных и два (три — для варианта подгонки с синтетическим СНС) ограниченных параметра, еще 3 параметра фиксированы на значениях, полученных из калибровочных данных (k_B), либо рассчитанных тем или иным способом:

- $R_{^{14}\text{C}} = 40 \pm 1 \text{ Бк/100 тонн}$ — из подгонки данных во втором кластере;
- СНС — для варианта подгонки с использованием спектра наложения сигналов его нормировка рассчитывалась с учётом значений, полученных в процессе конструирования синтетического спектра;
- $k_B = 0,0109 \text{ см/МэВ}$ — по данным калибровок с источниками;
- $g_C = 0,101$ — из подгонки калибровочных кривых, полученных методом МК;
- $f_{\text{eq}}, v(f_{\text{eq}})$ — рассчитывается точно, так как для каждого события записывается число рабочих ФЭУ.

Переменная	N_{pm} (неэквализованная), $\Delta T = 230 \text{ нс}$ и 400 нс
Область подгонки	$60 \div 220 N_{\text{pm}}$ ($\sim 165 \div 590 \text{ кэВ}$)
Функция отклика	МРП, невзвешенная
Свободные вклады	$^{210}\text{Вi}$, $^{210}\text{Ро}$ (3), $^{85}\text{Кг}$, pp
Ограниченные вклады	$^{14}\text{С}$, $^7\text{Ве}$, ССН
Параметры шкалы	LY (своб), g_C , k_B (фикс), f_{eq} (расчёт)
Параметры разрешения	σ_{int} и v_T (своб); $v(f_{\text{eq}}^{\text{inv}})$ (расчёт)

Таблица 6 — Опции подгоночной функции. Вклад $^{210}\text{Ро}$ описывается тремя параметрами: положением пика на шкале, соответствующей электронам, шириной пика и его нормировкой

Подгонка данных производилась по гистограмме с шириной ячейки, соответствующей 1 сработавшему ФЭУ. В анализ впервые в истории Вогехино введён дополнительный параметр — собственное энергетическое разрешение ЖОС, подробно обсуждавшееся в главе 7. Значения параметра, ответственного за собственное энергетическое разрешение, и соответствующего наилучшей подгонке, находятся в согласии с результатами прямых измерений собственного энергетического разрешения для ЖОС (см. таблицу 2).

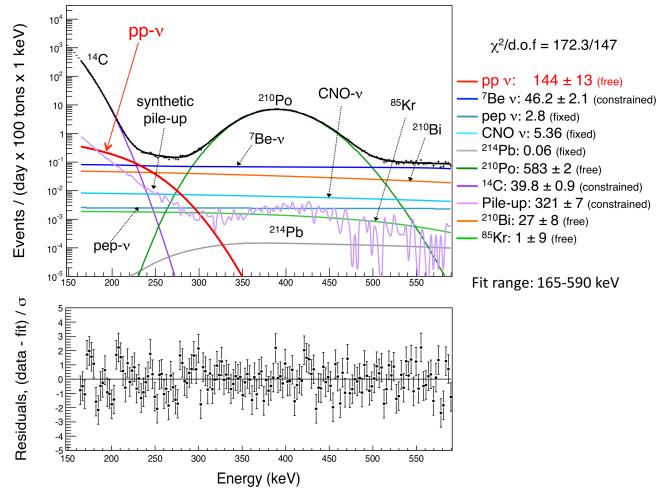


Рис. 11 — Спектральная подгонка экспериментальных данных Вогехино с целью выделения вклада от потока солнечных нейтрино из pp -реакции. Скорости счета для всех подгоночных компонент указаны в единицах соб/(день·100 тонн), за исключением ^{14}C , скорость счета которого указана в Бк/(100 тонн) [A3]

Результаты спектральной подгонки показаны на рис. 11. Систематическая ошибка измерения оценивалась как дисперсия значений наилучшей подгонки при изменении условий подгонки, включая диапазон энергий, способ формирования спектра наложения сигналов (синтетического/аналитического) и т.д. Такая оценка консервативна, так как значения не взвешивались по качеству подгонки (если изменение условий приводит к ухудшению качества подгонки, то, очевидно, такое значение менее вероятно). Распределение полученных значений для скорости счёта событий, вызванных pp -нейтрино, достигает максимума при значении 144 соб/д/100 т.

С учётом систематических погрешностей счёт pp -нейтрино составил:

$$R_{pp} = 144 \pm 13(\text{стат}) \pm 10(\text{сист}) \text{ соб/д/100 т} \quad (73)$$

при ожидаемом значении (MCB/LMA+CMC(HZ)) $R(pp) = 131 \pm 2$ соб/д/100 т.

Одновременное измерение потоков бериллиевых и pp -нейтрино на детекторе Вогехино. В этом разделе описано одновременное измерение трёх потоков солнечных нейтрино в подгонке с использованием расширенного энергетического диапазона от 0,19 до 2,93 МэВ. Общий подход отличается как от использованного при pp -анализе [A3], так и при анализе потоков бериллиевых нейтрино [A16—A18]. Ранее анализ проводился в ограниченной области энергий для каждого из нейтринных потоков. Использовались только со-

ответствующие спектры энергий без дополнительной информации. Новый анализ данных проводился с помощью многомерной подгонки методом максимального правдоподобия, которая осуществлялась одновременно по энергетическому распределению, распределению параметра временного профиля сигнала и по пространственному распределению отобранных событий, реконструированных в пределах доверительного объема. Такая сложная схема анализа нужна главным образом для выделения сигнала от *pp*-нейтрино.

Анализ основан на данных, набранных в период с 14 декабря 2011 г. по 21 мая 2016 г., что соответствует экспозиции 1291,51 дня живого времени. Этот период относится ко второй фазе эксперимента, которая началась после кампании по очистке сцинтиллятора с 6 циклами экстракции водой по замкнутому циклу, и что значительно снизило содержание радиоактивных загрязнений: $^{238}\text{U} < 9,4 \times 10^{-20}$ г/г (95% У.Д.), $^{232}\text{Th} < 5,7 \times 10^{-19}$ г/г (95% У.Д.), ^{85}Kr и ^{210}Bi уменьшены соответственно в $\sim 4,6$ и $\sim 2,3$ раз.

Отбор данных для анализа производился в использовавшемся в первом анализе *pp*-нейтрино доверительном объёме (ДО), отличном от ДО из анализа *pp*- и бериллиевых нейтрино. Условия отбора задаются следующими критериями: $R \leq 2,8$ м и $-1,8 \leq Z \leq 2,2$ м. Масса попадающего в данный объем сцинтиллятора практически та же, что и для бериллиевого ДО ($R \leq 3,02$ м и $|Z| \leq 1,67$ м), и составляет 71,3 тонны против 75,5 тонны в бериллиевом ДО. Основной причиной выбора такого ДО является необходимость большего подавления внешнего фона для используемого интервала энергий, что не было критично при более низких энергиях.

