

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

На правах рукописи



A handwritten signature in black ink, appearing to read 'A. Vishneva', is located on the right side of the page. The signature is fluid and cursive, with a long horizontal stroke extending to the right.

Вишнева Алина Вадимовна

**Исследование фундаментальных свойств лептонов с
использованием данных эксперимента Borexino**

Специальность 1.3.15 —
«физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких
энергий»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2023

Работа выполнена в Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований.

Научный руководитель: **Смирнов Олег Юрьевич**
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Студеникин Александр Иванович**,
доктор физико-математических наук, профессор,
МГУ им. М. В. Ломоносова,
профессор

Хабибуллин Марат Марсович,
кандидат физико-математических наук,
ИЯИ РАН,
старший научный сотрудник

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу:

<https://dissertations.jinr.ru/ru/Councils/NuclearPhysicsCouncil>.

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

Ученый секретарь диссертационного
совета,
доктор физико-математических наук

Г. А. Карамышева

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Настоящая работа посвящена поиску в эксперименте *Boresino* редких процессов, связанных с двумя фундаментальными свойствами лептонов, а именно временем жизни электрона и магнитным моментом нейтрино.

Поиск распада электрона на нейтральные частицы является одним из наиболее чувствительных способов проверки одного из фундаментальных физических законов — закона сохранения электрического заряда (ЗСЭЗ). В Стандартной модели сохранение электрического заряда является следствием калибровочной инвариантности КЭД и напрямую связано с безмассовостью фотона. Наличие у фотона ненулевой массы, в свою очередь, делало бы возможным существование процессов, не сохраняющих электрический заряд, таких, как распад электрона на нейтральные частицы.

В рамках Стандартной модели невозможно построить непротиворечивую теорию, описывающую возможные отклонения от ЗСЭЗ[1; 2]: попытки построения перенормируемой теории с массивными фотонами предсказывают эффекты, противоречащие экспериментальным данным; явное несохранение заряда, связанное с массивностью фотона, приводит к катастрофическому испусканию продольных фотонов, уносящих всю энергию, выделившуюся при распаде. Поиск распада электрона, таким образом, является одним из надежных способов проверки Стандартной модели и поиска физики за ее пределами.

Ненулевой магнитный момент нейтрино, в свою очередь, возможен в Стандартной модели для нейтрино с ненулевой массой, даже при нулевом электрическом заряде. В этом случае взаимодействие нейтрино с электромагнитным полем происходит на однопетлевом уровне [3–5], что может привести к различным наблюдаемым эффектам. В Стандартной модели магнитный момент нейтрино примерно пропорционален его массе [5], и его ожидаемая величина, учитывая современные ограничения на сумму масс нейтрино [6], составляет менее $10^{-19} \mu_B$ ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ — магнетон Бора). Эта величина на много порядков меньше, чем чувствительность современных экспериментов, однако существуют модели, предсказывающие аномально большие значения μ_ν , находящиеся вблизи области чувствительности современных экспериментов [7–9].

Наиболее сильные ограничения на магнитный момент нейтрино (порядка $10^{-12} \mu_B$) получены из астрофизических наблюдений. Однако, эти ограничения носят косвенный характер и зависят от моделей эволюции звезды, и потому нуждаются в подтверждении через непосредственный поиск электромагнитного взаимодействия нейтрино в детекторах.

Дополнительную информацию об электромагнитных свойствах нейтрино может предоставить поиск антинейтрино от Солнца. Нейтрино с

ненулевым магнитным моментом при взаимодействии с фотоном претерпевает спин-ароматовую прецессию, заключающуюся в переворачивании спина и возможном изменении аромата нейтрино [10]. Этот процесс может привести к заметному изменению нейтринного потока при прохождении нейтрино через сильное магнитное поле. В зависимости от дираковской или майорановской природы нейтрино, последнее в результате спин-ароматовой прецессии переходит либо в стерильное состояние с противоположной спиральностью, либо в антинейтрино с несохранением начального аромата. Наблюдение солнечных антинейтрино, таким образом, было бы одновременно признаком наличия у нейтрино электромагнитных свойств и доказательством майорановской природы нейтрино.

Для поиска редких процессов, рассматриваемых в данной работе, проводится анализ наблюдаемого энергетического спектра с целью отделения сигнала от фона. Спектральный анализ заключается в подгонке измеренного энергетического распределения событий суммой сигнальных и фоновых спектральных компонент.

Наблюдаемые в *Wogexino* спектры представляют из себя распределения *эстиматоров энергии* — непосредственно наблюдаемых величин, на основе которых можно реконструировать энергию события. При построении модели каждого спектрального вклада его энергетическое распределение необходимо выразить в тех же единицах, что и исследуемые данные. При этом необходимо учитывать форму *энергетического отклика* детектора для данного вклада, т. е. распределение значений эстиматора для события данной энергии.

Модель спектра, наблюдаемого в детекторе, может быть построена путем полного моделирования взаимодействия частиц в детекторе методом Монте-Карло либо с помощью аналитической процедуры. Обеспечение достаточной точности спектральных форм при моделировании методом Монте-Карло достигается путем генерации большого числа частиц, значительно превышающего набранную статистику. Поскольку для описания данных *Wogexino* при энергиях до 250 кэВ требуется колоссальная статистика (примерно 10^{10} событий/кэВ на год набора данных), в этом случае оптимальнее использовать аналитическую модель отклика детектора.

Ранее аналитическая модель энергетического отклика использовалась в *Wogexino* для измерения потоков солнечных нейтрино от отдельных реакций и была оптимизирована для небольших энергетических диапазонов. Позднее возникли задачи, требующие рассмотрения широкой энергетической области — от 0,2 до 3 МэВ. Для описания данных в этом диапазоне возникла необходимость построения более точного аналитического описания энергетического отклика детектора.

Кроме того, аналитический подход ранее использовался для относительно небольших наборов данных, в течение которых состояние детектора

было сравнительно стабильным. При наборе данных в течение длительного времени наблюдаемые спектры испытывают искажение, связанное с постепенным выходом ФЭУ из строя. Как следствие, спектральные характеристики отдельных компонент становятся менее выраженными, из-за чего падает чувствительность эксперимента к искомому сигналу. Искажение спектра можно частично компенсировать за счет построения спектров в единицах эстиматоров энергии, нормированных на 2000 функционирующих ФЭУ. Использование нормализованных эстиматоров требует разработки соответствующей аналитической параметризации.

Разработка аналитической модели для нормализованных эстиматоров в широком диапазоне имеет первостепенное значение для одновременного анализа солнечных нейтрино от реакций протон-протонной цепи: данные, используемые для данной задачи, набраны в течение 5 лет II фазы эксперимента, в течение которых число функционирующих ФЭУ сократилось на 25%. Тот же набор данных и диапазон энергий использовались в рамках данной диссертационной работы для поиска электромагнитного взаимодействия нейтрино с электронами. Усовершенствование аналитической модели отклика детектора, таким образом, явилось одним из необходимых условий для получения ограничения на магнитный момент нейтрино.

