

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(ИЯИ РАН)

УДК 539.1, 539.12, 539.123

Рег. № 122041100249-4

Рег. №

УТВЕРЖДАЮ

Директор ИЯИ РАН,  
чл.-корр. РАН



М.В. Либанов

«30» декабря 2022 г.

**ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

122041100249-4

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ,  
ТЕОРИЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПОЛЕЙ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, КОСМОЛОГИЯ

(промежуточный за 2022 год)

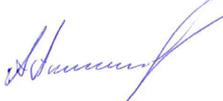
ФЦП

Руководитель НИР,  
Директор ИЯИ РАН,  
д.ф-м.н., чл.-корр. РАН

М.В. Либанов  
«30» декабря 2022 г.

Москва 2022 г.

## СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР, Директор ИЯИ РАН чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	М.В. Либанов (введение, заключение)
Исполнители: Зам. директора ИЯИ РАН канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	А.Г. Панин (введение, заключение)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Д.В. Кирпичников (раздел 1, 3)
Гл. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Н.В. Красников (раздел 1, 3)
Ст. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Ю.Н. Ерошенко (раздел 2)
Вед. научн. сотр., канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	С.Н. Гниненко (раздел 3)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	А. В. Копылов (раздел 4)
Гл. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Ю.Г. Куденко (раздел 5, 6, 7, 16)
Вед. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Б.К. Лубсандоржиев (раздел 5)
Вед. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	В.С. Пантуев (раздел 8)
Вед. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Н.А. Титов (раздел 9)
Ст. науч. сотр., канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	В.В. Казалов (раздел 10, 11)
Гл. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Л.Б. Безруков (раздел 12)
Вед. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	В.В. Синёв (раздел 13)
Ст. науч. сотр., Канд. физ.-мат. наук	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	Н.Ю. Агафонова (раздел 14, 15)
Нормоконтроль	 _____	<u>30.12.2022</u> подпись, дата	О.Н. Либанова

## РЕФЕРАТ

Отчет 145 с., 1 кн., 63 рис., 2 табл., 95 источников, 1 прил.

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, КОСМОЛОГИЯ, АСТРОФИЗИКА, РАСШИРЕНИЯ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ, ГРАВИТАЦИЯ, ТЕМНАЯ МАТЕРИЯ, ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ, РАННЯЯ ВСЕЛЕННАЯ, НЕЙТРИНО, ОСЦИЛЛЯЦИИ.

Объектом исследования являются Стандартная Модель физики элементарных частиц, расширения Стандартной Модели, в том числе содержащие стерильные нейтрино, в рамках которых можно интерпретировать экспериментальные данные об осцилляциях нейтрино, модели темной материи, модифицированные теории гравитации, модели физики ранней Вселенной, механизмы генерации барионной асимметрии, образования структур, процессы, происходившие на инфляционной стадии, математический аппарат для описания таких моделей.

Цель работы – уточнение параметров частиц Стандартной Модели, построение новых теорий и моделей физики высоких энергий, способных решить широкий круг проблем современной физики, возникающих на стыке сразу нескольких направлений, таких как физика элементарных частиц, астрофизика и космология, а также проверка таких теорий и моделей в экспериментах NA64, NA62, FASER, DUNE, CHARM, PS191, ОКА, NO $\nu$ A, T2K, JUNO, Хе-124, GERDA, Троицк-ню-масс и др.

Основным инструментом, используемым для исследования процессов и явлений в физике элементарных частиц, является экспериментальное изучение и проверка теорий и моделей в ускорительных, лабораторных и наблюдательных экспериментах. В работе особое место уделено разработке и созданию детекторов для современных экспериментов, а также обработке экспериментальных данных. Для вычисления количественных характеристик экспериментально наблюдаемых величин, таких как время жизни частиц, сечение рассеяния и т.д., использован аппарат квантовой теории поля, квазиклассическое приближение, методы теории симметрий и суперсимметрий. Для решения задач, не поддающихся аналитическому исследованию, были использованы пакеты программ, такие как LatticeEasy, CompHEP, microOMEGAs, HYDJET++, CASCADE, PYTHIA, NMSSMTools и другие.

Полученные результаты соответствуют мировому уровню. Результаты могут быть использованы для выработки предсказаний, а так же обработки экспериментальных данных ускорительных экспериментов и астрофизических экспериментов, таких как эксперименты на LHC, Tevatron, ILC, а так же Plank, Fermi, Telescope Array и др.

## СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ.....	2
РЕФЕРАТ .....	3
СОДЕРЖАНИЕ.....	4
ВВЕДЕНИЕ .....	8
1. Построение новых теорий и моделей, предсказывающие существование частиц за рамками Стандартной Модели физики частиц. Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля и теорий за рамками Стандартной Модели .....	29
1.1. Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля.....	29
1.1.1. Квантовый подход к описанию резонансного рождения электромагнитных мод в нелинейной электродинамике .....	29
1.1.2. Разработка гибридной модели неупругих структурных функций протона.....	30
1.1.3. Измерение структурных функций протона из анализа экспериментальных данных эксперимента MARATHON .....	31
1.2. Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц за рамками Стандартной Модели .....	31
1.2.1. Эффективное описание модели осциллонов с учетом нелинейности .....	31
1.2.2. Электрослабый фазовый переход в суперсимметричных моделях и его феноменологические свойства .....	33
1.2.3. Сингулярные светоподобные гиперповерхности в квадратичной гравитации .....	33
1.2.4. Описание геометрии кротовой норы в модели с фантомным скалярным полем .....	34
1.2.5. Дисформные преобразования в DHOST теориях .....	35
1.2.6. Космологические решения в теориях Хорндески .....	36
1.2.7. Пороговые сингулярности в XXZ спиновых цепочках .....	37
1.2.8. Столдстино на FASER и перспективы поисков суперсимметрии .....	38
1.2.9. Параметры модели аксионоподобных частиц для объяснения гамма-всплесков GRB 221009A.....	38
1.2.10. Моделирование распространения электрон-фотонных каскадов в космологической среде.....	39
2. Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц — кандидатов на роль темной материи Вселенной. Разработка математического аппарата для описания таких теорий .....	41
3. Проверка различных моделей с лёгкими гипотетическими частицами на установке NA64.....	43

3.1	Общий статус эксперимента NA64 .....	43
3.2	Проведение сеансов набора данных на установке NA64 .....	43
3.2.1.	Установка NA64 $\mu$ и набор данных в сеансе на канале M2 .....	44
3.2.2.	Установка NA64e и результаты сеанса на канале H4.....	46
3.3	Поиск нового $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией $B - L$ .....	50
3.4	Поиск нового калибровочного бозона $Z'$ , объясняющего $(g-2)_\mu$ -аномалию .....	52
4.	Поиск темных фотонов с помощью мультикатодного счетчика .....	54
4.1	Описание методики .....	54
4.2	Результаты измерений .....	59
4.3	Доказательная база эксперимента.....	61
5.	Определение параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино в эксперименте T2K..	63
5.1	Работы в международном нейтринном эксперименте T2K в 2022 году.....	63
5.1.1	Обновление систем в T2K .....	63
5.1.2	Анализ-2022 данных T2K.....	64
5.2	Модернизация ближнего детектора ND280 эксперимента T2K как НИОКР для	
	будущих экспериментов Гипер-Камиоканде (T2HK), DUNE и SHiP .....	67
5.2.1	Установка сцинтилляционного сегментированного нейтринного 3D детектора	
	SuperFGD в J-PARC .....	67
5.3	Эксперимент JUNO.....	68
6.	Изучение редких распадов каонов в экспериментах NA62 (ЦЕРН) и ОКА (ИФВЭ,	
	Протвино).....	71
6.1	Эксперимент NA62 .....	71
6.1.1	Результаты анализа данных эксперимента NA62 по исследованию редких	
	распадов каонов .....	71
6.2	Эксперимент ОКА (ИФВЭ, Протвино).....	73
6.2.1	Поиск нарушения T-инвариантности в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$	
	.....	73
7.	Нейтринные эксперименты в Фермилабе. Проведение сеансов в эксперименте NOvA с	
	пучком мюонных (анти)нейтрино .....	74
7.1	Измерение инклюзивных сечений взаимодействия мюонных нейтрино	
	заряженным током в ближнем детекторе NOvA.....	74
7.2	Измерение инклюзивных сечений взаимодействия электронных нейтрино	
	заряженным током в ближнем детекторе NOvA.....	75
7.3	Расчеты полуклаузивных сечений квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино	
	на ядрах аргона при энергиях эксперимента MicroBooNE.....	76
8.	Исследование кэвных стерильных нейтрино как кандидатов на тёмную материю на	
	установке Троицк-ню-масс.....	78
8.1	Экспериментальная установка .....	78