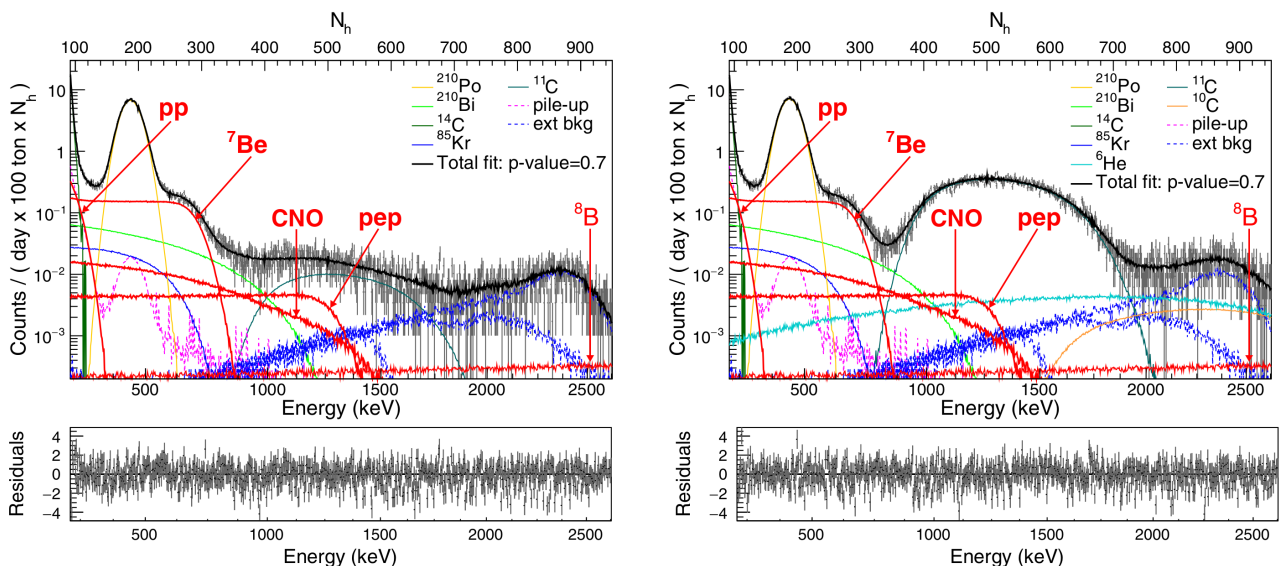


Рис. 12 — Результаты подгонки методом МК для двух спектров: обогащенному и обеднённом по ^{11}C . Результаты представлены на шкале энергий, хотя подгонка осуществляется на шкале N_h [A6]

Спектральные данные в подгонке представлены двумя гистограммами: одна обеднённая по событиям распада космогенного ^{11}C , вторая — комплементарная к ней, обогащённая по ^{11}C . Идентификация событий ^{11}C осуществляется с помощью метода тройных совпадений. Сумма гистограмм представляет собой исходный энергетический спектр со-

бытий. С учётом эффективности МТС в обеднённом по ^{11}C спектру после применения МТС всё ещё остаётся 8% от исходного количества событий распада ^{11}C . Дальнейшая дискриминация событий распада ^{11}C осуществляется по временным профилям соответствующих событий. В описываемом анализе для дискриминации β^+/β^- событий использовался параметр $\text{PS-}\mathcal{L}_{\text{PR}}$, характеризующий временной профиль события. Для чистой выборки событий распада ^{11}C ожидаемое количество событий, идентифицированных как β^+ составляет 50%. Дискриминация по параметру $\text{PS-}\mathcal{L}_{\text{PR}}$ применяется только для обеднённого по ^{11}C спектру, так как только в этом спектре ожидается чувствительность к вкладу *per*-нейтрино.

Таким образом, многомерная подгонка, помимо двух спектральных гистограмм, включает в себя распределение параметра $\text{PS-}\mathcal{L}_{\text{PR}}$. Последним входным компонентом для анализа является радиальное распределение сигналов, позволяющее выделить вклад внешнего гамма-фона.

Спектральная подгонка осуществлялась либо аналитическим методом, либо с помощью моделирования методом МК. Результаты совместимы на уровне статистических ошибок, наблюдаемая разница включена в систематику.

Основными отличиями от методики, использованной в первой статье по *pp*-анализу [A3], является выбор эквализованного эstimатора энергии N_{eq} , включение квадратичного члена в энергетическое разрешение для эstimатора N_{eq} , а также учёт энергетической зависимости в описании вклада собственного разрешения ЖОС в ширину сцинтилляционной линии. В раннем анализе бериллиевых нейтрино [A16—A18] эквализованный эstimатор энергии N_{eq} уже использовался, но отсутствовал вклад собственного разрешения ЖОС в ширину сцинтилляционной линии, и, так же как и в *pp*-анализе, отсутствовал квадратичный член в энергетическом разрешении для эstimатора N_{eq} . Все эти уточнения связаны в основном с использованием расширенного энергетического диапазона, что потребовало более точного описания энергетического разрешения. Для компенсации эффекта квантования при пересчёте целочисленной переменной N_{pm} в эквализованную N_{eq} использовалась процедура маскирования.

Использовавшиеся в аналитической подгонке опции сведены в таблицу 7. Всего в подгоночной функции использовалось 15 свободных и два ограниченных параметра, еще 3 параметра фиксированы на значениях, полученных из калибровочных или других экспериментальных данных либо рассчитанных тем или иным способом:

- $\mathbf{R}_{^{14}\text{C}} = 40 \pm 1 \text{ Бк/100 тонн}$ — из подгонки данных во втором кластере;
- $\mathbf{СНС}$ — для варианта подгонки с использованием спектра наложения сигналов его нормировка рассчитывалась с учётом значений, полученных в процессе конструирования синтетического спектра;
- $p_t = 0,12$ — по данным тестирования ФЭУ из усреднённого одноэлектронного отклика для порога $q_{\text{th}} = 0,2 \text{ ф.э.}$;

- $k_B=0,0109$ см/МэВ, $f_{\check{C}} = 1$ — по данным калибровок с источниками;
- $\sigma_d = \Delta T/100$ — наблюдаемый темновой шум детектора составляет 1/мкс,
- $v_T^q = 7 \times 10^{-4}$ — значение получено усреднением по набору подгонок в разных условиях;
- $g_C=0,101$ — из подгонки калибровочных кривых, полученных методом МК;
- $v_1=0,16$ — получено из моделирования методом МК;
- f_{eq} — рассчитывается точно, так как для каждого события записывается число рабочих ФЭУ.

Область подгонки $90 \leq N_{eq} \leq 950$ соответствует области энергий $\sim 0,19 \div 2,93$ МэВ. Нижняя граница в этом анализе выбрана выше использовавшегося в специализированном *pp*-анализе значения 165 кэВ, что связано с проблемами описания спектра ^{14}C с большой статистикой методом МК. Поскольку при энергиях выше черенковского порога (160 кэВ) существенен вклад черенковского света в полный световыход, то при описании энергетической шкалы учтён вклад черенковского излучения.

Переменная	N_{eq} (эквализованная), $\Delta T=230$ нс и 400 нс
Область подгонки	$90 \div 950 N_{eq}$ ($\sim 190 \div 2930$ кэВ)
Функция отклика	МРП, невзвешенная
Свободные вклады	^{210}Bi , $^{210}\text{Po}(3)$, ^{85}Kr , <i>pp</i> , <i>per</i> , ^7Be , ^{11}C (2), γ_{ext}
Фиксированные вклады	CNO (LZ/HZ), ^8B
Ограниченные вклады	^{14}C , СНС
Параметры шкалы	LY (своб), p_t , g_C , k_B , $f_{\check{C}}$ (фикс), f_{eq} (расчёт)
Параметры разрешения	v_T^0 , v_T^q и v_N (своб), v_1 (фикс);

Таблица 7 — Опции подгоночной функции. Вклад ^{210}Po описывается тремя параметрами: положением пика на шкале, соответствующей электронам, шириной пика и его нормировкой. Вклад β^+ -спектра ^{11}C , помимо нормировки, описывается положением пика двух аннигиляционных γ -квантов (2×511 кэВ) на шкале, соответствующей электронам

Поскольку форма спектра ^{210}Bi близка к форме спектра электронов отдачи для CNO-нейтрино, то эти вклады сильно коррелируют в подгонке, при этом чувствительность к CNO-нейтрино ограничена точностью определения вклада ^{210}Bi . Поскольку для обсуждаемого анализа независимая оценка скорости счёта ^{210}Bi не проводилась, то логично ограничить вклад CNO-нейтрино у предсказаний СМС с учётом механизма МСВ с параметрами LMA: $4,92 \pm 0,56$ 1/(д \times 100 т) для СМС(HZ) и $3,52 \pm 0,37$ 1/(д \times 100 т) для СМС(LZ). Единственным чувствительным к переключению HZ/LZ моделей вкладом ожидаемо оказывается счёт *per*-нейтрино, поэтому для *per*-нейтрино приводится результат для каждого из вариантов модели Солнца (см. таблицу 8). Вклад борных нейтрино невелик, скорость их счёта ограничена у значения, полученного ранее для другого энергетического диапазона, в котором есть чувствительность к этому вкладу [B16].