Целью данной работы является проверка ЗСЭЗ и изучение электромагнитных свойств нейтрино с помощью данных эксперимента Borexino.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. улучшение аналитической параметризации энергетического отклика детектора для описания данных в широком энергетическом диапазоне;
2. разработка аналитической модели отклика детектора для энергетической переменной, нормированной на фиксированное количество функционирующих ФЭУ;
3. статистический анализ данных первых полутора лет II фазы эксперимента Borexino для поиска сигнала от распада электрона;
4. анализ данных II фазы эксперимента Borexino для получения предела на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино и использование полученного значения для расчета ограничений на магнитные моменты массовых и ароматовых состояний нейтрино;
5. анализ антинейтринных данных Borexino с 2007 по 2018 год для получения ограничения на поток солнечных антинейтрино;
6. расчет ограничения на магнитный момент солнечных нейтрино на основе данных о потоке антинейтрино и величине магнитного поля Солнца.

Научная новизна:

1. Впервые разработана аналитическая модель энергетического отклика жидкосцинтилляционного детектора, позволяющая анализировать большие объемы данных в энергетическом диапазоне от 0,2 до 3 МэВ с учетом изменяющихся условий детектирования.
2. Впервые получено ограничение на время жизни электрона, превышающее 10^{28} лет.
3. Впервые проведен поиск электромагнитного взаимодействия солнечных нейтрино от протон-протонной реакции.
4. Впервые получено ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино ниже $3 \times 10^{-11} \mu_B$.
5. Впервые получены ограничения на магнитные моменты мюонных и тау-нейтрино на уровне $10^{-11} \mu_B$.
6. Впервые использованы данные Borexino с 2007 по 2018 год для поиска антинейтрино от Солнца.

Практическая значимость:

1. Усовершенствованная аналитическая модель позволила значительно улучшить точность измерения потоков солнечных нейтрино [11], а также успешно использовалась для поиска редких процессов, например, нестандартных взаимодействий нейтрино [12].
2. Разработанная модель энергетического отклика может использоваться в других низкофоновых жидкосцинтилляционных экспериментах для анализа энергетических спектров электронов отдачи. Аналитический подход с варьируемыми параметрами отклика позволяет с хорошей точностью описывать энергетический спектр при большой набранной статистике. Этот метод особенно актуален для экспериментов на основе органических жидких сцинтилляторов, содержащих неустраняемую примесь ^{14}C , распады которого являются главным источником фона при энергиях до 250 кэВ, а также вносят искажения в спектр за счет наложения сигналов.
3. Увеличение предела на время жизни электрона на 2 порядка является подтверждением фундаментального закона сохранения электрического заряда.
4. Отсутствие сигнала, связанного с электромагнитным взаимодействием солнечных нейтрино в области чувствительности Borexino, является подтверждением Стандартной модели для электромагнитных свойств нейтрино.
5. Полученные результаты поиска редких процессов могут использоваться для постановки ограничений на параметры различных моделей, описывающих явления за пределами Стандартной модели.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана аналитическая модель энергетического отклика жидкосцинтилляционного детектора для широкого диапазона энергий, учитывающая изменение характеристик детектора со временем. Благодаря улучшенной модели стал возможен анализ данных Borexino, набранных в течение нескольких лет, в диапазоне от 0,2 до 3 МэВ.
2. Получено ограничение на время жизни электрона для гипотетического распада на фотон и нейтрино: $\tau_e \geq 6,6 \times 10^{28}$ лет (90% У. Д.).
3. Получено ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино: $\mu_\nu^{\text{eff}} \leq 2,8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У. Д.).
4. Получено ограничение на вероятность конверсии солнечных нейтрино в антинейтрино: $p_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} < 7,2 \times 10^{-5}$ (90% У. Д.).

Достоверность. Разработанная в рамках данной работы улучшенная аналитическая модель отклика детектора показала хорошее согласие с полным моделированием методом Монте-Карло при измерении потоков солнечных нейтрино от протон-протонной цепи. Значения скоростей счета солнечных нейтрино, измеренные с использованием полного моделирования и аналитической модели, совпадают в пределах статистической погрешности. Результаты поиска редких процессов, полученные в данной работе, находятся в согласии со Стандартной моделью и другими экспериментами по поиску аналогичных процессов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях и семинарах:

1. Постер «Test of the electric charge conservation law with Borexino detector» / VI International Pontecorvo Neutrino Physics School. Horny Smokovec, Словакия, 27 августа — 4 сентября 2015.
2. Семинар «Проверка закона сохранения электрического заряда по данным детектора Borexino» / ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 25 сентября 2015.
3. Секционный доклад «Test of the electric charge conservation law with Borexino detector» / International conference on particle physics and astrophysics. Москва, Россия, 5-10 октября 2015.
4. Семинар «Study of the electron lifetime limit using the Borexino data» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 29 октября 2015.
5. Секционный доклад «New limit on the electron lifetime in the Borexino experiment» / AYSS-2016. Дубна, Россия, 14-18 марта 2016.
6. Постер «Test of the electric charge conservation law in the Borexino experiment» / XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino-2016). Лондон, Великобритания, 4-9 июля 2016.

7. Семинар «Analytical approach to the description of the solar neutrino data of Borexino experiment» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 7 декабря 2016.
8. Секционный доклад «Effective neutrino magnetic moment limit from Borexino data» / AYSS-2018. Дубна, Россия, 23-27 апреля 2018.
9. Постер «Limits on the neutrino magnetic moments from Borexino Phase-II solar neutrino data» / XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino-2018). Гейдельберг, Германия, 4-9 июня 2018.
10. Пленарный доклад «Limits on neutrino magnetic moments from the spectral analysis of the Borexino Phase-II data» / 5th international solar neutrino conference. Дрезден, Германия, 11-15 июня 2018.
11. Секционный доклад «New constraints on magnetic moments of solar neutrinos in Borexino» / IV international conference on particle physics and astrophysics. Москва, Россия, 22-26 октября 2018.
12. Постер «Studies of non-standard neutrino properties with Borexino detectors» / Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP-2019). Тояма, Япония, 9-13 сентября 2019.
13. Семинар «Studies of non-standard neutrino properties with Borexino» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 28 ноября 2019.
14. Семинар «Новые результаты поиска редких событий в эксперименте Borexino» / ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 12 февраля 2020.
15. Секционный доклад «Borexino solar neutrino data as a probe of non-standard neutrino properties» / Conference on Neutrino and Nuclear Physics (CNNP2020). Кейптаун, ЮАР, 24-28 февраля 2020.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в работе по улучшению аналитической модели отклика детектора, включая разработку и валидацию программного обеспечения для анализа данных эксперимента. Также автор осуществил статистический анализ данных эксперимента для получения основных физических результатов, приведенных в данной работе.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 3 — в тезисах докладов.

Диссертационная работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ № 075-15-2020-778 в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта "Наука".

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 133 страницы текста, включая 19 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 148 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируются цели, ставятся задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена описанию эксперимента Borexino. В ней описывается строение детектора, его основные характеристики, механизмы детектирования и идентификации частиц, а также перечисляются основные источники нейтрино и радиоактивного фона в области чувствительности детектора.