8.2	Полученные в 2021 году результаты.....	79
8.2.1	Проведение сеанса измерений спектра электронов от распадов трития.....	79
8.2.2	Калибровка детектора и считывающей электроники.....	80
8.2.3	Модернизация высоковольтной системы.....	81
8.2.4	Текущий вариант системы.....	82
8.2.5	Код программы.....	83
8.2.6	Реализация высоковольтной системы.....	84
8.2.7	Разработка нового делителя для высоковольтной системы.....	85
8.2.8	Работы по профилактике, ремонту и модернизации криогенного и вакуумного оборудования.....	86
8.2.9	Результаты интеллектуальной деятельности.....	87
9.	Поиск массы электронного антинейтрино.....	88
9.1	Поиск эффективной массы электронного антинейтрино.....	88
9.2	Поиск «тяжелых» стерильных нейтрино.....	89
9.3	Исследование возможности интегральной регистрации электронов $\beta$ -распада....	90
10.	Поиск 2К-захвата в $^{124}\text{Xe}$ .....	92
11.	Поиск безнейтринного двойного бета распада $^{100}\text{Mo}$ в составе международной коллаборации AMoRE.....	94
12.	Поиск двойного безнейтринного бета распада $^{76}\text{Ge}$ в составе международной коллаборации GERDA и LEGEND.....	96
13.	Увеличение точности измерения угла смешивания $\theta_{13}$ осцилляций нейтрино в канале электронные нейтрино – таонные нейтрино в эксперименте Double Chooz.....	97
13.1	Измерение угла смешивания нейтрино $\theta_{13}$ .....	97
13.2	Измерение спектра антинейтрино ядерного реактора.....	98
13.3	Расчет спектров антинейтрино компонент ядерного топлива.....	103
14.	Изучение свойств потока атмосферных мюонов, нейтронов, генерируемых ими, и фона естественной радиоактивности.....	105
14.1	Исследование стратосферы с помощью мюонов космических лучей, регистрируемых детектором LVD под землей.....	105
14.1.1	Детектор Большого Объема – LVD.....	105
14.1.2	Метод анализа.....	107
14.1.3	Десятилетняя мюонная компонента и 11-летний солнечный цикл.....	110
14.1.4	Географическое распределение изменений температуры.....	112
14.2	Изучение фона естественной радиоактивности.....	114
15.	Анализ экспериментальных данных первого этапа эксперимента NEWSdm с использованием результатов расчетов для корректного выделения событий взаимодействия темной материи с учетом фоновых событий.....	117

15.1 Эксперимент NEWSdm.....	117
15.2 Изучение фона эксперимента.....	118
16. Физические результаты коллаборации LHCb в 2022 г. ....	121
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	122
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	133
ПРИЛОЖЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2022 г. ....	140

## ВВЕДЕНИЕ

### **1. Задача «Построение новых теорий и моделей, предсказывающие существование частиц за рамками Стандартной Модели физики частиц. Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля и теорий за рамками стандартной модели»**

Запуск Большого адронного коллайдера, а также работа наземных и космических телескопов позволяет разрешить большое количество проблем современной физики элементарных частиц, космологии и астрофизики. К таким вопросам относятся нарушения электрослабой симметрии и проблема темной материи. В основной части отчета описаны методы исследования и экспериментального поиска процессов и явлений гипотетического расширения Стандартной модели физики элементарных частиц (СМ). В исследовании были получены ограничения на параметры таких моделей. В исследовании также дается описание экспериментальной проверки нелинейных свойств электродинамики, изучены пороговые сингулярности спиновых  $XXZ$  цепочках, предлагается новая модель гибридных структурных функций протона, а также описаны нестандартные подходы к изучению кротовых нор и космологических решений в ранней Вселенной. Далее мы опишем основные идеи, лежащие в основе обозначенных подзадач.

#### ***Квантовый подход к описанию резонансного рождения электромагнитных мод в нелинейной электродинамике***

Самодействие электромагнитного поля, отсутствующее в классической теории, возникает в квантовой теории из-за взаимодействия с виртуальными электронами. Одно из проявлений данного самодействия – рассеяние света на свете, несмотря на крайне малую константу взаимодействия, может быть проверена при условии резонансного усиления эффекта.

#### ***Разработка гибридной модели неупругих структурных функций протона***

Процессы сильного взаимодействия при высоких энергиях и больших передачах импульса  $Q$  с хорошей точностью описываются с помощью КХД. Так метод операторного разложения позволяет описывать ведущие вклады в лептон-адронные и адрон-адронные сечения в терминах партонных распределений в адронах. Однако, в области низких энергий или небольших передач импульса существующие методы КХД не применимы в силу роста эффективной константы сильного взаимодействия и имеющиеся подходы носят феноменологический характер. Работа направлена на развитие гибридной модели неупругих реакций на нуклонах и ядрах в широком кинематическом диапазоне, объединяющая КХД-описание глубоконеупругого рассеяния (ГНР), феноменологическое

описание вкладов нуклонных резонансов и аналитическое продолжение в область малых переданных импульсов с учетом низкоэнергетических и пороговых теорем.

### ***Измерение структурных функций протона из анализа экспериментальных данных эксперимента MARATHON***

В работе проводится новое измерение классической наблюдаемой – отношения структурных функций нейтрона и протона  $F_{2n}/F_{2p}$  – дающей фундаментальную информацию о различии кварковых распределений в протоне и нейтроне. Изучение этих различий имеет ключевое значение для детального понимания сильного взаимодействия. Экспериментальное изучение нейтронов затрудняется их коротким временем жизни в свободном состоянии, и по этой причине в качестве нейтронных мишеней используются ядра. В эксперименте MARATHON изучается глубоконеупругое рассеяние на зеркальных ядрах  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$ . Результаты измерений MARATHON крайне важны для уточнения партонных распределений в протоне и нейтроне, которые определяются из глобального КХД-анализа. Эти данные используются для измерения отношения  $F_{2n}/F_{2p}$ .

### ***Эффективное описание модели осциллонов с учетом нелинейности***

В рамках данной задачи были рассмотрены осциллоны — локализованные, квазипериодические и чрезвычайно долгоживущие классические решения в моделях с действительными скалярными полями. Мы строим эффективное описание этих объектов в пределе большого размера, учитывая все эффекты нелинейности. Мы замечаем, что длинноволновые и нелинейные полевые конфигурации могут быть описаны с помощью эффективного комплексного поля, которое связано с исходными полями каноническим преобразованием. Действие для  $\psi$  можно найти в виде систематического градиентного разложения. Все члены этого разложения обладают глобальной симметрией  $U(1)$ , что гарантирует существование семейства стационарных нетопологических солитонов — осциллонов. Таким образом, распад этих объектов является непертурбативным процессом с точки зрения эффективной теории. Наш подход дает интуитивное понимание осциллонов в полной нелинейности и объясняет их долговечность. Важно, что мы автоматически получаем критерии выбора моделей с долгоживущими осциллонами. Наш метод становится значительно более точным в нерелятивистском пределе для случая нелинейных и долгоживущих объектов большого размера, а также в низких пространственных измерениях. Мы проверяем эффективную теорию сравнением ее предсказаний с результатами полного численного моделирования в модели  $(d + 1)$ -мерного скалярного поля с плоским потенциалом.

## *Электрослабый фазовый переход в суперсимметричных моделях и его феноменологические свойства*

Изучение электрослабого перехода, вероятно происходившего в нашей Вселенной при температурах порядка 100 ГэВ, представляет большой интерес в связи с такими интересными феноменологическими следствиями, как генерация барионной асимметрии Вселенной и образование гравитационных волн. Одним из возможных механизмов генерации барионной асимметрии является электрослабый бариогенезис, происходящий в неравновесных процессах при электрослабом фазовом переходе первого рода. Известно, что соответствующий фазовый переход 1-го рода может быть реализован в Стандартной модели, расширенной дополнительными скалярами. В нашей работе проведено изучение влияния легкого сектора, ответственного за спонтанное нарушение суперсимметрии, на тип электрослабого фазового перехода и, в случае электрослабого фазового перехода 1-го рода, получены предсказания для спектра образующихся гравитационных волн.

### *Сингулярные светоподобные гиперповерхности в квадратичной гравитации*

Как в общей теории относительности, так и в квадратичной гравитации встречаются сингулярные гиперповерхности. Это гиперповерхности, на которых тензор кривизны имеет сингулярные составляющие, в частности, слагаемые пропорциональные тета-функции или дельта-функции. В любой теории гравитации сингулярные гиперповерхности являются важными идеализированными объектами, предназначенными для описания локальной концентрации вещества или энергии на данной гиперповерхности. Роль точных решений в понимании физических явлений трудно переоценить. Поскольку уравнения поля любой теории гравитации сильно нелинейны, поиск решений становится очень непростой задачей, поэтому исследование, наряду с остальными, сингулярных распределений полей материи крайне важно. Уравнения Эйнштейна на сингулярной гиперповерхности впервые были выведены В. Израэлем. В случае квадратичной гравитации соответствующие уравнения получены Дж. М. М. Сеновией. Они существенно отличаются от уравнений Израэля, прежде всего тем, что содержат не только дельта-функцию, но и ее производную. Таким образом, они описывают не только тонкие оболочки, но и так называемые двойные слои. Для времениподобных и пространственноподобных сингулярных гиперповерхностей в квадратичной гравитации известно, что их уравнения движения можно вывести, используя только принцип наименьшего действия. Основным преимуществом такого метода является отсутствие производной дельта-функции в явном виде в ходе вычислений. Нам удалось обобщить данный формализм на светоподобные гиперповерхности.