Для оценки систематики измерения проведено большое количество псевдоэкспериментов с экспозицией, отвечающей реальным данным. Оценка систематической ошибки для потока pp -нейтрино составила $-7,1/+4,7$ % и $-1,5/+0,8$ % для потока бериллиевых нейтрино.

Результаты Borexino по измерению потоков солнечных нейтрино и их сравнение с предсказаниями двух вариантов СМС сведены в таблицу 8.

Solar ν	Borexino	HZ SSM	LZ SSM
	Счёт (cpd/100 т)	Счёт (cpd/100 т)	Счёт (cpd/100 т)
pp	$134 \pm 10_{-10}^{+6}$	$131,0 \pm 2,4$	$132,1 \pm 2,3$
${}^7\text{Be}$	$48,3 \pm 1,1_{-0,7}^{+0,4}$	$47,8 \pm 2,9$	$43,7 \pm 2,6$
per (HZ)	$2,43 \pm 0,36_{-0,22}^{+0,15}$	$2,74 \pm 0,05$	$2,78 \pm 0,05$
per (LZ)	$2,65 \pm 0,36_{-0,24}^{+0,15}$		
CNO	$6,7_{-0,8}^{+1,2}$	$4,91 \pm 0,56$	$3,52 \pm 0,37$
	Поток $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Поток $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	Поток $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
pp	$(6,1 \pm 0,5_{-0,5}^{+0,3}) \times 10^{10}$	$5,98(0,6\%) \times 10^{10}$	$6,03(0,5\%) \times 10^{10}$
${}^7\text{Be}$	$(4,99 \pm 0,13_{-0,10}^{+0,07}) \times 10^9$	$4,93(6\%) \times 10^9$	$4,50(6\%) \times 10^9$
per (HZ)	$(1,27 \pm 0,19_{-0,12}^{+0,08}) \times 10^8$	$1,44(0,9\%) \times 10^8$	$1,46(0,9\%) \times 10^8$
per (LZ)	$(1,39 \pm 0,19_{-0,13}^{+0,08}) \times 10^8$		
CNO	$(6,7_{-0,8}^{+1,2}) \times 10^8$	$4,88(11\%) \times 10^8$	$3,51(10\%) \times 10^8$

Таблица 8 — Результаты измерения потоков солнечных нейтрино на детекторе Borexino и предсказания двух вариантов СМС. Для счёта показаны предсказания с учётом теоретической неопределённости потока солнечных нейтрино и параметров осцилляций (верхняя часть таблицы). Неопределённости теоретической модели для потоков нейтрино указаны в скобках в процентах (нижняя часть таблицы)

Результаты Borexino и галлиевые эксперименты. До публикации коллаборацией Borexino результатов измерения потока солнечных ${}^7\text{Be}$ нейтрино поток pp -нейтрино определялся дифференциальным измерением с использованием данных солнечных детекторов, и точность его измерения составляла 22% [C4]. После второй публикации Borexino по измерению потока бериллиевых нейтрино [A17] появилась статья коллаборации SAGE с окончательным анализом всех доступных данных галлиевых экспериментов [C2]. Комбинированная подгонка результатов радиохимических солнечных нейтринных экспериментов GALLEX/GNO+SAGE и Homestake, эксперимента SNO по полному потоку борных нейтрино и результата Borexino по потоку бериллиевых нейтрино дает наилучшее значение для потока pp -нейтрино $6,0 \cdot (1 \pm 0,14) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в хорошем согласии с предсказываемым стандартной моделью солнца значением $6,0 \times (1,000 \pm 0,006) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Поток нейтрино pp -нейтрино с учётом новых данных Borexino составит:

$$\phi_{pp}^{\odot}(\text{Ga}) = 6,05 \cdot (1_{-0,083}^{+0,092}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (74)$$

что следует сравнить со значением, полученным в Borexino прямым образом:

$$\phi_{pp}^{\odot}(\text{Borexino}) = 6,1 \cdot (1,0_{-0,12}^{+0,096}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (75)$$

Как видно из сравнения (75) и (74), при сопоставимых положительных ошибках, отрицательная ошибка оказывается большей для прямого измерения в Borexino. Результаты (75) и (74) можно считать независимыми: единственная непрямая корреляция возможна из-за слабой корреляции $pp/{}^7\text{Be}$ в анализе Borexino. Комбинируя результаты (75) и (74) и пренебрегая этой незначительной корреляцией, получим:

$$\phi_{pp}^{\odot}(\text{All}) = 6,08 \cdot (1,0_{-0,073}^{+0,066}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (76)$$

Этот результат с хорошей точностью отражает все доступные данные по потоку солнечных pp -нейтрино.

Солнечная светимость и потоки нейтрино. Солнечная фотонная светимость, определяемая как общая мощность, излучаемая в виде фотонов в окружающее пространство, $L_{\odot} = 3,828 \times 10^{26}$ Вт измерена с точностью 0,34% [C10]. Энергия, уносимая нейтрино, добавляет $L_{\nu} = 0,023 \cdot L_{\odot}$ к этому значению [C11]. Ограничение на потоки солнечных нейтрино за счёт солнечной светимости может быть записано как:

$$\frac{L_{\odot}}{4\pi(1 \text{ а.е.})^2} = \sum_{i=1}^8 \alpha_i \Phi_i, \quad (77)$$

где 1 а.е. — среднее расстояние от Земли до Солнца (астрономическая единица, а.е.), коэффициент α_i — энергия, выделяемая в реакции ядерного синтеза, связанной с каждым из существенных потоков солнечных нейтрино, Φ_i . Числовые значения α_i определяются с точностью 10^{-4} и выше.

Из-за соотношения (77) между солнечной фотонной светимостью и потоками солнечных нейтрино, измерение общей нейтринной светимости обеспечит проверку стабильности Солнца на масштабе времени 40000 лет, времени, необходимого для достижения поверхности Солнца излучения, рождённого в центре Солнца [C12]. Несоответствие между L_{\odot} и L_{ν} имело бы значительные долгосрочные экологические последствия, в случае совпадения двух измерений, можно ограничить неизвестные (нетермоядерные) вклады в полное энерговыделение Солнца.

С другой стороны, предполагая истинным соотношение (77), можно провести более точный анализ доступных солнечных нейтринных экспериментальных данных. Результаты (стороннего) анализа с ограничением солнечной светимости и фиксированными отношениями потоков CNO представлены в таблице 9. Отмечу, что полученные для потока pp -нейтрино значения без ограничения солнечной светимости практически совпадают с моей простой оценкой (76).