Borexino — жидкосцинтилляционный детектор большого объема, в котором свет, излучаемый при взаимодействии частиц с веществом детектора, регистрируется фотоэлектронными умножителями (см. рис. 1). 278 тонн жидкого сцинтиллятора на основе псевдокумола содержатся в нейлоновом резервуаре, окруженном буферной жидкостью. Вся эта система заключена в стальную сферу, на поверхности которой смонтированы фотоумножители. Сфера, в свою очередь, погружена в резервуар с водой, который служит как пассивной защитой от внешней радиации, так и активной вето-системой для идентификации космических мюонов, пролетающих через детектор.

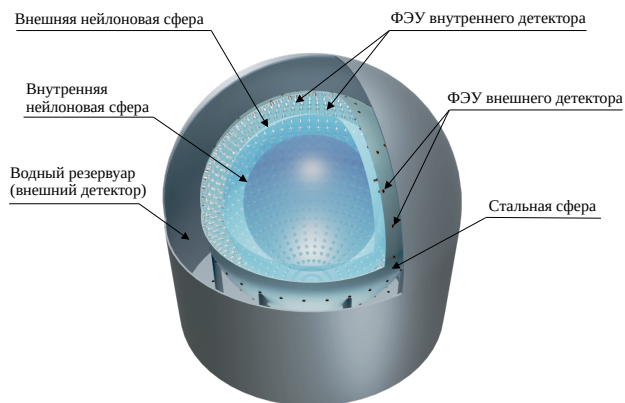


Рис. 1 — Схема детектора Borexino

Основными источниками нейтрино в области чувствительности эксперимента являются солнечные нейтрино, образующиеся в термоядерных реакциях протон-протонной цепи (около 99% полного энерговыделения Солнца) и CNO-циклка (около 1%). К основным источникам антинейтрино

в Borexino относятся геонейтрино и реакторные антинейтрино. Поскольку антинейтрино регистрируются через реакцию обратного β -распада (ОБР) с порогом 1,8 МэВ, из всех возможных источников геонейтрино Borexino может регистрировать только вклады от цепочек распада ^{238}U и ^{232}Th .

Источники радиоактивного фона в Borexino можно разделить на три категории: внешний и поверхностный фон, внутренняя остаточная радиоактивность в сцинтиллирующем объеме, а также космогенный фон. Внешний фон в основном представлен γ -излучением, испускаемым при распаде ядер ^{208}Tl , ^{214}Bi и ^{40}K в материалах детектора. Поверхность нейлоновой сферы, содержащей внутренний сцинтилляционный объем, вносит вклад в фоновое излучение за счет распада осаждающегося на нее ^{210}Pb и его дочерних ядер. Уровень внешнего и поверхностного фона значительно снижается по мере приближения к центру детектора, поэтому его вклад в данные можно существенно сократить за счет пространственного отбора событий.

Остаточная радиоактивность сцинтиллятора в основном представлена β -распадами ^{14}C и ^{85}Kr , а также распадами дочерних ядер ^{238}U , из которых основной интерес представляют β -распады ^{210}Bi и α -распады ^{210}Po . Также α -частицы, излучаемые в распаде ^{210}Po , вызывают (α , n)-реакции, являющиеся существенным источником фона для антинейтрино.

Космогенный фон вызван пролетом космических мюонов через внутренний детектор. Большая часть рождающихся при этом короткоживущих изотопов исключается мюонным ветом, оставляя небольшой вклад ^9Li и ^8He , распады которых могут имитировать антинейтринный сигнал. Также при взаимодействии мюонов с ядрами углерода образуется долгоживущий изотоп ^{11}C , являющийся основным фоном для солнечных нейтрино в области 1–2 МэВ.

Регистрация нейтрино и других частиц в Borexino происходит посредством детектирования фотоумножителями светового сигнала, вызываемого взаимодействием частиц со сцинтиллятором. Заряженные частицы (электроны, позитроны, α -частицы) возбуждают молекулы сцинтиллятора напрямую, при этом в свет переходит только часть переданной энергии. Зависимость выхода света от энергии частицы имеет нелинейный характер и в рассматриваемом диапазоне энергий (до 3 МэВ) описывается моделью Биркса [13]. Регистрация нейтрино осуществляется через упругое комптоновское рассеяние на электронах; электроны, излучающие в сцинтилляторе энергию, переданную им при комптоновском рассеянии, называются *электронами отдачи*. Антинейтрино регистрируются через реакцию обратного β -распада, в результате которой образуются два сигнала с задержкой во времени. Быстрый сигнал излучается при взаимодействии позитрона со сцинтиллятором и его последующей аннигиляции, а задержанный сигнал связан с захватом нейтрона на ядре водорода.

Поиск таких задержанных совпадений позволяет эффективно отделить антинейтринные кандидаты от фоновых событий.

Отбор данных для анализа спектров электронов отдачи производится по следующим критериям. Мюонное вето, задачей которого является исключение данных, ассоциированных с космическими мюонами, применяется на основе данных, набранных внешним водно-черенковским детектором. Длительность вето составляет 2 мс для мюонов, пролетающих только через внешний детектор, и 300 мс для мюонов, проходящих через сцинтиллятор и/или буфер.

Доверительный объем выделяется внутри сцинтилляционного объема на основе реконструированных координат событий для частичного исключения внешней и поверхностной радиоактивности. Для задач, описанных в данной работе, отбираются события в радиусе 3,02 м от центра детектора с дополнительным условием на вертикальную координату: $|z| < 1,67$ м.

Для некоторых источников фона возможна также пособытийная идентификация. Отделение событий, вызванных электронами, позитронами и α -частицами, производится посредством дискриминации по временной форме сигнала. Космогенный изотоп ^{11}C с эффективностью $\sim 90\%$ идентифицируется посредством поиска тройных совпадений. Он образуется при выбивании нейтрона из ядра ^{12}C в результате пролета космического мюона через сцинтиллятор; для идентификации таких событий ведется поиск пролета мюона через внутренний детектор, захвата нейтрона на водороде и сцинтилляционного события, вызванного распадом ядра ^{11}C .

Критерии отбора антинейтринных кандидатов включают в себя ограничения на видимую энергию быстрого и задержанного сигналов, время запаздывания и расстояние между сигналами. На задержанный сигнал также накладывается критерий α/β -дискриминации по форме сигнала для исключения фоновых событий, имитирующих искомые двойные совпадения. Также для отбора антинейтринных событий применяется мюонное вето и выделение доверительного объема. Длительность вето для мюонов, пересекающих внутренний детектор, имеет большую длительность по сравнению с применяемым для электронов отдачи, и составляет 2 секунды. Пространственный отбор исключает события, находящиеся ближе, чем в 30 см от реального положения нейлонового резервуара, содержащего сцинтиллятор. Положение резервуара определяется по пространственному распределению сигналов поверхностной радиоактивности. Также для исключения вклада неидентифицированных мюонов, которые могли образовать больше одного нейтрона, отбор проходят только кандидаты, не содержащие больше одного высокоэнергетического события в окрестности задержанного сигнала [14].

Вторая глава посвящена описанию аналитической модели энергетического отклика жидкосцинтилляционного детектора применительно к Vorexino.