### ***Описание геометрии кротовой норы в модели с фантомным скалярным полем***

Экспериментальное наблюдение гравитационных волн открыло возможность изучать процессы в гравитационных теориях в режиме сильного поля. В частности, таким процессом является слияние двух черных дыр. Однако, в зависимости от рассматриваемой теории гравитации и состава полей материи, возможно существование компактных объектов отличных от черных дыр, взаимодействие которых друг с другом может также давать наблюдательные сигнатуры. В частности, такими компактными объектами могут выступать устья кротовых нор. Фактически любая теория, в которой поля материи нарушают световое энергетическое условие, ведет в общей теории относительности (ОТО) к решениям, содержащим кротовые норы. Однако, чрезвычайно сложно (если вообще возможно) построить теорию, в которой кротовые норы являются стабильными. В этом смысле, сферически симметричные решения, в изобилии встречающиеся в литературе, не очень интересны, так как описывают ситуацию, в которой устья кротовой норы разнесены на большое расстояние. Такую конфигурацию вряд ли возможно создать для нестабильной кротовой норы. Вне зависимости от процесса образования естественно предполагать, что устья кротовой норы в начальный момент времени находятся во взаимодействии друг с другом, и нестабильность будет разрушать первоначальную геометрию. Именно этот процесс интересно исследовать. Очевидно также, что эволюцию во времени такой конфигурации возможно исследовать только численно. Поэтому, аналогично случаю сливающихся черных дыр, первым шагом в решении такой задачи является построение соответствующих начальных данных.

### ***Дисформные преобразования в DHOST теориях***

Последние годы в задачах космологии ранней Вселенной активно используются скалярно-тензорные теории со старшими производными в действии. Теория Хорндески замечательна тем, что, несмотря на наличие вторых производных в действии, уравнения движения остаются второго порядка. Ее обобщения, расширенная теория Хорндески, а также теория DHOST, имеют, вообще говоря, уравнения третьего порядка, однако система вырождена таким образом, что духа Остроградского не возникает. Теория Хорндески и ее расширения замечательны в первую очередь тем, что позволяют нарушить изотропное условие энергодоминантности без появления духовых и градиентных неустойчивостей. Однако, при рассмотрении космологических решений без сингулярности, устойчивых на протяжении всей эволюции (от минус до плюс бесконечности по времени), оказывается, что в теории Хорндески можно сформулировать запрещающую теорему. Таким образом, для построения всюду устойчивых решений в космологии необходимо использовать расширенную теорию Хорндески. Известно, однако, что такую теорию можно получить из

теории Хорндески с помощью дисформного преобразования метрики. Основной задачей данной работы являлось явное нахождение связей между лагранжевыми функциями при таком преобразовании в ковариантном формализме и объяснение при этом возможности нарушить запрещающую теорему.

### ***Космологические решения в теориях Хорндески***

В современной космологии господствующей является инфляционная парадигма, согласно которой современному горячему этапу расширения Вселенной предшествовала стадия экспоненциального раздувания. Однако, этот класс моделей пока нельзя считать совершенно доказанным, и Вселенная могла развиваться другими путями. Одними из допустимых и широко обсуждаемых вариантов являются модель циклической Вселенной, когда чередуются периоды сжатия и расширения, а также модель генезиса, в которой Вселенная начинает свою эволюция с плоского пространства-времени Минковского, постепенно переходя на этап расширения. Мы изучаем данные модели в рамках скалярно-тензорной теории модифицированной гравитации Хорндески (также известную под названием теории обобщенного галилеона) с лагранжианами, содержащими производные второго порядка, однако приводящими к уравнениям поля, не содержащим производные выше второго порядка. В рамках такого подхода интересно исследовать устойчивость таких космологических сценариев на всех временах эволюции Вселенной, наличие в данных моделях проблемы сильной связи (применимость классического описания), генерацию первичных возмущений, их спектр и наклон. Такие величины как спектр и наклон первичных возмущений в конкретном космологическом сценарии ранней Вселенной можно сравнивать с наблюдательными данными (космическая обсерватория Planck, эксперименты WMAP/Keck по изучению реликтового излучения), накладывая таким образом ограничения на параметры теоретической модели. Подобные исследования позволяют пролить свет на устройство нашей Вселенной, начиная с самых ранних этапов развития и заканчивая текущим ее состоянием.

### ***Пороговые сингулярности в $XXZ$ спиновых цепочках***

Первые попытки вычислить критические экспоненты спектральной плотности  $XXZ$ - спиновой цепочки были основаны на так называемой модели мобильной неоднородности с использованием Анзаца Бете для нахождения параметров модели. Однако результаты этого подхода противоречат универсальному поведению фазовых сдвигов предсказываемому в рамках модели Латтинджера при малых импульсах. Наша статья посвящена разрешению данного противоречия. Наш метод основан на точных выражениях для формфакторов спиновой цепочки через параметры Анзаца Бете. В рамках точного метода мы показываем, что точный ответ для сингулярностей совпадает с

предсказаниями модели мобильной неоднородности и противоречит универсальному результату, основанному на модели Латтинджера (бозонизации). Этот результат означает, как ни странно, что локальный спин не может быть представлен экспоненциальным оператором в эффективной модели Латтинджера даже при малых импульсах, а в нашей ситуации, когда один из импульсов много больше остальных, должен описываться моделью мобильной примеси.

### ***Сголдстино на FASER и перспективы поисков суперсимметрии***

Стандартная Модель (СМ) во многом подтверждается экспериментом и показала себя достоверным описанием природы в низкоэнергетической области. Но экспериментально обнаружены отклонения от теоретических предсказаний, которые могут объяснить теории с суперсимметрией. В этой задаче рассматривается феноменология легких частиц в модели с Суперсимметричным Расширением Стандартной Модели (СРСМ) и перспективы поисков новых частиц на эксперименте Forward Search Experiment (FASER).

### ***Параметры модели аксионоподобных частиц для объяснения гамма-всплесков GRB 221009A***

Необычный энергичный астрофизический переход Swift J1913.1+1946 был обнаружен 9 октября 2022 года и вскоре связан с гамма-всплеском GRB 221009A, обнаруженным Fermi GBM. Красное смещение было определено как  $z=0,151$ . Главной особенностью транзиента является наличие чрезвычайно энергичного гамма-излучения, которое никогда не обнаруживалось от гамма-всплесков. В частности, LHAASO сообщил об обнаружении тысяч фотонов с энергией до 18 ТэВ в первые 2000 сек, а Ковер-2 сообщил об обнаружении 251-ТэВ фотоподобного атмосферного ливня через 4536 сек после триггера. Наблюдения LHAASO и Carpet-2 бросают вызов общепринятым представлениям, поскольку гамма-лучи столь высоких энергий не могут достигать нас из далеких источников. Вместо этого они должны рождают электрон-позитронные пары, взаимодействуя с космическим фоновым излучением. Длина свободного пробега 18-ТэВного фотона зависит от предполагаемого внегалактического инфракрасного фона, который известен со значительными неопределенностями, оптическая глубина для источника при  $z=0,151$  оценивается как 15. Фотон с энергией 251 ТэВ рождает пары на гораздо более обильном и точно известном реликтовом излучении, а его длина свободного пробега составляет всего порядка 75 кпк, что меньше вириального радиуса нашей собственной галактики Млечный Путь; оптическая глубина для расстояния GRB~221009A составляет  $>3000$  для этой энергии. Данная работа предлагает объяснение того, как фотоны столь высоких энергий смогли преодолеть такое расстояние.

## **Моделирования распространения электрон-фотонных каскадов в космологической среде**

Фотоны сверхвысоких энергий, взаимодействуя с межгалактическим излучением, рождают электрон-позитронные пары. Электроны и позитроны в свою очередь производят вторичные фотоны сверхвысоких энергий за счет обратного комптоновского рассеяния на том же фоновом излучении. Изучая пространственные и временные характеристики вторичных фотонов, можно оценить параметры межгалактического магнитного поля в войдах, так как именно оно приводит к задержкам и отклонениям вторичного сигнала относительно первичного. Гамма-обсерватория СТА (Cherenkov Telescope Array) в скором времени позволит выйти на качественно новый уровень чувствительности, дав возможность наблюдать множество источников на космологических расстояниях. Для интерпретации данных необходимо иметь надежный инструмент для моделирования распространения электрон-фотонных каскадов. На настоящий момент существует несколько программных кодов, позволяющих проводить такое моделирование, в том числе программа CRbeam, написанная группой ученых ОТФ ИЯИ, однако не проводилось их систематического сравнения. Эта кропотливая работа была проделана в 2022 году и дала неожиданные результаты.