Solar ν	Анализ I	Анализ II	HZ SSM	LZ SSM
	Поток, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$			
pp [$\times 10^{10}$]	$5,941^{+0,024}_{-0,023}$	$6,10^{+0,45}_{-0,39}$	$5,98 \pm 0,036$	$6,03 \pm 0,030$
${}^7\text{Be}$ [$\times 10^9$]	$4,93^{+0,10}_{-0,08}$	$4,95^{+0,11}_{-0,089}$	$4,93 \pm 0,30$	$4,50 \pm 0,27$
pep [$\times 10^8$]	$1,421^{+0,023}_{-0,026}$	$1,48^{+0,11}_{-0,09}$	$1,44 \pm 0,013$	$1,46 \pm 0,013$
${}^{13}\text{N}$ [$\times 10^8$]	$3,48^{+0,47}_{-0,40}$	$3,32^{+0,53}_{-0,64}$	$2,78 \pm 0,42$	$2,04 \pm 0,29$
${}^{15}\text{O}$ [$\times 10^8$]	$2,53^{+0,34}_{-0,29}$	$2,41^{+0,38}_{-0,39}$	$2,05 \pm 0,35$	$1,44 \pm 0,20$
${}^{17}\text{F}$ [$\times 10^6$]	$5,51^{+0,75}_{-0,63}$	$5,25^{+0,84}_{-0,85}$	$5,29 \pm 0,20$	$3,26 \pm 0,18$
${}^8\text{B}$ [$\times 10^6$]	$5,20^{+0,10}_{-0,10}$	$5,19^{+0,10}_{-0,11}$	$5,29 \pm 1,06$	$3,26 \pm 0,59$
hep [$\times 10^3$]	$3,00^{+0,9}_{-1,0}$	$2,9^{+1,0}_{-0,9}$	$7,98 \pm 2,39$	$8,25 \pm 2,48$

Таблица 9 — Результаты комбинированного анализа потоков солнечных нейтрино по всем доступным данным [C13] и предсказания двух вариантов СМС. Колонка “Анализ I” относится к анализу с наложением ограничения на солнечную светимость, в колонке “Анализ II” представлены результаты анализа без ограничения на солнечную светимость

Полученные Borexino результаты находятся в согласии со стандартной моделью Солнца и механизмом МСВ/LMA. На рис. 13 показаны вероятности выживания электронных нейтрино P_{ee} для четырёх потоков солнечных нейтрино, определённые по данным Borexino. Вклад в полные ошибки измерения P_{ee} дают как экспериментальные ошибки измерения, так и теоретические неопределённости предсказания нейтринных потоков. Для наиболее точно измеренного потока бериллиевых нейтрино доминирует теоретическая ошибка предсказания потока нейтрино из реакции на ${}^7\text{Be}$. Та же ситуация складывается и для глобального измерения $P_{ee}({}^8\text{B})$ (оно не показано на рис. 13). Для потоков pp - и pep -нейтрино, предсказываемых максимально точно, ситуация обратная — здесь доминируют экспериментальные ошибки. В целом данные хорошо согласуются с моделью МСВ/LMA, механизм вакуумных осцилляций этими данными исключается (серая полоса на рис. 13 соответствует $P_{ee}^{\text{vac}} = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}$).

В пятнадцатой главе излагаются результаты поиска аномального магнитного момента солнечных нейтрино.

Магнитный момент нейтрино в стандартной модели электромагнитных и слабых взаимодействий, основанной на группе симметрии $\text{SU}(2) \times \text{U}(1)$ (теория Вайнберга-Глэшоу-Салама), пропорционален массе нейтрино и представляет собой ничтожно малую величину:

$$\mu_\nu = \frac{3m_e G_F}{4\pi^2 \sqrt{2}} m_\nu \mu_B \simeq 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{1\text{эВ}} \right) \mu_B, \quad (78)$$

где μ_B — магнетон Бора (единица элементарного магнитного момента, $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$; дипольный магнитный момент электрона приблизительно равен магнетону Бора), m_ν —

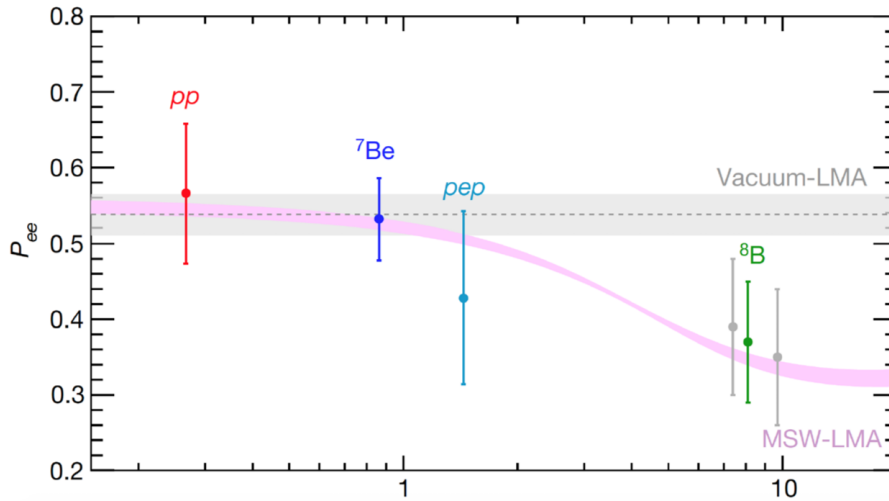


Рис. 13 — Вероятности выживания электронных нейтрино, измеренные на Bogehino.

Розовым цветом помечена область возможных теоретических значений P_{ee} для механизма МСВ/ЛМА. Горизонтальная шкала представлена в МэВ. У экспериментальных точек показаны ошибки (1σ) [A6]

масса нейтрино. Расчёт магнитного момента нейтрино в рамках стандартной модели приводит к результату $\mu_\nu \sim (10^{-20} - 10^{-19})\mu_B$, такая малая величина никак не проявляет себя в лабораторных измерениях нейтрино и недоступна в экспериментальных наблюдениях.

Одним из возможных эффектов существования магнитного момента нейтрино, имеющим важные астрофизические следствия, является переворот спиральности нейтрино (spin flip) в магнитном поле. Спиральность дираковского нейтрино при движении в постоянном магнитном поле не сохраняется, при этом при движении нейтрино в направлении перпендикулярном полю “левое” нейтрино переходит в “правое”. Интерес физиков к поиску аномально большого магнитного момента нейтрино на уровне $\sim 10^{-11}\mu_B$ был изначально вызван одним из элегантных теоретических решений проблемы солнечных нейтрино.

Совсем недавно, в июне 2020 года, интерес к аномальному магнитному моменту нейтрино был подогрев сообщением коллаборации XENON1T о наблюдаемом со статистической значимостью $3,5\sigma$ избытке электронов отдачи в экспериментальном спектре [C14]. Одним из трёх возможных объяснений эффекта было наличие аномального магнитного момента у солнечных нейтрино на уровне $(1,4 \div 2,9) \times 10^{-11}\mu_B$, на тот момент не исключаемого другими экспериментами. Но уже июле 2022 года новый анализ, проведенный коллаборацией XENONnT, исключил избыток событий [C15].