Для задач, изложенных в данной работе, применяется эстиматор энергии N_p — число ФЭУ, сработавших в определенном временном окне. Энергетический отклик для этой переменной описывается масштабированным распределением Пуассона:

$$P(N_p|\mathcal{N},\sigma) = \frac{\mu^{sN_p}}{\Gamma(sN_p + 1)} e^{-\mu}, \quad (1)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера, а параметры s и μ определяются через среднее значение \mathcal{N} и вариацию σ_{N_p} :

$$\mathcal{N} = \frac{\mu}{s}, \quad \sigma_{N_p}^2 = \frac{\mu}{s^2}.$$

Среднее значение эстиматора N_p рассчитывается через полный заряд, собранный ФЭУ (N_{pe}):

$$N_{pe} = Y_{pe} (E \cdot Q_{\text{eff}}(E) + f_{\text{Ch}} \cdot F_{\text{Ch}}(E)), \quad (2)$$

$$\mathcal{N} = N_{\text{live}} \left(1 - e^{-\frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}}} \right) \left(1 - g_C \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}} \right), \quad (3)$$

где Y_{pe} — световойход в единицах ф. э./МэВ, Q_{eff} — эффективный фактор гашения, F_{Ch} — вклад черенковского излучения, f_{Ch} — нормировочный коэффициент, N_{live} — число функционирующих ФЭУ, g_C — геометрическая поправка. Энергетическая зависимость $Q_{\text{eff}}(E)$ получена из анализа данных калибровочной кампании [15]. Параметризация вклада черенковского излучения $F_{\text{Ch}}(E)$, а также значения f_{Ch} и g_C получены из моделирования; световойход Y_{pe} является свободным подгоночным параметром.

Вариация энергетического отклика σ_{N_p} складывается из нескольких составляющих: статистической части, вклада пространственной и временной неоднородности, а также внутреннего разрешения сцинтиллятора.

$$\begin{aligned} \sigma_{N_p}^2(\mathcal{N}) &= \mathcal{N} (1 - p_1 (1 + v_1)) + \\ &+ \mathcal{N}^2 (v_f + v_T^0 \mathcal{N} + v_f v_T^0 \mathcal{N}) + \mathcal{N} v_N, \end{aligned} \quad (4)$$

где $p_1 = \mathcal{N}/N_{\text{live}}$ — вероятность наличия сигнала на ФЭУ. Три вклада в вариацию характеризуются параметрами v_1 , v_T^0 и v_N . Значение $v_1 = 0,16$ получено из моделирования, остальные параметры оптимизируются в спектральной подгонке.

Более точная параметризация, разработанная для широкого энергетического диапазона, включает в себя два основных улучшения:

- учет части одноэлектронного отклика ФЭУ под порогом;
- вклад вариации собранного заряда, связанной с неоднородностью светосбора.

Часть одноэлектронного отклика под порогом (p_t) по результатам тестирования ФЭУ составляет 12% [16]. С учетом соответствующего увеличения вероятности отсутствия сигнала на ФЭУ функция (3) принимает вид:

$$\mathcal{N} = N_{\text{live}} \left(1 - e^{-\frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}}} \left[1 + p_t \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}} \right] \right) \left(1 - g_C \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}} \right). \quad (5)$$

Для учета вклада в вариацию N_p , связанного с неоднородностью светосбора, необходимо выразить его через вариацию собранного заряда. Дифференцируя (3) по N_{pe} , получаем $\delta N_p = p_0 \cdot \delta N_{pe}$, где $p_0 = e^{-\mu_0}$ — вероятность отсутствия сигнала на ФЭУ, $\mu_0 = N_{pe}/N_{\text{live}}$ — среднее число фотоэлектронов на ФЭУ. Тогда относительная вариация числа сработавших ФЭУ принимает вид:

$$\begin{aligned} v &\simeq \left(\frac{\delta N_p}{N_p} \right)^2 = p_0^2 \cdot \left(\frac{\delta N_{pe}}{N_{pe}} \right)^2 \cdot \left(\frac{N_{pe}}{N_p} \right)^2 = \\ &= v_q \left(p_0 \cdot \frac{\mu_0 \cdot N_{\text{live}}}{p_1 \cdot N_{\text{live}}} \right)^2 = v_q \left(\frac{\mu_0 p_0}{p_1} \right)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

где $v_q \equiv (\delta N_{pe}/N_{pe})^2$ — относительная вариация заряда. Значение параметра $v_q = 7,0$ получено из моделирования равномерно распределенных по объему детектора событий; при подгонке экспериментальных данных оно фиксируется на полученном значении.

Полная вариация $\sigma_{N_p}^2$ для широкого диапазона, таким образом, приобретает вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{N_p}^2(\mathcal{N}) &= \mathcal{N} (1 - p_1(1 + v_1)) + \\ &+ \mathcal{N}^2 (v_f + v_T^0 \mathcal{N} + v_f v_T^0 \mathcal{N}) + \\ &+ \mathcal{N} v_N + \mathcal{N}^2 \frac{\mu_0^2 p_0^2}{p_1^2} v_q. \end{aligned} \quad (7)$$

Для работы с данными, набранными в течение длительного времени, например, для полной II фазы, используется нормализованный эстиматор энергии N_p^{norm} , определяемый как

$$N_p^{\text{norm}} = \left[\frac{2000}{N_{\text{live}}} \cdot N_p \right], \quad (8)$$

где квадратные скобки означают целую часть. Преобразование энергии в среднее значение эстиматора производится по формулам (2) и (5), отличающимся от случая ненормализованной переменной только значениями световых выходов Y_{pe} и геометрической поправки g_C .

Отклик детектора для переменной N_p^{norm} также описывается масштабируемым распределением Пуассона (1). Поскольку число функционирующих ФЭУ для нормализованной переменной постоянно, вклад v_f

в полной вариации отсутствует:

$$\sigma_{N_p^{\text{norm}}}^2(\mathcal{N}) = \frac{2000}{\langle N_{\text{live}} \rangle} \mathcal{N} (1 - p_1(1 + v_1)) + \mathcal{N}^3 v_T^0 + \mathcal{N} v_N + \mathcal{N}^2 \frac{\mu_0^2 p_0^2}{p_1^2} v_q, \quad (9)$$

где $\langle N_{\text{live}} \rangle$ — среднее значение N_{live} за время набора данных.

Из-за целочисленной природы переменной N_p ее преобразование к нормализованной форме (8) приводит к образованию промежутков в получившихся распределениях N_p^{norm} . Для воспроизведения структуры промежутков в модели спектра создается дискретная функция $\xi(N_p^{\text{norm}})$, представляющая из себя сумму равномерных распределений в диапазоне $[0; N_{\text{live}}]$, нормированных на 2000 функционирующих ФЭУ и взвешенных с распределением значений N_{live} за время набора данных:

$$\xi(N_p^{\text{norm}}) = \sum_{N_i \in N_{\text{live}}} \sum_{n=0}^{N_i} f_{N_{\text{live}}}(N_i) \cdot \delta \left(N_p^{\text{norm}}, \left[n \cdot \frac{2000}{N_i} \right] \right), \quad (10)$$

где $f_{N_{\text{live}}}$ — нормированное на единицу распределение числа функционирующих ФЭУ для рассматриваемого периода набора данных; N_i — значение N_{live} в диапазоне $f_{N_{\text{live}}}$; $\delta(m, n)$ — дельта Кронекера. Пример построения функции $\xi(N_p^{\text{norm}})$ для полной II фазы представлен на рис. 2.