## **2. Задача «Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц — кандидатов на роль темной материи Вселенной. Разработка математического аппарата для описания таких теорий»**

М. Алькубьерре предложил в 1994 г. способ преодолеть ограничение по скорости в теории относительности [1]. Для этого необходимо создать область пространства-времени, перед которой пространство сжимается, а за ней расширяется. Это позволило бы достичь удаленных точек за сколь угодно короткое время – быстрее, чем свет мог бы достичь их в плоском пространстве. Эта идея укладывается в рамки общей теории относительности и не противоречит известным физическим принципам, аналогично идее кротовых нор. Разновидностью идеи «warp drive» является «труба Красникова». Однако для реализации варп-двигателя потребовалась бы так называемая экзотическая материя, нарушающая энергетические условия. Хотя появление экзотической материи допускается в квантовых системах (примером является энергия Казимира), пока не ясно, как можно получать экзотическую материю в больших количествах и управлять ею.

Экзотическая материя, нарушающая энергетические условия, если она существует, может приводить к ряду интересных следствий. В частности, она может поддерживать мосты в пространстве-времени – кротовые норы. Через два входа в кротовую нору сигналы и частицы могут пролетать намного быстрее, чем по обычному пути во внешнем

пространстве. Вход в кротовую нору имеет свойства массивного объекта, и в работе [2] было показано, что один вход кротовой норы может упасть внутрь черной дыры, в то время как второй вход может оставаться снаружи. В результате появляется возможность выхода из черной дыры через кротовую нору. В связи с этим возник вопрос, являющийся предметом исследования в данной задаче, можно ли вылететь из кротовой норы другим способом – с помощью варп-двигателя, который тоже поддерживается экзотической материей?

В данном исследовании методом обратной инженерии строится метрика варп-двигателя в сферической конфигурации, позволяющей вылететь из внутренней части черной дыры наружу. Рассматриваемая система представляет собой сферический слой между двумя радиальными координатами черной дыры Шварцшильда. Записан вид тензора энергии-импульса материи, которая могла бы реализовать этот тип варп-двигателя, и исследована эволюция физических полей в полученной метрике в предельном случае большого радиуса, когда участок оболочки можно считать плоским.

### **3. Задача «Проверка различных моделей с лёгкими гипотетическими частицами на установке NA64»**

#### **1. Проведение сеансов набора данных на установке NA64**

В 2021 году руководство ЦЕРН выделило для эксперимента NA64 две площадки в Северной зоне (NA) ускорителя SPS – для проведения измерений на электронном пучке (канал N4, установка NA64e) и под измерения и поиски на мюонном пучке (канал M2, установка NA64μ). На этих площадках на постоянной основе были размещены детекторы эксперимента NA64. В 2022 году были проведены тесты отдельных детекторов и модернизированных установок NA64e и NA64μ в целом, и затем были начаты первые эксперименты по поиску новых частиц, включая частицы темной материи и медиаторы взаимодействий скрытого сектора как для видимой, так и для невидимой моды их распадов, а также других процессов, в которых могла бы проявиться физика вне Стандартной модели на новом уровне чувствительности.

В апреле-мае 2022 года участники эксперимента NA64 в рамках общей исследовательской программы эксперимента успешно провели трехнедельный сеанс на мюонном канале M2 ускорителя SPS на установке, получившей название NA64μ. В ходе сеанса были смонтированы новые детекторы, проведена их настройка и калибровка, выполнен набор данных. На установке NA64μ в были проведены следующие работы: запуск и сертификация мюонного пучка M2, сравнение его измеренных характеристик с расчетными; изучение уровня триггера полезных событий; измерение уровня примеси адронов в мюонном пучке; оценка уровня герметичности детектора и его

чувствительности к сигналу. После наладки и калибровки был проведен набор данных с рабочими триггерами, зарегистрировано около  $4 \times 10^{10}$  мюонов на мишени.

Новая установка NA64e была смонтирована на электронном пучке канала H4 ускорителя SPS. В течение десятидневного сеанса на электронном пучке канала H4 были выполнены следующие работы: сборка и запуск новой установки NA64e на новой площадке канала H4; запуск и сертификация нового электронного пучка и сравнение его измеренных характеристик с расчетными; изучение и настройка уровня триггера полезных событий; запуск новых трековых детекторов типа Straw Tube; первые оценки уровня герметичности нового детектора и его чувствительности к сигналу. В результате сеанса на канале H4 в течение августа – октября 2022 г. было набрано около  $6 \times 10^{11}$  электронов на мишени. Предварительные результаты анализа выборки данных свидетельствуют об их хорошем качестве и отсутствии фона.

## **2. Поиск нового $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией $B-L$**

В рамках эксперимента NA64 на ускорителе SPS с использованием методики учета недостающей энергии впервые проведен поиск нового  $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией  $B-L$  (разница между барионным и лептонным числами) в диапазоне масс кэВ – ГэВ. Поиск  $Z'$ -бозона проводился для реакции  $eZ \rightarrow eZZ'$ . При анализе данных, соответствующих  $3,2 \times 10^{11}$  электронов на мишени, не было обнаружено никаких свидетельств таких процессов. Это позволило получить новые ограничения на константу связи  $Z'-e$ , которые для диапазона масс  $0,3 \text{ МэВ} < m_{Z'} < 100 \text{ МэВ}$  являются наиболее строгими из всех, полученных на основе данных по рассеянию нейтрино - электрон.

## **3. Поиск нового калибровочного бозона $Z'$ , объясняющего $(g-2)_\mu$ -аномалию**

В 2021-2022 гг. был проведен комбинированный анализ экспериментальных данных, полученных в результате экспозиции 2017-2018 гг., включающий в рассмотрение резонансное рождение частиц  $Z'$ , связанных с нарушенной симметрией  $L_\mu-L_\tau$ . Получены новые строгие ограничения, существенно превышающие недавние результаты эксперимента Belle II для области масс  $m_{Z'} < 100 \text{ МэВ}$ . Результаты эксперимента NA64 являются первыми ограничениями, полученными в прямом экспериментальном поиске  $Z'$ , подтверждая результаты данных нейтринных экспериментов. Продемонстрирован потенциал установки NA64 в будущем исследовании областей пространства параметров.

## **4. Задача «Темные фотоны: описание методики регистрации скрытых фотонов в качестве темной материи»**

Темная материя, темная энергия и инфляция составляют в настоящее время физику за пределами стандартной модели. Наряду с массой нейтрино это те вопросы, которые

ожидают раскрытия в самом ближайшем будущем. Единственное эмпирическое свидетельство существования темной материи мы получаем из астрономических наблюдений. Раскрыть природу темной материи представляется сегодня одной из наиважнейших задач. Открытие может ожидать нас весьма далеко от прогнозируемых возможностей на базе популярных теоретических моделей. Как бы аргументированы они ни были, модель может не найти подтверждения и реальность может оказаться весьма далека от предсказаний. Поэтому важно использовать весь имеющийся арсенал физического эксперимента, чтобы решить эту задачу. Данная работа нацелена на поиск скрытых фотонов в качестве холодной темной материи. Скрытый фотон, то есть Спин-1 бозон, обладающий массой, своего рода двойник обычного фотона, был предложен еще в 1980-х гг. [3–5] как расширение электродинамики. Привлекательность этой идеи заключается в том, что в силу предполагаемого кинетического смешивания скрытый фотон может превращаться в обычный фотон с энергией, равной массе скрытого фотона. Константа  $\chi$  кинетического смешивания, определяющая вероятность этого процесса, наряду с новым постулируемым полем  $A'$  и массой скрытого фотона  $m_{\gamma'}$  входит в соответствующий Лагранжиан:

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} - \frac{\chi}{2} F_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2} A'_\mu A'^\mu \quad (1)$$

Здесь  $A_\mu$  и  $A'_\mu$  – поля фотона и скрытого фотона, а  $F_{\mu\nu}$  и  $F'_{\mu\nu}$  – соответствующие тензоры напряженности поля. Возможной природе скрытого фотона посвящено много теоретических изысканий. В работе [6] получены решения для скрытых фотонов в виде трубок с электрическим и/или магнитным полем, удовлетворяющим уравнению Прока. Таким образом, современная теория предлагает нам несколько модификаций скрытых фотонов с различными конфигурациями полей. В настоящее время в ряде экспериментов, где мишенью являются валентные электроны атомов, получены верхние пределы на константу кинетического смешивания [7–9]. Мы разработали детектор, где мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла. Ввиду того, что мы пока не имеем надежной теории скрытого фотона, физика процессов с участием скрытых фотонов на этих мишенях может существенно отличаться. Поэтому эти эксперименты в настоящее время являются взаимно дополняющими.

**5. Задача «Определение параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино в эксперименте T2K»**

Объектом исследования являются три типа активных нейтрино, их свойства, изучение взаимодействия с легкими ядрами, поиск CP нарушения в лептонном секторе Стандартной Модели.

Цель задачи - измерение осцилляционных параметров нейтрино, определение иерархии масс нейтрино, поиск CP нарушения в нейтринных осцилляциях, поиск массивных нейтрино, изучение механизмов взаимодействия нейтрино в ядерной среде.