Наиболее чувствительной реакцией с точки зрения поиска вклада ненулевого магнитного момента нейтрино является реакция упругого рассеяния нейтрино на электронах. В самом деле, дифференциальное сечение для вклада слабого взаимодействия в рассеяние моноэнергетических нейтрино на электроне практически плоское до граничной энергии. Сечение электромагнитного $\nu - e$ рассеяния пропорционально квадрату эффективного магнитного момента нейтрино μ_{eff} :

$$\frac{d\sigma_{\mu\nu}}{dT_e}(T_e, E_\nu) = \pi r_0^2 \mu_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu} \right), \quad (79)$$

где μ_{eff} измеряется в единицах μ_B (магнетон Бора) и зависит от μ_{ij} , $r_0 = 2,818 \times 10^{-13}$ см — классический радиус электрона. Следует заметить, что традиционно магнитные моменты соотносят с ароматами нейтрино, хотя определенным магнитным моментом обладают чистые массовые состояния.

Как видно, энергетическая зависимость для слабого и электромагнитного вкладов значительно различается: слабый вклад практически не зависит от энергии, электромагнитный пропорционален $1/T_e$.

Bohexino предоставляет хорошую возможность для поиска отклонений от стандартной формы электронов отдачи, рассеянных моноэнергетическими бериллиевыми нейтрино. На момент публикации первого результата по измерению солнечных pp -нейтрино [A3] лучшее ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино было получено при анализе данных 192 дней живого времени первой фазы Borexino. Изучение максимально возможных отклонений экспериментального спектра электронов отдачи от формы спектра для чисто электрослабого взаимодействия позволило получить ограничение на эффективный магнитный момент нейтрино на уровне: $\mu_\nu \leq 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У.Д.) [A17].

Более чувствительный поиск в реальных данных отклонений от формы спектров электронов отдачи в нейтринных взаимодействиях, предсказываемых стандартной моделью был выполнен с использованием данных второй фазы Borexino [A21], набранных в период с 14 декабря 2011 до 21 мая 2016 года, живое время за этот период соответствует 1291,5 дня.

Подход к спектральному анализу данных совпадает с подходом, использовавшимся при pp -анализе [A21] и описанном в предыдущей главе, с единственным отличием: добавлен вклад магнитного взаимодействия для бериллиевых и pp -нейтрино. Многомерная подгонка в данном случае не использовалась, спектральная подгонка осуществлялась по единственной гистограмме, соответствующей эквализованной переменной N_{pm} . Анализ заключался в изучении профиля χ^2 как функции магнитного момента μ_ν^{eff} . Поскольку вероятности выживания P_{ee} электронных нейтрино при энергиях, соответствующим хвосту спектра pp -нейтрино, и для энергии бериллиевых нейтрино отличаются незначительно, то их ароматовый состав на Земле полагался одинаковым. Без дополнительных предположений результат оказался сравнительно слабым ($\mu_{\text{eff}} < 4,0 \times 10^{-11} \mu_B$ для 90% У.Д.), хотя и более сильным, чем результат, полученной на данных первой фазы Borexino.

При предельном значении $\mu_{\text{eff}} = 4,0 \times 10^{-11} \mu_B$ соответствующий поток pp -нейтрино оказывался слишком малым, заведомо меньшим, чем это было установлено из галлиевых экспериментов. Поэтому было логично использовать данные галлиевых экспериментов в качестве ограничения на слабое взаимодействие, так как магнитный момент нейтрино в галлиевых экспериментах никак не проявляется. Для ограничения отклонений от результатов других экспериментов накладывалось ограничение на скорость счёта событий слабого

взаимодействия, пересчитанное из результатов галлиевых экспериментов. Поскольку радиохимическое измерение в галлий-германиевых экспериментах нечувствительно к магнитному моменту, то интегральный поток нейтрино должен удовлетворять условию, названному “радиохимическим ограничением”, и базирующемся на комбинированном результате галлиевых экспериментов. Нейтринный сигнал в экспериментах с галлием, выраженный в стандартных солнечных единицах (SNU), составляет:

$$R = \sum_i R_i^{\text{Ga}} = \sum_i \Phi_i \int_{E_{\text{th}}}^{\infty} s_i^{\odot}(E) P_{\text{ee}}(E) \sigma(E) dE = \sum_i \Phi_i \langle \sigma_i^{\odot} \rangle = 66,1 \pm 3,1 \text{ SNU}, \quad (80)$$

где R — полный счёт в эксперименте, а R_i — счёт вклада солнечных нейтрино из i -ой реакции для соответствующего полного потока нейтрино, Φ_i и $s_i^{\odot}(E)$ — нормировка и форма соответствующего нейтринного спектра, $P_{\text{ee}}(E)$ — вероятность выживания электронных нейтрино с энергией E , $\sigma(E)$ — полное сечение взаимодействия нейтрино с Ga (с порогом $E_{\text{th}}=233$ кэВ).

В применении к *Wogexino* радиохимическое ограничение принимает форму:

$$\sum_i \frac{R_i^{\text{Brx}}}{R_i^{\text{SSM}}} R_i^{\text{Ga}} = (66,1 \pm 3,1 \pm \delta_{\text{R}} \pm \delta_{\text{FV}}) \text{ SNU} \quad (81)$$

где ожидаемые скорости счёта в галлиевых экспериментах R_i^{Ga} пересчитаны с использованием вероятностей выживания P_{ee} , оцененных по новым значениям осцилляционных параметров (поэтому дается новая оценка для $\langle \sigma_i^{\odot} \rangle$), $\frac{R_i^{\text{Brx}}}{R_i^{\text{SSM}}}$ — отношение соответствующих скоростей счёта в *Wogexino* к предсказаниям СМС в сценарии МСВ/LMA. Использовались одни и те же предсказания СМС для *Wogexino* и для галлиевых экспериментов, чтобы не пересчитывать ожидаемые скорости счёта для галлия. Полная неопределённость измеренного значения, естественно, должна включать дополнительную теоретическую погрешность $\delta_{\text{R}} \simeq 4\%$, включающую как теоретическую неопределённость отдельных вкладов в галлиевые эксперименты, так и (удвоенную) неопределённость измерения доверительного объема сцинтиллятора в *Wogexino* $\delta_{\text{FV}} \simeq 1\%$.

При наложении радиохимического ограничения результат улучшается до $\mu_{\text{eff}} < 2,6 \times 10^{-11} \mu_{\text{B}}$ для 90% У.Д., учёт систематики приводит к некоторому ослаблению предела, окончательное значение которого составило:

$$\mu_{\text{eff}} < 2,8 \times 10^{-11} \mu_{\text{B}} \text{ 90\% У.Д.} \quad (82)$$

Результат по величине сравним с лучшим прямым ограничением на магнитный момент для электронных антинейтрино $\mu_{\bar{\nu}} < 2,9 \times 10^{-11} \mu_{\text{B}}$ для 90% У.Д., полученным на реакторе с использованием германиевых детекторов в эксперименте GEMMA [C16].

Следует отметить, что лучшие результаты для реакторных экспериментов получены в отсутствие как слабого, так и электромагнитного сигналов.

Предел, полученный на Borexino не зависит от неопределённостей, связанных с предсказаниями потока нейтрино и с доверительным объемом детектора, так как ограничение на магнитный момент получено по форме сигнала.

Если нейтрино обладает ненулевым магнитным моментом, то в принципе возможно появление антинейтрино в потоке солнечных нейтрино в результате спин-ароматовой прецессии нейтрино с магнитным моментом в магнитном поле Солнца. Поиски аномально больших потоков антинейтрино проводились в ряде экспериментов со сцинтилляционными детекторами: LSD, SuperK, SNO, KamLAND, CTF. В 2011 Borexino установил ограничение на поток солнечных антинейтрино на уровне $\phi(\bar{\nu}_e) \leq 2 \cdot 10^{-4} \phi(^8\text{B})$ для 90% У.Д. [A24]. Позднее более полные антинейтринные данные Borexino были использованы для поиска конверсии солнечных нейтрино в антинейтрино в магнитном поле Солнца [A25]. По результатам поиска магнитного момента и антинейтринных потоков можно с уверенностью утверждать, что механизм спин-ароматовой прецессии исключен как доминирующий эффект при объяснении дефицита солнечных нейтрино, и, если и присутствует, то только как эффект второго порядка.