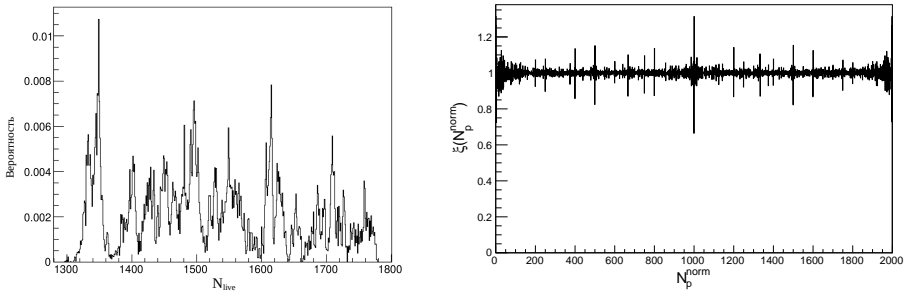


Рис. 2 — Слева: распределение N_{live} для временного периода, соответствующего II фазе набора данных. Справа: функция $\xi(N_p^{\text{norm}})$ для того же периода.

Аналитическая модель отдельной спектральной компоненты может быть получена путем умножения энергетического спектра в единицах эstimатора энергии на функцию отклика детектора. Затем необходимо произвести свертку получившегося распределения со спектром темнового шума (шумовые события записываются с помощью триггера, срабатывающего в случайные моменты времени); для нормализованной переменной N_p необходимо также умножить спектр на функцию (10).

Модель спектра, наблюдаемого вorexino, представляет из себя взвешенную сумму отдельных спектральных компонент. Нормировка спектральной компоненты в данном случае является скоростью счета соответствующего процесса, умноженной на доверительную массу и время экспозиции. Распределение N_p или N_p^{norm} подгоняется моделью спектра методом максимального правдоподобия.

Третья глава посвящена проверке закона сохранения электрического заряда с использованием данныхorexino.

В качестве искомого процесса, нарушающего закон сохранения заряда, рассматривается распад электрона на фотон и нейтрино:

$$e \rightarrow \gamma \nu_e. \quad (11)$$

Сигналом, поиск которого ведется в данныхorexino, является моноэнергетический фотон с энергией 256 кэВ, что соответствует половине массы электрона. Модель сигнала моделируется методом Монте-Карло с помощью пакета *g4bx2* [17] на основе GEANT4. Моделирование сигнала производится во всем сцинтиллирующем объеме детектора с последующим пространственным отбором данных по реконструированным координатам.

Для поиска распада электрона использовался набор данных, набранный с января 2012 года по май 2013 года, что составляет в общей сложности 408 дней живого времени. Основные критерии отбора, примененные к набранным данным, включают в себя мюонное вето и доверительный объем.

В анализе использовались ненормализованные эstimаторы энергии $N_p^{\text{dt}1}$ и $N_p^{\text{dt}2}$, соответствующие количеству сработавших ФЭУ за первые 230 и 400 нс записанного события, соответственно. Спектральная подгонка данных производилась в диапазоне от 61 до 219 $N_p^{\text{dt}1}$, что соответствует энергиям от 164 до 590 кэВ на шкале электронов отдачи. Основными вкладами в спектр в этом энергетическом диапазоне являются солнечные нейтрино от реакций pp , ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и CNO-цикла, а также фон от радиоактивных распадов ${}^{14}\text{C}$, ${}^{85}\text{Kr}$, ${}^{210}\text{Bi}$ и ${}^{210}\text{Po}$ в сцинтилляторе и наложение сигналов.

Вклад наложения сигналов представлен в модели как отдельная спектральная компонента, искусственно полученная из реальных данных, используемых в анализе [18]. Для ограничения вклада наложенных сигналов используется нормировка спектра, полученная при построении данной компоненты. Также в подгоночной модели ограничены скорости счета солнечных нейтрино и распадов ${}^{14}\text{C}$. Скорости счета солнечных нейтрино ограничены на значениях, предсказываемых Стандартной моделью Солнца [19].

Ограничение на скорость счета ${}^{14}\text{C}$ получено из подгонки т. н. *данных второго кластера*, т. е. сцинтилляционных событий, следующих за кластером срабатываний ФЭУ, спровоцировавшим срабатывание триггера, в том же временном окне записи данных. Поскольку спектр событий

второго кластера не искажен эффективностью срабатывания триггера при низких энергиях, его аппроксимация позволяет описать форму спектра ^{14}C с большей точностью, чем в случае с обычными данными.

Для поиска распада электрона скорость счета искомого сигнала фиксировалась на наборе значений от 0 до 5 отсчетов в день на 100 тонн. Для каждого уровня сигнала производилась спектральная подгонка данных методом максимального правдоподобия. Из профиля функции правдоподобия, полученного из серии подгонок спектра, вычислялось предельное значение величины сигнала, соответствующее уровню доверия 90%. Верхний предел на скорость счета искомого сигнала составил $1,23 \text{ д}^{-1}/100 \text{ тонн}$. Подгонка спектра в единицах $N_p^{\text{dt}1}$ моделью с предельным уровнем сигнала показана на рисунке 3.

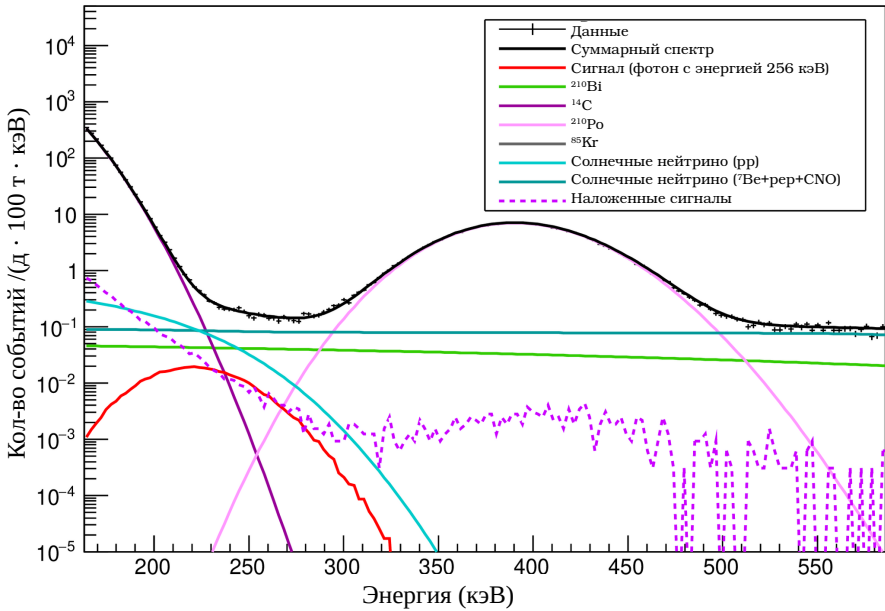


Рис. 3 — Пример подгонки экспериментального спектра. Красным обозначен искомый сигнал от распада электрона, другие цвета соответствуют ключевым источникам фона. Скорость счета распада электрона $1,23 \text{ д}^{-1}/100 \text{ тонн}$.