В 2022 г. в рамках международного нейтринного эксперимента T2K была проведена большая работа по модернизации J-PARC и нейтринного канала T2K для повышения интенсивности нейтринного пучка. Также проводится модернизация ближнего детектора ND280 и дальнего детектора СуперКамиоканде. Выполнен анализ экспериментальных данных (модернизация моделей нейтринного потока, нейтринных взаимодействий, использование новых образцов событий в ближнем ND280 и дальнем SK детекторах).

В 2022 г. была закончена разработка активного 3D гранулированного нейтринного детектора СуперFGD, состоящего из 2 миллионов сцинтилляционных кубиков размером 1 см. Этот детектор будет являться центральной активной мишенью-детектором в комплексе ближнего нейтринного детектора ND280 в экспериментах T2K и ГиперКамиоканде. Эта работа необходима для существенного повышения чувствительности экспериментов T2K и ГиперКамиоканде к возможному CP нарушению в нейтринных осцилляциях. Работа также является НИОКР для нейтринных детекторов будущих экспериментов, таких как T2HK (с Гипер-Камиоканде в качестве дальнего детектора), DUNE, SHiP.

### ***Эксперимент JUNO***

В настоящее время нейтринная физика добилась впечатляющих успехов. С высокой точностью определены параметры осцилляций нейтрино – с рекордной точностью в экспериментах с реакторными нейтрино Daya Bay, RENO и Double Chooz измерен третий угол смешивания  $\Theta_{13}$ , в экспериментах с длинной базой ведутся измерения CP-нарушающей фазы  $\delta$  матрицы смешивания нейтрино. Одной из основных задач современной нейтринной физики является определение иерархии масс нейтрино. Именно на решение этой задачи нацелен международный крупномасштабный эксперимент JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory), создающийся близ города Цзяньмэнь на юге Китая. Эксперимент расположен на расстоянии ~53 км от реакторных комплексов Тайншань (2 реактора мощностью 4,6 ГВт каждая) и Янцзян (шесть реакторов мощностью 2,9 ГВт каждая), расположенных на побережье Южно-Китайского моря. Общая мощность реакторов - ~26,6 ГВт.

Эксперимент JUNO – международный комплексный многозадачный эксперимент в нейтринной физике и астрофизике частиц. Среди основных задач эксперимента не только определение иерархии масс нейтрино, но и прецизионные измерения параметров осцилляций нейтрино, прецизионные измерения потоков солнечных нейтрино, регистрация нейтринных сигналов от взрывов сверхновых звезд, исследования диффузного потока нейтрино от взрывов сверхновых звезд, накопившихся за всю историю Вселенной, исследования потоков геонейтрино, поиск распада протона и т.д.

Разработанный в рамках эксперимента JUNO ближний детектор TAO, расположенный в непосредственной близости (~30 м) от одного из реакторов комплекса Тайшань, позволит не только вести измерения параметров осцилляций нейтрино с точностью лучше 1%, но и даст возможность исследования нарушения CP-четности. Детектор TAO – это 2,8 тонны жидкого сцинтиллятора на основе линейного алкил бензола с добавкой гадолиния.

#### **6. Задача «Изучение редких распадов каонов в экспериментах NA62 (ЦЕРН) и ОКА (ИФВЭ, Протвино)»**

Объектом исследования являются редкие распады каонов и поиск явлений за рамками Стандартной Модели.

Цель работы — проверка Стандартной Модели посредством измерения распада положительного каона на пион и два нейтрино, других редких мод распадов, запрещенных в Стандартной Модели и нарушающих CP и T инвариантность, а также поиск различных «экзотических» частиц.

В 2022 году сотрудники ИЯИ РАН продолжали принимать активное участие в наборе экспериментальных данных, анализе данных, в Монте-Карло моделировании каонных экспериментов NA62 (CERN) и ОКА (ИФВЭ, Протвино). В эксперименте NA62 была набрана статистика с интенсивным каонным пучком с основным триггером по поиску распада каона на пион и два нейтрино, были получены новые результаты, ограничивающие вероятность запрещенных в Стандартной Модели каонных распадов с нарушением лептонного числа. С точностью лучше 1% была измерена вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ . В 2022 г. был проведен сеанс по набору статистики в эксперименте ОКА на протонном ускорителе ИФВЭ (Протвино), проведен анализ данных и получен новый результат по поиску нарушения T-инвариантности в радиационных распадах заряженных каонов.

## **7. Задача «Нейтринные эксперименты в Фермилабе. Проведение сеансов в эксперименте NOvA с пучком мюонных (анти)нейтрино»**

Программа эксперимента включает измерение числа событий, обусловленных взаимодействием электронных (анти)нейтрино, которые могут появиться в пучках мюонных (анти)нейтрино, в результате  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  осцилляций. Это дает возможность определить вероятность таких переходов, а следовательно, и угол смешивания  $\theta_{13}$ , фазу нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе и иерархию масс нейтринных состояний. Наблюдение нарушения CP-инвариантности в лептонном секторе, которое само по себе является открытием, явилось бы экспериментальным базисом для фундаментальной идеи лептогенезиса, которая объясняет барионную асимметрию Вселенной. Этот эксперимент также определит с высокой точностью и другие параметры осцилляций, что позволит понять различие между смешиванием кварков и лептонов. Помимо этого, программа эксперимента включает измерение сечений взаимодействия мюонных и электронных нейтрино в ближнем детекторе. Погрешности в сечениях взаимодействия нейтрино являются основными источниками ошибок при определении параметров осцилляций нейтрино.

Описание программы исследований и детекторов можно найти на сайте <https://novaexperiment.fnal.gov>. В последние годы повышенный интерес представляют нейтринные детекторы на основе жидкого аргона, что стимулирует проведение расчетов сечений взаимодействия нейтрино с ядрами аргона.

## **8. Задача «Исследование кэВных стерильных нейтрино как кандидатов на тёмную материю на установке Троицк-ню-масс»**

Основной задачей научно-исследовательской работы были подготовка и проведение лабораторных измерений с целью поиска стерильных нейтрино с массой в диапазоне от 0 до 6 кэВ.

Определение массовой шкалы абсолютных массовых состояний и число нейтрино являются фундаментальной задачей как для физики элементарных частиц, так и для космологии и астрофизики. Ненулевая масса для левых активных нейтрино косвенно наблюдалась в экспериментах по осцилляции нейтрино, что допускает существование правых стерильных нейтрино. Диапазон возможных значений массы нейтрино для правых нейтрино в настоящее время ничем не ограничен. Предположение о том, что одного очень легкого состояния нейтрино в дополнение к трем активным состояниям кажется спорным в стандартной космологии, но может быть совместимо с современными космологическими данными. В тоже время, стерильные нейтрино в диапазоне масс несколько кэВ могут являться естественным кандидатом на роль темной материи.

Нейтринные состояния  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ , и стерильные нейтрино  $\nu_s$  не являются собственными массовыми состояниями и могут быть представлены в виде когерентных сумм таких состояний. В частности, спектр электронов в бета-распаде можно представить, как  $S(E) = \sum U_{ei}^2 * S(E, m_i^2)$ , где  $S(E, m_i^2)$  является спектром с определенной массой собственного состояния нейтрино. Число стерильных состояний нейтрино неизвестно. Если три первых состояния имеют массу близкую к нулю, то можно отдельно выделить вклад тяжелого нейтрино,  $m_4^2$ , и записать как

$$S(E) = (1-U_{e4}^2) * S(E, 0) + U_{e4}^2 * S(E, m_4^2).$$

Существующие лучшие ограничения на  $U_{e4}^2$  в диапазоне масс 0,1 – 2 кэВ были получены нашей группой в Троицке [1,2].

В представленном эксперименте мы расширяем энергетический диапазон измерения бета спектра. Задача заключается в поиске стерильных нейтрино с массой в диапазоне до 6 кэВ. Несмотря на пандемию, проблему поставки жидкого азота в 2022 году был проведен полноценный сеанс измерений.

## **9. Задача «Поиск массы электронного антинейтрино»**

Впечатляющий прогресс исследования нейтринных осцилляций надежно продемонстрировал отличие от нуля массы нейтрино и позволил измерить расщепление массовых состояний нейтрино. При этом абсолютная шкала масс, т.е. общий сдвиг массовых состояний, остаётся неизвестной. Установление абсолютной шкалы массовых состояний нейтрино представляет важнейшее значение как для физики частиц, поскольку их малая масса указывает на новую физику за пределами Стандартной модели, так и для космологии, где сумма масс всех типов нейтрино играет заметную роль в эволюции крупномасштабных структур во Вселенной.

При исследовании абсолютной шкалы масс в лабораторных экспериментах, в обсуждаемом в настоящее время диапазоне масс выше 0,1 эВ, все типы нейтрино имеют одинаковую массу (см. рисунок 1), и наибольшую чувствительность имеют эксперименты с электронным нейтрино.