В следующем разделе на примере 3 статей рассматриваются типичные неточности, допускаемые при сторонних попытках анализа данных Borexino с целью ограничения эффективного магнитного момента солнечных нейтрино.

Недавние результаты, опубликованные коллаборациями LUX-ZEPLIN и XENONnT, позволили установить более сильный предел на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино: $\mu_\nu^{\text{eff}} < 1,1 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У.Д.) [C17] и $\mu_\nu^{\text{eff}} < 6,4 \times 10^{-12} \mu_B$ (90% У.Д.) [C15], соответственно. Таким образом, полученный Borexino результат подтверждается другими экспериментами с более высокой чувствительностью к эффективному моменту солнечных нейтрино.

В приложении А описано тестирование 2200 ФЭУ типа ETL9351 для эксперимента Borexino, включая описание высокопроизводительного экспериментального стенда для тестирования ФЭУ в LNGS. Детально описаны усреднённые по всем 2200 ФЭУ основные характеристики ФЭУ: параметры одноэлектронного амплитудного спектра, параметры временного спектра, темновой шум и параметры, характеризующие послеимпульсы ФЭУ.

В приложении Б описана серия тестов, проводившихся для изучения поведения зависимости эstimатора энергии N_{pm} в зависимости от возможных эффектов для реального детектора. Отклонения от идеальной кривой, рассчитанной для центра детектора, проверялись при включении как каждого из возможных факторов, так и при одновременном включении всех возможных факторов.

В приложении В описаны тесты, проводившиеся для изучения поведения зависимости дисперсии сигнала для эstimатора энергии Q при включении неидеальной калибровки АЦП в модель. Представлены также результаты реалистичного моделирования

энергетического разрешения для эstimатора Q для трёх периодов (фаз) набора данных в Borexino

В **приложении Г** проводится сравнение предложенных функций отклика детектора для эstimаторов N и Q с модельными данными и их использование для описания реальных данных.

В **заключении** приведены основные результаты работы.

В результате проведённых исследований впервые в эксперименте прямого счёта измерены потоки солнечных бериллиевых нейтрино с точностью $\sim 3\%$ и pp -нейтрино с точностью на уровне 10%: $\phi_{7\text{Be}}^{\odot}(\text{Borexino}) = (4,99 \pm 0,11^{+0,06}_{-0,08}) \times 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ (для суммы по обеим линиям ${}^7\text{Be}$) и $\phi_{pp}^{\odot}(\text{Borexino}) = (6,1 \pm 0,5^{+0,3}_{-0,5}) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Измерения находятся в согласии с моделями Солнца и согласуются с его светимостью. Таким образом, в результате исследований получены данные по двум наиболее распространенным на Солнце источникам нейтрино: pp -реакция даёт около 91% от общего потока в соответствии со стандартной солнечной моделью и около 7% составляет вклад бериллиевых нейтрино.

Из совместного анализа галлий-германиевых экспериментов и допустимых отклонений в спектрах солнечных бериллиевых и pp -нейтрино получен предел на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино $\mu_{\nu} < 2,8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У.Д.), остававшийся самым сильным ограничением вплоть до появившихся в прошлом году результатов жидкокислородных экспериментов по поиску тёмной материи.

Большинство солнечных моделей предполагает, что современный поток солнечных нейтрино находится в согласии с солнечной светимостью. Нейтринный поток соответствует энергии, генерируемой в ядре Солнца в момент измерения потока, в то время как значение, рассчитываемое на основе солнечной светимости, соответствует энергии, выделившейся много лет назад. Так как фотоны, выделившиеся в ядре, достигают поверхности Солнца за время порядка 100000 лет, данное равенство может быть нарушено, если температура солнечного ядра меняется на шкале времени, меньше 100000 лет. Так как солнечная светимость измерена с точностью 0,4%, проверка стабильности энерговыделения Солнца ограничена только возможностями солнечных экспериментов. Результат Borexino ограничивает нестабильность Солнца на уровне 10% на временной шкале 100000 лет, а также позволяет ограничить некоторые физические явления, включая излучение нерегистрируемых стерильных нейтрино.

Неопределенность измерения потока pp -нейтрино может быть уменьшена до 1% в специально сконструированном детекторе. Наиболее очевидным результатом более точного измерения потока pp -нейтрино будет более точное измерение “солнечного” угла смешивания θ_{12} . Поскольку текущая точность определения $\sin^2 \theta_{12}$ составляет $\sim 4\%$, то требуется сравнимая точность измерения потока pp -нейтрино, для улучшения существующих оценок. Ожидаемая точность определения “солнечного” угла смешивания в JUNO составляет уже 0,5%. Сравнимая измерения для реакторных антинейтрино с измерением для солнечных нейтрино, можно проверить нейтрино-антинейтринную симметрию осцилляций. Точный результат JUNO по P_{ee} может быть использован для пересчета измерения в поток

солнечных электронных pp -нейтрино и сравнения результата с предсказанием стандартной модели Солнца. Обнаружение дефицита будет означать наличие "невидимых" потерь энергии от Солнца, например, за счет аксионов или скрытых фотонов. Измерение потока pp -нейтрино на уровне точности 1% позволило бы установить довольно жесткие ограничения на эти или им подобные эффекты.

Перспективы ЖС детекторов в отношении возможности измерения потока солнечных pp -нейтрино с точностью $\sim 1\%$ зависят по большей части от того, будет ли найден ЖОС с достаточно низким содержанием ^{14}C . Простые соображения показывают, что сырая нефть может содержать 10^{-20} г/г ^{14}C или даже меньше, вплоть до 10^{-22} г/г. Основной проблемой является даже не фон от распадов ^{14}C , а случайное совпадение этих сигналов. С этой точки зрения оптимальным может оказаться детектор со сравнительно небольшой массой порядка 10 кт. В сравнительно небольшом детекторе можно обеспечить более эффективное подавление сигналов наложения за счёт уменьшения сигнального временного окна. С этой точки зрения преимуществами обладает более быстрый ЖС.