Основными источниками систематических погрешностей являются выбор эстиматора энергии и неопределенность положения сигнала на энергетической шкале, связанная с определением величины световыхода. Результирующий профиль вероятности является взвешенной суммой

распределений вероятности, полученных для различных значений световых выходов и с различными эстиматорами энергии. Веса, соответствующие каждому вкладу, определяются вероятностью получения данного значения световых выходов; эстиматорам энергии N_p^{dt1} и N_p^{dt2} назначены одинаковые веса.

Учет систематических погрешностей ухудшает результат примерно на 8%; предельное значение скорости счета распада электрона с учетом систематических неопределенностей составляет $1,33 \text{ д}^{-1}/100$ тонн при уровне доверия 90%. Это соответствует нижнему пределу на время жизни электрона $\tau_{e \rightarrow \gamma \nu_e} \geq 6,6 \times 10^{28}$, что на данный момент является лучшим ограничением [6].

Четвертая глава посвящена поиску электромагнитного взаимодействия солнечных нейтрино в детекторе Bogexino. Ожидается, что нейтрино с ненулевым магнитным моментом может рассеиваться на электронах через обмен фотоном. Искомым сигналом в данном случае было бы искажение спектра электронов отдачи за счет электромагнитного вклада в сечение нейтрино-электронного рассеяния.

В качестве сигнала рассматривается электромагнитное взаимодействие с электронами в сцинтилляторе солнечных нейтрино от реакций с наибольшими скоростями счета — pp и ${}^7\text{Be}$. Сечение электромагнитного рассеяния нейтрино на электроне пропорционально квадрату магнитного момента, который, в общем случае, может отличаться для различных ароматов и массовых состояний нейтрино. Поскольку солнечные нейтрино, рассматриваемые в данной задаче, представляют из себя смесь ароматов, искомой величиной здесь является *эффективный магнитный момент* для данного соотношения нейтринных ароматов.

В анализе использованы данные, набранные в течение II фазы эксперимента Bogexino (14 декабря 2011 года — 21 мая 2016 года, 1291,51 дней живого времени), и переменная N_p^{dt1} , нормированная на 2000 «живых» ФЭУ. Отбор данных производился с теми же критериями отбора, что и для поиска распада электрона.

Поиск электромагнитного взаимодействия нейтрино производился в расширенном энергетическом диапазоне — от 85 до 900 нормированных N_p^{dt1} , что соответствует энергиям от 0,19 до 2,93 МэВ. Этот диапазон охватывает основные источники солнечных нейтрино (pp , ${}^7\text{Be}$, pep , CNO), остаточную радиоактивность сцинтиллятора (распады ${}^{14}\text{C}$, ${}^{85}\text{Kr}$, ${}^{210}\text{Bi}$ и ${}^{210}\text{Po}$), а также внешнее γ -излучение и β^+ -распады космогенного ${}^{11}\text{C}$.

Ограничения на скорости счета ${}^{14}\text{C}$ и наложенных сигналов получены теми же методами, что и в работе по поиску распада электрона, описанной в **третьей главе**. Также было наложено ограничение на вклад слабого взаимодействия солнечных нейтрино с использованием данных радиохимических экспериментов (подробнее этот метод ограничения параметров описан в **Приложении А**).

Методика статистического анализа данных аналогична использованной для поиска распада электрона: проводилась серия подгонок данных моделью, включавшей вклад электромагнитного взаимодействия нейтрино для значений магнитного момента от 0 до $7 \times 10^{-11} \mu_B$. Предел на магнитный момент вычислялся из полученного профиля функции правдоподобия и составил $2,6 \times 10^{-11} \mu_B$ для уровня доверия 90%. Пример спектральной подгонки моделью с предельным уровнем сигнала представлен на рис. 4.

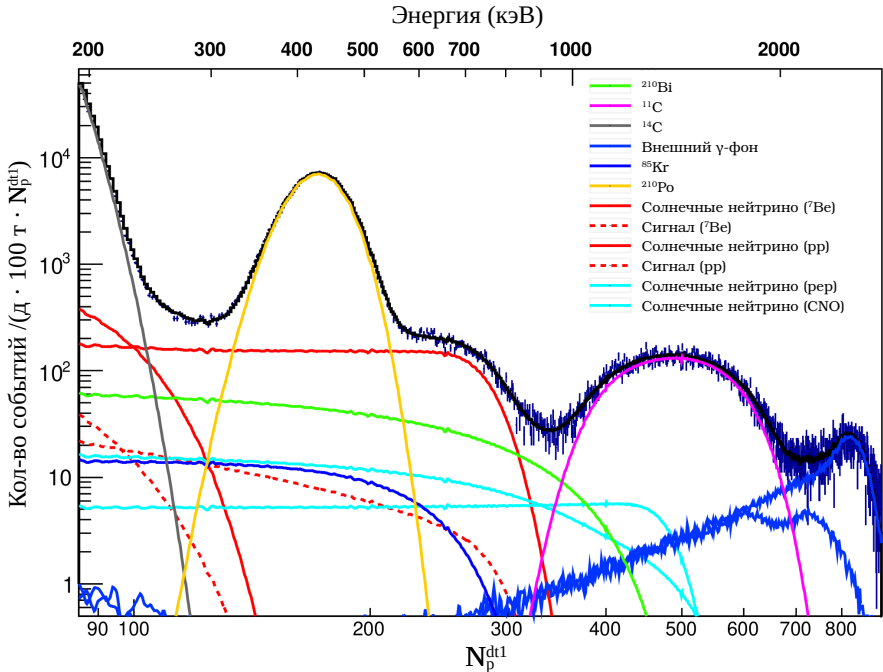


Рис. 4 — Пример спектральной подгонки данных 2 фазы эксперимента Bogerino моделью с эффективным магнитным моментом нейтрино на уровне $2,6 \times 10^{-11} \mu_B$. Вклад электромагнитного взаимодействия солнечных нейтрино от реакций pp и ${}^7\text{Be}$ обозначен пунктирными линиями.

Основными источниками систематических погрешностей являются выбор эstimатора энергии ($N_p^{\text{dt}1}$ или $N_p^{\text{dt}2}$), способ учета наложения сигналов (свертка со спектром темнового шума или использование синтетической спектральной компоненты) и выбор модели, предсказывающей потока солнечных нейтрино в предположении высокого или низкого содержания тяжелых элементов в Солнце. Статистический анализ был повторен для всех конфигураций модели, и результирующий профиль вероятности рассчитывается как взвешенная сумма индивидуальных профилей для

каждой модели. Получившийся с учетом систематических неопределенностей верхний предел на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино составил $2,8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У. Д.)

Используя параметры осцилляций солнечных нейтрино [20], из полученного значения эффективного магнитного момента можно получить ограничения на магнитные моменты отдельных ароматовых и массовых состояний нейтрино, а также переходные магнитные моменты, характеризующие амплитуду электромагнитного взаимодействия нейтрино с изменением аромата.