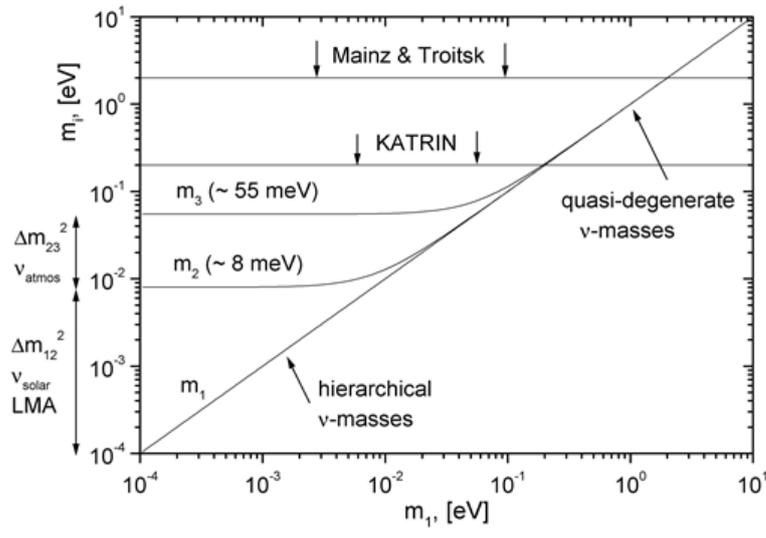
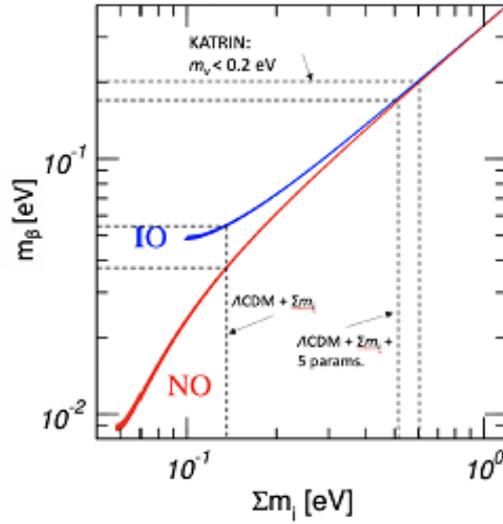


Рисунок 1 – Слева: связь эффективной массы электронного антинейтрино  $m_\beta$  с величиной массовых состояний  $m_i = m_{1,2,3}$  (прямая иерархия). Справа: связь  $m_\beta = m_\nu$  с космологическим параметром  $\Sigma m_i$  (сумма масс нейтрино) при прямой (NO) и обратной (IO) иерархии. Показаны ограничения на  $\Sigma m_i$  из данных по анизотропии реликтового излучения (данные *Planck satellite*), тоже при расширении модели и ожидаемые ограничения проекта KATRIN

Наиболее продвинутыми в экспериментальном отношении лабораторными методами поиска массы электронного нейтрино на сегодняшний день являются поиск двойного бета-распада (Майорановские нейтрино) и исследование кинематических ограничений в спектре одиночного бета-распада (Майорановские и Дираковские нейтрино). Среди последних лидирует проект KATRIN установивший предел

$$m_\nu < 0,8 \text{ эВ}/c^2 \text{ (90\% C.L.)} \quad (1)$$

Набранные к настоящему времени данные позволяют получить предел  $0,5 \text{ эВ}/c^2$ . При продолжении набора данных в течение 2023-2025гг. предполагается достигнуть проектного предела  $0,2 \text{ эВ}/c^2$ .

Измерение массы электронного нейтрино, основанное на применении болометрических детекторов для регистрации полного энерговыведения при К-захвате в гольмии-163, ведут эксперименты HOLMES и ECHo. Ожидается чувствительность в области  $> 1 \text{ эВ}/c^2$ .

Более амбициозные цели ставит проект PROJECT 8, основанный на измерении энергии электронов вблизи конца спектра по частоте циклотронных колебаний и претендующий на предел  $m_\nu < 0,04 \text{ эВ}/c^2$ . Для его реализации необходимо решить ряд сложных проблем, в первую очередь перейти от резонатора объемом 1 кубический миллиметр к распределенной системе антенн объемом несколько кубических метров и создание источника атомарного трития.

Следует упомянуть новую большую программу, предложенную для установки КАТРИН. Она состоит в поиске сигнала стерильных нейтрино в диапазоне масс от примерно  $1 \text{ эВ}/c^2$  до нескольких  $\text{кэВ}/c^2$ .

Считается установленным, что активные нейтрино представляют собой смесь трех состояний с определенной массой. Есть основания предполагать существование дополнительных состояний, не участвующих во взаимодействиях в рамках Стандартной модели и называемых поэтому «стерильными». Эти состояния являются смесью массовых состояний отличных от входящих в состав активных нейтрино. Если предположить существование небольшого смешивания стерильных состояний в активных нейтрино, то это должно приводить к появлению дополнительных массовых состояний в матрице смешивания активных нейтрино и проявляться как дополнительные спектры в  $\beta$ -распаде трития, сдвинутые от граничной точки на величину соответствующих масс (рисунок 2).

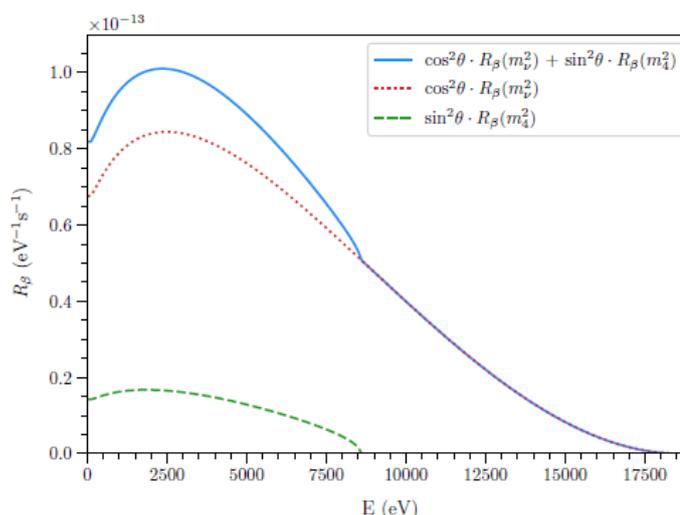


Рисунок 2 – Спектр в  $\beta$ -распаде трития в случае примеси нового массового состояния  $m_4 = 900 \text{ эВ}/c^2$  с углом смешивания  $\theta$

Установка КАТРИН предоставляет для поиска стерильных нейтрино прежде всего уникальный безоконный источник газообразного трития активностью 30 ГБк (примерно 1 Ки). Для проведения наиболее чувствительного поиска примеси стерильного нейтрино необходимо регистрировать поток электронов интенсивностью до  $10^{10}$  электрон/с.

При наборе данных в течение трех лет КАТРИН имеет возможность вести поиск вклада стерильных нейтрино с массой несколько кэВ на уровне, который не исключен существующими астрофизическим наблюдениями.

Коллегами из Технического университета Мюнхена рассматривается возможность улучшения спектрометрических свойств детектора для прямого измерения дифференциального спектра  $\beta$ -распада трития.

Регистрация электронов в счетном, спектрометрическом режиме ограничена скоростью счета примерно  $10^5$  э/с на один канал регистрации. Регистрация более высокой скорости счета решается обычно применением многопиксельных детекторов. Такой подход имеет технологические ограничения и на практике приходится снижать интенсивность источника с соответствующей потерей чувствительности.

В 60-х годах прошлого века аналогичная проблема возникла при поиске Р-нечетных эффектов в ядерных радиационных переходах. Решение было найдено в применении интегральной регистрации  $\gamma$ -квантов, при которой место счета отдельных квантов регистрировался средний ток образуемый в детекторе.

Если отклик детектора на  $\gamma$ -квант с энергией  $E$  имел распределенный спектр, то ошибке в скорости счета по сравнению с Пуассоновской величиной несколько возрастала (типично, не более чем двукратно).

Особые требования накладываются на детектор: стабильность на временном интервале измерения лучше величины измеряемого эффекта, линейность (отсутствие насыщения) при изменении потока регистрируемых частиц.