Помимо научных, большой интерес представляют частные результаты и методы, разработанные в процессе работы над обработкой данных эксперимента Bogexino, особенно ввиду появления новых ЖС детекторов со сферической симметрией (JUNO):

- разработаны модели, описывающие одноэлектронный зарядовый и временной спектры ФЭУ. Практическая ценность моделей одноэлектронного зарядового спектра ФЭУ одноэлектронного временного спектра ФЭУ заключается в возможности их применения для оценки параметров, используемых при восстановлении энергии в ЖС детекторах, а также для построения моделей ФЭУ, учитывающих амплитудно-временные корреляции сигналов, что позволяет более точно описывать ЖС детекторы методом МК;
- предложена феноменологическая однопараметрическая модель, описывающая собственное разрешение ЖОС. Феноменологическая модель, описывающая собственное разрешение ЖОС, позволяет интерпретировать как опубликованные данные независимых непосредственных измерений собственного разрешения ЖС, так и измерения, проводившиеся непосредственно на детекторе Bogexino. Модель позволяет простым образом включить эффект в моделирование отклика ЖС детекторов методом МК;
- измерена одна из самых низких в истории исследований концентраций ^{14}C с точностью $\leq 5\%$: $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = (2,7 \pm 0,1) \times 10^{-18}$ г/г. Предложенные методы измерения концентрации ^{14}C в ЖОС могут быть использованы в других больших ЖС детекторах;
- предложена аналитическая модель для параметризации эффекта ионизационного гашения и модель для параметризации вклада черенковского излучения. Аналитическая модель для параметризации эффекта ионизационного гашения и модель для параметризации вклада черенковского излучения уже используется в других экспериментах (JUNO);

- предложена аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ. Аналитическая модель для восстановления энергии по количеству сработавших ФЭУ и аналитические модели энергетического разрешения для двух эстиматоров энергии применимы к широкому классу детекторов со сферической симметрией, в частности они применимы для описания данных детектора JUNO;
- разработана детальная аналитическая модель для описания энергетического разрешения ЖС детектора с большим количеством ФЭУ включающая все возможные вклады в ширину отклика;
- разработаны аналитические модели для описания формы отклика ЖС детектора: на основе обобщенного гамма-распределения для эстиматоров энергии Q и на основе непрерывного масштабированного распределения Пуассона для эстиматоров N . Аналитические модели для описания формы отклика ЖС детектора для двух эстиматоров энергии применимы к широкому классу детекторов со сферической симметрией при поиске слабых сигналов на хвостах более мощных спектральных вкладов. Примером может быть поиск двойного безнейтринного бета-распада с помощью ЖС (KamLAND-Zen, SNO+);
- идентифицирован вклад неточности калибровки АЦП в фотоэлектронах в энергетическое разрешение ЖС детектора. Вклад неточности калибровки АЦП в фотоэлектронах в энергетическое разрешение ЖС детектора является важным фактором при аналитическом описании отклика детектора;
- разработана методика быстрого моделирования сферического ЖС детектора на основе карт светосбора для одного ФЭУ. Методика быстрого моделирования сферического ЖС детектора на основе карт светосбора для одного ФЭУ применима к широкому классу детекторов со сферической симметрией (в частности, JUNO). Модель пригодна для отладки аналитических моделей, для определения параметров детектора, и т.п. Преимуществом модели является возможность её построения с помощью реальных данных;
- сконструированы оптимальные эстиматоры энергии для неоднородного по светосбору сферического детектора в условиях с меняющимся во времени количеством работающих ФЭУ. Оптимальные эстиматоры энергии для неоднородного по светосбору сферического детектора в условиях с меняющимся во времени количеством работающих ФЭУ пригодны для оценки энерговыделения в любом ЖС детекторе подобного класса;
- предложена методика одновременного использования квазинезависимых эстиматоров энергии для спектральной подгонки. Методика одновременного использования квазинезависимых эстиматоров энергии для спектральной подгонки позволяет минимизировать корреляции между параметрами модели.

Публикации автора, используемые в диссертации

- A1. *Smirnov O. Y., Zaimidoroga O. A., Derbin A. V.* Search for solar pp neutrinos with an upgrade of CTF detector // *Phys. Atom. Nucl.* — 2003. — Vol. 66. — P. 712–723.
- A2. *Derbin A. V., Smirnov O. Y., Zaimidoroga O. A.* On the possibility of detecting solar p p neutrino with a large volume liquid organic scintillator detector // *Phys. Atom. Nucl.* / ed. by Y. G. Abov, V. B. Brudanin. — 2004. — Vol. 67. — P. 2066–2072.
- A3. *Bellini G.* [et al.]. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun // *Nature.* — 2014. — Aug. — Vol. 512, no. 7515. — P. 383–386.
- A4. *Smirnov O. Y., Zaimidoroga O. A., Derbin A. V.* Search for the solar pp-neutrinos with an upgrade of the CTF detector // *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* / ed. by F. von Feilitzsch, N. Schmitz. — 2003. — Vol. 118. — P. 448–448.
- A5. *Bellini G.* [et al.]. Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy // *Phys. Rev. D.* — 2014. — June. — Vol. 89, issue 11. — P. 112007.
- A6. *Agostini M.* [et al.]. Comprehensive measurement of *pp*-chain solar neutrinos // *Nature.* — 2018. — Vol. 562, no. 7728. — P. 505–510.
- A7. *Agostini M.* [et al.]. Simultaneous precision spectroscopy of pp, ${}^7\text{Be}$, and p e p solar neutrinos with Borexino Phase-II // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Oct. — Vol. 100, no. 8. — P. 082004.
- A8. *Smirnov O.* [et al.]. Solar neutrino with Borexino: results and perspectives // *Phys. Part. Nucl.* — 2015. — Vol. 46, no. 2. — P. 166–173.
- A9. *Smirnov O. Y.* [et al.]. Measurement of neutrino flux from the primary proton–proton fusion process in the Sun with Borexino detector // *Phys. Part. Nucl.* — 2016. — Vol. 47, no. 6. — P. 995–1002.
- A10. *Smirnov O. Y.* [et al.]. Measurement of Solar pp-neutrino flux with Borexino: results and implications // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012027.
- A11. *Smirnov O. Y.* [et al.]. Measurement of neutrino flux from the primary proton–proton fusion process in the Sun with Borexino detector // *Vol. 47.* — Pleiades Publishing Ltd, 11/2016. — P. 995–1002.
- A12. *Smirnov O. Y.* [et al.]. Borexino: Recent results and future plans // *Phys. Part. Nucl.* — 2017. — Vol. 48, no. 6. — P. 1026–1029.
- A13. *Smirnov O.* Solar neutrino from pp-chain and other results of Borexino // XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2018) , Heidelberg, Germany, 4-9 June 2018 (Session Solar Neutrinos). — Zenodo, 2018.
- A14. *Smirnov O. Y.* Topical problems in low-energy neutrino physics // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2013. — Vol. 10. — P. 751–756.

- A15. *Bednyakov V. A., Naumov D. V., Smirnov O. Y.* Neutrino physics and JINR // *Phys. Usp.* — 2016. — Vol. 59, no. 3. — P. 225–253.
- A16. *Arpesella C.* [et al.]. First real time detection of ^7Be solar neutrinos by Borexino // *Physics Letters B.* — 2008. — Vol. 658, no. 4. — P. 101–108.
- A17. *Arpesella C.* [et al.]. Direct Measurement of the ^7Be Solar Neutrino Flux with 192 Days of Borexino Data // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Aug. — Vol. 101, issue 9. — P. 091302.
- A18. *Bellini G.* [et al.]. Precision measurement of the ^7Be solar neutrino interaction rate in Borexino // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 141302.
- A19. *Smirnov O.* [et al.]. The first year of Borexino // 18th International Conference on Particles and Nuclei. — 11/2008. — P. 788–790.
- A20. *Smirnov O.* Borexino: Real-time sub-MeV solar neutrino detection and beyond // *Nonlin. Phenom. Complex Syst.* — 2009. — Vol. 12. — P. 448–452.
- A21. *Agostini M.* [et al.]. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Nov. — Vol. 96, issue 9. — P. 091103.
- A22. *Guffanti D.* [et al.]. Unveiling the engine of the Sun: Measurements of the pp-chain solar neutrinos with Borexino // 16th Marcel Grossmann Meeting on Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics and Relativistic Field Theories. — 2023.
- A23. *Smirnov O. Y.* Nonaccelerator neutrino physics // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2012. — Vol. 9. — P. 696–732.
- A24. *Bellini G.* [et al.]. Study of solar and other unknown anti-neutrino fluxes with Borexino at LNGS // *Phys. Lett. B.* — 2011. — Vol. 696. — P. 191–196.
- A25. *Agostini M.* [et al.]. Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino // *Astropart. Phys.* — 2021. — Vol. 125. — P. 102509.
- A26. *Smirnov O.* Experimental Aspects of Geoneutrino Detection: Status and Perspectives // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2019. — Vol. 109. — P. 103712.
- A27. *Smirnov O. Y., Lombardi P., Ranucci G.* Precision measurements of timing characteristics of the ETL9351 series photomultiplier // *Instrum. Exp. Tech.* — 2004. — Vol. 47. — P. 69–80.
- A28. *Smirnov O.* Note on intrinsic resolution in liquid organic scintillators // *Journal of Instrumentation.* — 2023. — Oct. — Vol. 18, no. 10. — P10026.
- A29. *Smirnov O. J.* Energy and Spatial Resolution of a Large-Volume Liquid-Scintillator Detector // *Instruments and Experimental Techniques.* — 2003. — May. — Vol. 46, no. 3. — P. 327–344.