Значения магнитных моментов нейтрино каждого вида рассчитаны в предположении, что другие вклады в $\mu_{\text{эфф}}^2$ равны нулю. Ограничения на магнитные моменты в единицах $10^{-11} \mu_B$, соответствующие уровню доверия 90%, составляют:

$$|\mu_{11}| < 3,4; \quad |\mu_{22}| < 5,1; \quad |\mu_{33}| < 18,7; \quad (12)$$

$$|\mu_{12}| < 2,8; \quad |\mu_{23}| < 3,4; \quad |\mu_{13}| < 5,0; \quad (13)$$

$$|\mu_{\nu_e}| < 3,9; \quad |\mu_{\nu_\mu}| < 5,8; \quad |\mu_{\nu_\tau}| < 5,8. \quad (14)$$

Пятая глава посвящена поиску антинейтрино от Солнца. В качестве искомого сигнала рассматриваются антинейтрино, образовавшиеся в результате взаимодействия солнечных нейтрино от реакции ${}^8\text{B}$ с магнитным полем Солнца за счет спин-ароматовой прецессии. Поскольку вероятность конверсии ($\nu - \bar{\nu}$) не зависит от энергии, форма ожидаемого антинейтринного спектра совпадает с формой изначального спектра нейтрино.

Для поиска сигнала использовался спектр антинейтринных кандидатов, набранный с декабря 2007 по май 2018 года, что соответствует 2485 дням живого времени. При построении спектра учитывалась только быстрая (позитронная) часть сигнала обратного β -распада, а в качестве эstimатора энергии использовалась переменная N_{pe} (полный заряд, собранный ФЭУ), нормализованная на 2000 функционирующих ФЭУ.

Спектральная подгонка антинейтринных данных проводилась в диапазоне от 350 до 3800 N_{pe}^{norm} (от 1,8 до 7,8 МэВ в пересчете на энергию нейтрино). В этом диапазоне энергий основными вкладами в антинейтринный спектр являются геонейтрино и антинейтрино от ядерных реакторов, а также источники фона, имитирующие сигнал ОБР: короткоживущие космогенные изотопы ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, (α, n)-реакции и случайные совпадения. Ожидаемые спектры сигнала и фоновых компонент моделировались методом Монте-Карло с помощью пакета *g4bx2* [17].

Для получения профиля функции правдоподобия число солнечных антинейтрино за время экспозиции фиксировалось на значениях от 0 до 20. Предел на число сигнальных событий за время набора данных, соответствующий 90% уровню доверия, составил $S_{\text{lim}} = 13,3$.

Более сильное ограничение получено с учетом энергетического диапазона от 7,8 до 15,8 МэВ, в котором содержится 36% ожидаемого сигнала и за время набора данных не было обнаружено ни одного антинейтринного кандидата. Предельное число солнечных антинейтрино в расширенном диапазоне составляет 6,1 для уровня доверия 90%, что соответствует потоку солнечных антинейтрино от реакции ${}^8\text{B}$ на уровне $\Phi_{\bar{\nu}} < 390,8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Разделив это значение на предсказание Стандартной модели Солнца для потока солнечных нейтрино от реакции ${}^8\text{B}$ [19], можно получить вероятность конверсии ($\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$):

$$p_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} < 7,2 \times 10^{-5} \text{ (90\% У. Д.)} \quad (15)$$

Используя информацию о величине магнитных полей внутри Солнца и параметрах нейтринных осцилляций, из полученного значения вероятности конверсии (15) можно получить ограничение на магнитный момент нейтрино. Отдельно рассмотрены случаи взаимодействия с магнитным полем в ядре Солнца и в конвективной зоне. Эти два случая отличаются тем, что в ядре ожидается преимущественно вклад поперечной компоненты стабильного тороидального поля, в то время как в конвективной зоне возможны более сильные турбулентные поля, напряженность которых меняется на масштабе порядка длины нейтринных осцилляций, что может привести к нарушению адиабатического режима осцилляций.

В настоящее время сведения о напряженности магнитного поля в ядре Солнца включают в себя только верхние ограничения. Самые сильные ограничения на B_{\perp} , основанные на наблюдениях, получены из анализа вклада магнитного поля в асферичность Солнца [21; 22] и составляют $B_{\perp} < 7 \text{ МГс}$. Наиболее сильные теоретические ограничения, связанные с требованием стабильности вращающегося тороидального магнитного поля на временном масштабе порядка возраста Солнца, составляют $B_{\perp} < 600 \text{ Гс}$ [23].

Используя выражение для вероятности конверсии $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ из работы [24], для наиболее оптимистичного случая ($B_{\perp} = 7 \text{ МГс}$) можно получить ограничение на магнитный момент нейтрино на уровне $\mu_{\nu} < 1,08 \times 10^{-12} \mu_{\text{В}}$ (90% У. Д.), что превышает наиболее сильные ограничения, полученные из астрофизических наблюдений [25].

В конвективной зоне Солнца напряженность магнитного поля, соответствующая наблюдаемой скорости конвективного потока, составляет порядка 10^4 Гс [26]. Используя выражение для вероятности конверсии, полученное в работе [27] с учетом нарушения адиабатического режима нейтринных осцилляций в конвективной зоне, можно получить следующее ограничение на магнитный момент нейтрино:

$$\mu_{\nu} < 3,4 \times 10^{-11} \mu_{\text{В}} \quad (90\% \text{ У. Д.}) \quad (16)$$

В заклучении приведены основные результаты работы, которые за-
ключаются в следующем:

1. Улучшена аналитическая модель энергетического отклика детектора *Wogexino*. Во-первых, разработана более точная параметризация энергетической шкалы, учитывающая подпороговую часть одноэлектронного отклика ФЭУ. Во-вторых, добавлен вклад в вариацию отклика детектора, связанный с неоднородностью светосбора. Новая параметризация позволяет описывать энергетический спектр эксперимента *Wogexino* в диапазоне от 0,2 до 3 МэВ.
2. Разработан метод описания данных *Wogexino*, набранных за длительный период времени в условиях изменяющихся характеристик детектора. Благодаря этому стало возможно анализировать полный набор данных II фазы *Wogexino*, в течение которого количество функционирующих ФЭУ снизилось на 25%.
3. На наборе данных, охватывающем первые полтора года II фазы эксперимента *Wogexino* получен новый нижний предел на время жизни электрона для гипотетического распада $e \rightarrow \nu_e \gamma$. Предел составляет $6,6 \times 10^{28}$ лет при уровне доверия 90% и является самым сильным ограничением на время жизни электрона на данный момент.
4. Благодаря усовершенствованной аналитической модели отклика детектора был получен верхний предел на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино с использованием полного набора данных II фазы эксперимента. Ограничение составляет $2,8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У. Д.); на основе этого результата рассчитаны ограничения на магнитные моменты массовых и ароматовых состояний нейтрино. Благодаря сравнительно низкому энергетическому порогу получены гораздо более сильные ограничения на магнитные моменты мюонных и тау-нейтрино по сравнению с результатами ускорительных экспериментов. Предел на магнитный момент электронных нейтрино незначительно уступает лучшему мировому результату, но есть все основания полагать, что использование данных I фазы эксперимента *Wogexino* позволит получить более сильное ограничение за счет практически вдвое большей статистики и лучшего энергетического разрешения по сравнению с данными II фазы.
5. Электромагнитные свойства нейтрино также исследованы с использованием антинейтринных данных *Wogexino* с 2011 по 2018 год — на этом наборе данных проведен поиск солнечных антинейтрино, которые могли образоваться в результате спин-ароматовой прецессии при взаимодействии с магнитным полем Солнца. Ограничение на поток антинейтрино получено с использованием информации о форме спектров искомого

сигнала и источников фона. Полученный результат соответствует вероятности конверсии нейтрино-антинейтрино на уровне $< 7,2 \times 10^{-5}$ (90% У. Д.).