#### **10. Задача «Поиск 2К-захвата в $^{124}\text{Xe}$ »**

В лаборатории низкофоновых исследований, начиная с 2014 года, идет эксперимент по поиску 2К-захвата в  $^{124}\text{Xe}$ . Для поиска данного процесса используется медный (марка меди М1) пропорциональный счетчик высокого давления (МПС), с рабочим объемом 8,77 л. Внутренняя поверхность счетчика покрыта дополнительным слоем меди марки М01 толщиной 1,5 мм. Счетчик имеет следующие размеры: внутренний диаметр – 137 мм, внешний диаметр – 150 мм, длина чувствительной области – 595 мм. Счетчик окружен низкофоновой защитой, состоящей из 18 см меди, 15 см свинца и 8 см борированного полиэтилена. Установка находится в подземной низкофоновой лаборатории НЛГЗ-4900, расположенной на глубине 4900 м.в.э. Детектор заполнен

ксеноном до давления +5,8 атм. Данный образец ксенона имеет следующий изотопный состав:  $^{124}\text{Xe} \sim 21\%$ ,  $^{126}\text{Xe} \sim 27,12\%$ ,  $^{128}\text{Xe} \sim 33,4\%$ ,  $^{129}\text{Xe} \sim 18,8\%$ ,  $^{130}\text{Xe} \sim 0,071\%$ ,  $^{131}\text{Xe} \sim 0,057\%$ ,  $^{132}\text{Xe} \sim 0,026\%$ ,  $^{134}\text{Xe} \sim 0,088\%$ ,  $^{136}\text{Xe} \sim 0,0806\%$ . Перед заполнением детектора, газ проходит очистку от электроотрицательных примесей с помощью титанового реактора, прогретого до 800 °С. Сигналы с детектора оцифровываются осциллографом Лан-10-12РСІ и записываются на жёсткий диск ПК. Такой способ сохранения информации позволяет в офлайн режиме проводить отбор полезных сигналов по форме импульса. Применение специальных процедур отбора полезных событий, позволяет снизить фон в области интересов ( $63,6 \pm 3,7$  кэВ) до 2000 раз.

#### **11. Задача «Поиск безнейтринного двойного бета распада $^{100}\text{Mo}$ в составе международной коллаборации AMoRE»**

Поиск безнейтринного двойного бета-распада различных изотопов является одной из основных проблем физики элементарных частиц и астрофизики. Этот процесс возможен в том случае, если у нейтрино существует ненулевая масса покоя, а также если нейтрино является майорановской частицей. На наличие массы у нейтрино указывают результаты экспериментов по изучению осцилляций нейтрино. Однако из параметров осцилляций нейтрино можно определить только разницу масс между различными типами нейтрино, а не абсолютные их значения. Данный процесс предсказан для более чем 35 ядер, а для 14 из них был экспериментально обнаружен двойной двухнейтринный бета-распад. Одно из этих ядер –  $^{100}\text{Mo}$ . Энергия перехода  $Q_{\beta\beta}$  для  $^{100}\text{Mo}$  составляет 3034 кэВ, что значительно больше, чем максимальная энергия гамма-излучения от природной радиоактивности (линия 2614,5 кэВ  $^{208}\text{Tl}$ ). Также достаточно большая природная распространённость (9,7%) позволяет с меньшими затратами наработать большое количество изотопа.

С целью поиска безнейтринного двойного бета-распада  $^{100}\text{Mo}$ , в 2010 году, была организована международная коллаборация AMoRE (Advanced Mo-based Rare process Experiment). Эксперимент проводится в Южной Корее, в подземной лаборатории Янг-Янг. Экспериментальная установка основана на сцинтилляционных кристаллах, используемых в качестве криогенных болометров, расположенных в криостате растворения при температуре  $\sim 10$  мК. На данный момент задействовано 18 сцинтилляционных кристаллов: 13 кристаллов  $^{48\text{depl}}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  и 5 кристаллов  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Общая масса кристаллов составляет 6,19 кг, что соответствует 3,1 кг  $^{100}\text{Mo}$ .

#### **12. Задача «Поиск двойного безнейтринного бета распада $^{76}\text{Ge}$ в составе международной коллаборации GERDA и LEGEND»**

Целью международного эксперимента GERDA является поиск безнейтринного двойного бета распада изотопа  $^{76}\text{Ge}$  ( $0\nu\beta\beta$  распада). GERDA оперирует с открытыми германиевыми детекторами высокой чистоты из обогащенного  $^{76}\text{Ge}$  (HPGe), погруженными в жидкий аргон. Эксперимент GERDA расположен в подземной лаборатории LNGS в Италии.

Важный шаг в поиске  $0\nu\beta\beta$  распада сделан в 2017 году в эксперименте GERDA путем достижения наиболее низкого уровня радиоактивного фона в сравнении со всеми конкурирующими проектами. Таким образом, GERDA является первым в мире «безфоновым» экспериментом по поиску данного процесса. Статья, посвященная этому результату, опубликована в журнале Nature в 2017 году [1]. В 2020 году набор данных эксперимента GERDA закончен, в 2022 году продолжена обработка данных.

Одновременно проводятся работы по созданию нового крупномасштабного германиевого (до 1 тонны Ge-76) эксперимента LEGEND [2]. В LEGEND-200 около 200 кг Ge детекторов будут эксплуатироваться в существующей инфраструктуре эксперимента GERDA в лаборатории LNGS в Италии. LEGEND-200 в настоящее время вводится в эксплуатацию в LNGS, и ожидается, что физические данные появятся в 2023 году.

В коллаборацию GERDA входит более 100 ученых из 17 научных центров шести стран. Ученые из ИЯИ РАН, КИ и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с самого начала участвуют в подготовке и проведении эксперимента GERDA. Коллаборация LEGEND является новой расширенной коллаборацией, в которую дополнительно вошли учёные из ряда стран, в том числе из США. В 2022 году российские учёные участвовали в работе обеих коллабораций удалённо.

### **13. Задача «Увеличение точности измерения угла смешивания $\theta_{13}$ осцилляций нейтрино в канале электронные нейтрино – таонные нейтрино в эксперименте Double Chooz»**

По результатам измерений двумя детекторами Double Chooz получено значение угла смешивания нейтрино  $\sin^2 2\theta_{13} = 0,105 \pm 0,014$ . Это значение на одно стандартное отклонение превышает полученное в других аналогичных экспериментах (Daya Bay и RENO). Расхождение может объясняться не учетом в текущем анализе дополнительного излучения антинейтрино от бассейнов-отстойников с отработанным топливом. Напомним, что в эксперименте Double Chooz бассейны расположены ближе к ближнему детектору, чем к дальнему. Вклад в полный поток, измеряемый детекторами отличается на 0,5%. В то время как в других экспериментах этот вклад не дает искажения в измеряемый угол смешивания, так как бассейны-отстойники находятся на том же расстоянии, что и активные зоны ядерных реакторов.

По данным измерений Double Chooz ближним детектором был получен спектр антинейтрино, отвечающий определенному составу ядерного топлива по числу делений. Данный спектр хорошо совпадает с измеренным ранее в Ровенском эксперименте с учетом своего состава ядерного топлива. По разработанной в ИЯИ РАН методике данный спектр был разделен на компоненты, относящиеся к четырем делящимся изотопам топлива.

Был проведен расчет спектров антинейтрино с одновременной подгонкой к экспериментальным спектрам. Получено очень хорошее согласие экспериментальных спектров антинейтрино делящихся изотопов с расчетными.

Сечение реакции ОБР, полученное на основе расчетных спектров при составе активной зоны реактора Double Chooz  $\sigma_f = (5,63 \pm 0,15) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление, хорошо совпадает с экспериментальным сечением Double Chooz  $\sigma_f = (5,71 \pm 0,06) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление. Отличие в сечениях объясняется не учетом в экспериментальном сечении вклада от бассейнов-отстойников с отработанным топливом.

#### **14. Задача «Изучение свойств потока атмосферных мюонов, нейтронов, генерируемых ими, и фона естественной радиоактивности»**

Атмосфера Земли, которая защищает планету от большей части космического излучения, в свою очередь, позволяет нам измерять на Земле самые энергичные космические лучи с помощью явления, известного как широкие атмосферные ливни. Посредством последовательных взаимодействий с электронами и ядрами атмосферных атомов и молекул ливни преобразуют энергию первичных космических лучей в большое количество вторичных частиц (фотонов, электронов и позитронов, адронов, мюонов и нейтрино), образующих каскад, который развивается в направлении Земли. Ливни, генерируемые космическими ядрами высоких энергий, могут достигать максимального развития около Земли и, таким образом, измеряться по всем компонентам. Нейтрино и мюоны высоких энергий могут проникать даже на большие глубины: мюоны, благодаря большому поперечному сечению, легко обнаружить с помощью подземных экспериментов.

Атмосферные мюоны и нейтроны, генерированные мюонами, являются фоном для подземных детекторов регистрирующих нейтрино. Другим важным источником фона в подземных экспериментах являются естественная радиоактивность грунта и радон, который выходит из грунтовых вод в атмосферу подземного помещения через множественные микротрещины в породе. Гамма-кванты и нейтроны, проникающие в подземные лаборатории, тоже имеют вариации и требуют изучения для выделения сигнала при регистрации редких событий.

LVD – Детектор Большого Объема [1, 2] – способен измерять подземные мюоны со средней энергией 280 ГэВ в широком диапазоне углов, а также нейтроны и гамма-кванты с энергией больше 0,5 МэВ.

Цель исследований, проводимых детекторе LVD в подземной лаборатории Гран Сассо, Италия, – измерение потоков атмосферных мюонов, нейтронов и гамма-квантов от естественной радиоактивности на глубине 3300 м в.э.