- A30. *Smirnov O.* An approximation of the ideal scintillation detector line shape with a generalized gamma distribution // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2008. — Vol. 595, no. 2. — P. 410–418.
- A31. *Ianni A.* [et al.]. The Measurements of 2200 ETL9351 type photomultipliers for the Borexino experiment with the photomultiplier testing facility at LNGS // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Vol. 537. — P. 683–697.
- A32. *Brigatti A.* [et al.]. The Photomultiplier tube testing facility for the Borexino experiment at LNGS // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Vol. 537. — P. 521–536.
- A33. *Dossi R.* [et al.]. Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2000. — Vol. 451. — P. 623–637.

Другие публикации автора

- B1. *Bieger L.* [et al.]. Potential for a precision measurement of solar pp neutrinos in the Serappis experiment // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82, no. 9. — P. 779.
- B2. *Alimonti G.* [et al.]. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2009. — Vol. 600. — P. 568–593.
- B3. *Agostini M.* [et al.]. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector // Astropart. Phys. — 2018. — Vol. 97. — P. 136–159.
- B4. *Back H. O.* [et al.]. Search for electron decay mode $e \rightarrow \nu + \gamma$ with prototype of Borexino detector // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 525. — P. 29–40.
- B5. *Back H. O.* [et al.]. Study of the neutrino electromagnetic properties with prototype of Borexino detector // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 563. — P. 35–47.
- B6. *Derbin A. V., Smirnov O. Y.* Search for neutrino radiative decay with a prototype Borexino detector // JETP Lett. — 2002. — Vol. 76. — P. 409–413.
- B7. *Back H. O.* [et al.]. New limits on nucleon decays into invisible channels with the BOREXINO counting test facility // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 563. — P. 23–34.
- B8. *Back H. O.* [et al.]. New experimental limits on heavy neutrino mixing in B-8 decay obtained with the Borexino Counting Test Facility // JETP Lett. — 2003. — Vol. 78. — P. 261–266.
- B9. *Back H. O.* [et al.]. New experimental limits on violations of the Pauli exclusion principle obtained with the Borexino counting test facility // Eur. Phys. J. C. — 2004. — Vol. 37. — P. 421–431.
- B10. *Bellini G.* [et al.]. Search for solar axions emitted in the M1-transition of Li-7* with Borexino CTF // Eur. Phys. J. C. — 2008. — Vol. 54. — P. 61–72.

- B11. *Fiorentini G.* [et al.]. Nuclear physics for geo-neutrino studies // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 81. — P. 034602.
- B12. *Bellini G.* [et al.]. Lifetime measurements of ^{214}Po and ^{212}Po with the CTF liquid scintillator detector at LNGS // Eur. Phys. J. A. — 2013. — Vol. 49. — P. 92.
- B13. *Derbin A. V., Smirnov O. Y., Zaimidoroga O. A.* Nonaccelerator experiments on the search for rare processes with low-background detectors // Phys. Part. Nucl. — 2005. — Vol. 36. — P. 314–339.
- B14. *Agarwalla S. K.* [et al.]. Constraints on flavor-diagonal non-standard neutrino interactions from Borexino Phase-II // JHEP. — 2020. — Vol. 02. — P. 038.
- B15. *Agostini M.* [et al.]. Test of Electric Charge Conservation with Borexino // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Dec. — Vol. 115, issue 23. — P. 231802.
- B16. *Agostini M.* [et al.]. Improved measurement of ^8B solar neutrinos with $1.5\text{kt} \cdot \text{y}$ of Borexino exposure // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, no. 6. — P. 062001.

Список литературы

- C1. *Bahcall J. N., Pinsonneault M. H., Basu S.* Solar Models: Current Epoch and Time Dependences, Neutrinos, and Helioseismological Properties // The Astrophysical Journal. — 2001. — July. — Vol. 555, no. 2. — P. 990.
- C2. *Abdurashitov J. N., al. et.* Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period // Phys. Rev. C. — 2009. — July. — Vol. 80, issue 1. — P. 015807.
- C3. *Anselmann P.* [et al.]. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso. // Phys. Lett. B. — 1992. — Vol. 285. — P. 376–389.
- C4. *Gavrin V. N., Cleveland B. T.* Radiochemical solar neutrino experiments // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by G. Mills [et al.]. — 2011. — Vol. 221. — P. 90–97.
- C5. *Takachio O.* [et al.]. Hands on Project: Large Photocathode PMT Characterization // PoS. — 2015. — Vol. GSSI14. — P. 016.
- C6. *Deng Y.* [et al.]. Exploring the intrinsic energy resolution of liquid scintillator to approximately 1 MeV electrons // Journal of Instrumentation. — 2022. — Apr. — Vol. 17, no. 04. — P04018.
- C7. *Formozov A.* Search for Non-Standard Neutrino Interactions with Large-Volume Liquid Scintillator Detectors. — Milano University, 2019. — 176 p.
- C8. *Swiderski L.* [et al.]. Electron response of some low-Z scintillators in wide energy range // Journal of Instrumentation. — 2012. — June. — Vol. 7, no. 06. — P06011.

- C9. *Mosteiro P.* First measurement of pp neutrinos in real time in the Borexino detector. — Princeton, NJ : Princeton University, 2014. — 143 p.
- C10. *Kopp G., Lean J. L.* A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance // *Geophysical Research Letters*. — 2011. — Jan. — Vol. 38, no. 1. — P. L01706.
- C11. *Bahcall J.* *Neutrino Astrophysics*. — Cambridge University Press, 1989.
- C12. *Fiorentini G., Ricci B.* How long does it take for heat to flow through the Sun? // *Comments on Astrophysics*. — 1999. — May. — Vol. 1. — P. 49–51.
- C13. *Gonzalez-Garcia M. C.* [et al.]. Status of direct determination of solar neutrino fluxes after Borexino // *JHEP*. — 2024. — Vol. 02. — P. 064.
- C14. *Aprile E.* [et al.]. Excess electronic recoil events in XENON1T // *Phys. Rev. D*. — 2020. — Vol. 102, no. 7. — P. 072004.
- C15. *Aprile E.* [et al.]. Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Vol. 129, no. 16. — P. 161805.
- C16. *Beda A. G.* [et al.]. Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. — 2013. — Vol. 10, issue 2. — P. 139–143.
- C17. *Atzori Corona M.* [et al.]. New constraint on neutrino magnetic moment and neutrino millicharge from LUX-ZEPLIN dark matter search results // *Phys. Rev. D*. — 2023. — Vol. 107, no. 5. — P. 053001.