Публикации автора по теме диссертации

1. A test of electric charge conservation with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — P. 231802. — arXiv: 1509.01223 [hep-ex].
2. Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 96, no. 9. — P. 091103. — arXiv: 1707.09355 [hep-ex].
3. First Simultaneous Precision Spectroscopy of pp , ${}^7\text{Be}$, and pep Solar Neutrinos with Borexino Phase-II / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 100, no. 8. — P. 082004. — arXiv: 1707.09279 [hep-ex].
4. Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino / M. Agostini [et al.] // Astropart. Phys. — 2021. — Vol. 125. — P. 102509. — arXiv: 1909.02422 [hep-ex].
5. Test of the electric charge conservation law with Borexino detector / A. Vishneva [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2016. — Vol. 675, no. 1. — P. 012025.
6. Test of the electron stability with the Borexino detector / A. Vishneva [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — Vol. 888, no. 1. — P. 012193.
7. Limit on the effective magnetic moment of solar neutrinos using Borexino data / A. Vishneva [et al.] // Proceedings, 5th International Solar Neutrino Conference: Dresden, Germany, June 11-14, 2018 / ed. by M. Meyer, K. Zuber. — 2019. — P. 301–311.

Список литературы

1. Okun, L. B. PARADOXES OF UNSTABLE ELECTRON / L. B. Okun, Y. B. Zeldovich // Phys. Lett. B. — 1978. — Vol. 78. — P. 597–600.
2. Okun, L. B. ON THE ELECTRIC CHARGE CONSERVATION / L. B. Okun, M. B. Voloshin // JETP Lett. — 1978. — Vol. 28. — P. 145.
3. Petcov, S. T. The Processes $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow e + \bar{e}$, $\nu' \rightarrow \nu + \gamma$ in the Weinberg-Salam Model with Neutrino Mixing / S. T. Petcov // Sov. J. Nucl. Phys. — 1977. — Vol. 25. — P. 340. — [Erratum: Sov.J.Nucl.Phys. 25, 698 (1977), Erratum: Yad.Fiz. 25, 1336 (1977)].

4. *Lee, B. W.* Natural Suppression of Symmetry Violation in Gauge Theories: Muon - Lepton and Electron Lepton Number Nonconservation / B. W. Lee, R. E. Shrock // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 16. — P. 1444.
5. *Shrock, R. E.* Electromagnetic Properties and Decays of Dirac and Majorana Neutrinos in a General Class of Gauge Theories / R. E. Shrock // Nucl. Phys. B. — 1982. — T. 206. — C. 359–379.
6. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
7. *Voloshin, M. B.* On Compatibility of Small Mass with Large Magnetic Moment of Neutrino / M. B. Voloshin // Sov. J. Nucl. Phys. — 1988. — Vol. 48. — P. 512.
8. Large Neutrino Magnetic Dipole Moments in MSSM Extensions / A. Aboubrahim [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89, no. 5. — P. 055009. — arXiv: 1312.2505 [hep-ph].
9. *Mohapatra, R. N.* Reactor searches for neutrino magnetic moment as a probe of extra dimensions / R. N. Mohapatra, S.-P. Ng, H.-b. Yu // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70. — P. 057301. — arXiv: hep-ph/0404274.
10. *Fujikawa, K.* The Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino Spin Rotation / K. Fujikawa, R. Shrock // Phys. Rev. Lett. — 1980. — Vol. 45. — P. 963.
11. Comprehensive measurement of pp -chain solar neutrinos / M. Agostini [et al.] // Nature. — 2018. — Vol. 562, no. 7728. — P. 505–510.
12. Constraints on flavor-diagonal non-standard neutrino interactions from Borexino Phase-II / S. K. Agarwalla [et al.] // JHEP. — 2020. — Vol. 02. — P. 038. — arXiv: 1905.03512 [hep-ph].
13. *Birks, J. B.* The Theory and Practice of Scintillation Counting / J. B. Birks. — New York : Macmillan, 1964. — 684 p.
14. Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, no. 3. — P. 031101. — arXiv: 1506.04610 [hep-ex].
15. Borexino calibrations: Hardware, Methods, and Results / H. Back [et al.] // JINST. — 2012. — Vol. 7. — P10018. — arXiv: 1207.4816 [physics.ins-det].
16. The Measurements of 2200 ETL9351 type photomultipliers for the Borexino experiment with the photomultiplier testing facility at LNGS / A. Ianni [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Vol. 537. — P. 683–697. — arXiv: physics/0406138.

17. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector / M. Agostini [et al.] // *Astropart. Phys.* — 2018. — Vol. 97. — P. 136–159. — arXiv: 1704.02291 [physics.ins-det].
18. Neutrinos from the primary proton–proton fusion process in the Sun / G. Bellini [et al.] // *Nature.* — 2014. — Vol. 512, no. 7515. — P. 383–386.
19. A new Generation of Standard Solar Models / N. Vinyoles [et al.] // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 835, no. 2. — P. 202. — arXiv: 1611.09867 [astro-ph.SR].
20. Updated fit to three neutrino mixing: exploring the accelerator-reactor complementarity / I. Esteban [et al.] // *JHEP.* — 2017. — Vol. 01. — P. 087. — arXiv: 1611.01514 [hep-ph].
21. *Friedland, A.* Bounds on the magnetic fields in the radiative zone of the sun / A. Friedland, A. Gruzinov // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 601. — P. 570–576. — arXiv: astro-ph/0211377.
22. *Antia, H. M.* Seismic study of magnetic field in the solar interior / H. M. Antia // *J. Astrophys. Astron.* — 2008. — Vol. 29. — P. 85–92.
23. *Kitchatinov, L. L.* Stability of toroidal magnetic fields in the radiation zone of a star / L. L. Kitchatinov // *Astron. Rep.* — 2008. — Vol. 252. — P. 247–255.
24. *Akhmedov, E. K.* Solar neutrino oscillations and bounds on neutrino magnetic moment and solar magnetic field / E. K. Akhmedov, J. Pulido // *Phys. Lett. B.* — 2003. — Vol. 553. — P. 7–17. — arXiv: hep-ph/0209192.
25. *Capozzi, F.* Axion and neutrino bounds improved with new calibrations of the tip of the red-giant branch using geometric distance determinations / F. Capozzi, G. Raffelt // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 102, no. 8. — P. 083007. — arXiv: 2007.03694 [astro-ph.SR].
26. *Fan, Y.* Magnetic Fields in the Solar Convection Zone / Y. Fan // *Living Rev. Sol. Phys.* — 2009. — Vol. 6. — P. 4.
27. *Friedland, A.* Do solar neutrinos probe neutrino electromagnetic properties? / A. Friedland. — 2005. — May. — arXiv: hep-ph/0505165.

Вишнева Алина Вадимовна

Исследование фундаментальных свойств лептонов с использованием данных
эксперимента Bogexino

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____