**15. Задача «Анализ экспериментальных данных первого этапа эксперимента NEWSdm с использованием результатов расчетов для корректного выделения событий взаимодействия темной материи с учетом фоновых событий»**

Крупномасштабный эмульсионный эксперимент NEWSdm по исследованию темной материи планируется проводить в Лаборатории LNGS, Италия. В настоящее время проводится 10-граммовый эксперимент, для измерения фонов и проведения моделирования всех конструкторских особенностей детектора.

Цель исследований определение свойств темной материи. Наиболее популярными кандидатами на роль частиц темной материи являются WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Диапазон масс WIMP составляет 10 – 1000 ГэВ.

**16. Задача «Физические результаты коллаборации LHCb в 2022 г.»**

Эксперимент LHCb сегодня является мировым лидером по изучению физики тяжелых кварков. Продолжается обработка набранных ранее данных. В 2022 г. получен целый ряд новых результатов, превосходящих или сравнимых по точности с лучшими мировыми измерениями.

# **1. Построение новых теорий и моделей, предсказывающие существование частиц за рамками Стандартной Модели физики частиц.**

## **Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля и теорий за рамками Стандартной Модели**

### **1.1. Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля**

#### **1.1.1. Квантовый подход к описанию резонансного рождения электромагнитных мод в нелинейной электродинамике**

Мы рассматриваем две электромагнитные моды накачки в сверхпроводящем радиочастотном резонаторе и исследуем возможность резонансного рождения сигнальных электромагнитных мод комбинированных частот с помощью прямого вычисления вероятностей перехода между состояниями в квантовой теории. Для этого мы рассчитываем амплитуду процесса слияния трёх квантов электромагнитных мод резонатора (из одной или двух мод) в квант моды отличной от них сигнальной частоты. При этом для вычисления используется теория возмущения, в качестве лагранжиана взаимодействия берётся эффективный лагранжиан Эйлера-Гейзенберга. Мы определяем волновые функции для квантовых состояний электромагнитного поля в линейном и трёхмерном прямоугольном резонаторе с проводящими граничными условиями, а также Виковские спаривания для операторов электромагнитного поля с операторами рождения и уничтожения для квантовых состояний. С помощью системы компьютерной алгебры *WxMaxima*, мы аналитически показываем, что из-за калибровочной природы электромагнитного поля все амплитуды перехода, включающие однофотонные начальные состояния (как одной, так и двух частот), зануляются. Однако, этого не происходит при рассмотрении когерентных начальных состояний, наиболее близких к классическим модам. Мы рассчитываем вероятность рождения в единицу времени кванта сигнальной моды частотой  $2\omega_1 - \omega_2$ , взяв в качестве начальных состояний два когерентных состояния со средними частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  (взяты конкретные моды  $TE_{011}$  и  $TM_{110}$  в прямоугольном резонаторе). Эта вероятность оказывается ненулевой при определенном – резонансном – соотношении сторон резонатора. Рассматривая диссипацию для сигнальной моды в резонаторе, мы также рассчитываем среднее число квантов сигнальной моды, которое совпадает со сделанным ранее методом решения классических нелинейных

уравнений Максвелла вычислением. Результаты работы по квантовому вычислению готовятся к публикации в реферируемом журнале.

### **1.1.2. Разработка гибридной модели неупругих структурных функций протона**

В ГНР области КХД позволяет вычислить ведущий вклад в неупругие сечения и структурные функции нуклонов через функции распределения партонов. Поправки к лидирующему вкладу, которые носят степенной характер по  $1/Q^2$ , определяются операторами высших размерностей (твистов). Партонные распределения и вклады от высших твистов определяются из глобального КХД-анализа данных по процессам при больших значениях массы конечного адронного состояния  $W$  квадрата инвариантного переданного импульса  $Q^2$ . В области достаточно низких масс рожденных адронов  $W < 2$  ГэВ и квадрата инвариантного переданного импульса  $Q^2 < 4$  ГэВ<sup>2</sup> экспериментальный спектр неупругого электрон-нуклонного рассеяния имеет три ярко выраженные резонансные структуры. Первая резонансная область связана с возбуждением резонансного состояния  $\Delta(1232)$ , а две другие связаны с суперпозицией ряда резонансных состояний. В нашей работе резонансная область описывается в терминах пяти резонансов Брейта-Вигнера, состояния  $\Delta(1232)$ , состояния Ропера  $N(1440)$  и еще трех тяжелых резонансов, описывающих вторую и третью резонансные области. Мы рассматриваем резонансы, более тяжелые, чем состояние Ропера, как эффективные состояния, которые включают вклады от ряда возбужденных состояний нуклона.

Резонансные вклады незначительны при больших значениях  $W$ , а в сечениях преобладает нерезонансный фон. При больших значениях  $Q^2$  фоновое рассеяние идентично ГНР. Это дает возможность вычислить нерезонансный вклад в неупругие сечения при малых  $W$  и  $Q^2$  как аналитическое продолжение ГНР вкладов. В работе [16] разработан новый метод экстраполяции структурных функций DIS в непertурбативную область обеспечивающий гладкость продолжаемых функций и учитывающий известные общие результаты в пределе  $Q^2=0$ . Для настройки параметров модели [16] проведен глобальный фит экспериментальных данных по дифференциальным сечениям электророждения и полному сечению на водороде. При этом фит не включал ГНР данные при высоких значениях переданного импульса  $Q^2$ , т.к. работа [16] использует партонные распределения из КХД-анализа ГНР области, и по этой причине нам не нужно повторно фитировать ГНР данные, а достаточно исследовать резонансную и переходные области. Впервые в анализе использован наиболее полный набор данных по неупругим дифференциальным лептон-водородным сечениям включающий порядка 18000 экспериментальных точек, что позволило надежно определить параметры модели.

Результаты работы [16] могут быть применены в различных исследованиях, в

которых требуется интегрирование по всему спектру промежуточных состояний и переданному импульсу. Примеры включают исследование структуры нейтрона с использованием экспериментальных данных на протоне и дейтроне, исследование ядерных эффектов при возбуждении нуклонных резонансов, расчет полных и дифференциальных нейтринных сечений. В этой связи отметим, что в области энергий современных нейтринных экспериментов с длинной базой нейтрино-ядерное взаимодействие определяется возбуждением нуклонных резонансов и переходной областью, и необходимо надежное моделирование соответствующих сечений для уменьшения систематических неопределенностей и правильной интерпретации экспериментальных результатов.

### **1.1.3. Измерение структурных функций протона из анализа экспериментальных данных эксперимента MARATHON**

В эксперименте MARATHON были измерены сечения глубоконеупругого рассеяния на ядрах  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  с использованием двух спектрометров высокого разрешения для обнаружения электронов и криогенной мишени [17]. Отношение  $F_{2n}/F_{2p}$  извлекаются из отношения ядерных сечений  $^3\text{He}/^3\text{H}$ . В этом анализе используется совместный расчет ядерных эффектов и КХД-эффектов в ядрах  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$ , который был проведен на основе подхода разработанного в ИЯИ. В ходе работы были исследованы зависимость результатов от выбора спектральных функций  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$ , моделирования высокоимпульсной компоненты в ядрах, аналитического продолжения структурных функций связанных нуклонов во немассовую область. Это позволило надежно вычислить теоретическую поправку необходимую для извлечения отношения  $F_{2n}/F_{2p}$  и соответствующую погрешность вычислений.

Результаты эксперимента MARATHON дают существенно новую информацию для глобального КХД-анализа. В работе [18] был проведен КХД-анализ, в котором одновременно определяются партонные распределения в протоне, поправки от высших твистов и функции, определяющие немассовые эффекты в партонных распределениях связанных нуклонов. Результаты [18] указывают что данные MARATHON позволяют существенно улучшить точность определения распределения d-кварка в протоне, а также уточнить описание ядерных эффектов в глубоконеупругом рассеянии.

## **1.2. Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц за рамками Стандартной Модели**

### **1.2.1. Эффективное описание модели осциллонов с учетом нелинейности**

В данной работе мы строим эффективную теорию поля для осциллонов большого размера, но любой амплитуды, где поле осциллона произвольно. Такой режим

естественен: грубые оценки показывают, что долгоживущие осциллирующие объекты могут существовать только в достаточно малой размерности и только если они достаточно большие. Для определенности мы рассматриваем одно вещественное скалярное поле с симметричным потенциалом; обобщение на другие случаи является тривиальным.

Отметим, что пока пространственные масштабы велики и градиентные члены в уравнениях подавлены, классическое поле при любом  $x$  совершает быстрые, почти механические колебания в скалярном потенциале. Тогда медленно меняющимися переменными эффективной теории являются амплитуда и фаза колебаний — переменные действие-угол в механической системе с заданным потенциалом. Эти величины могут быть объединены в одно комплексное поле. Мы показываем, что действие для эффективных полей может быть записано в виде систематического градиентного разложения, где соответствующие слагаемые появляются в первом и втором порядках соответственно. Главное, что в любом порядке эффективное действие инвариантно относительно глобальной  $U(1)$  симметрии, следовательно, имеет сохраняющийся заряд. В главном порядке данная величина совпадает с так называемым адиабатическим инвариантом, который был ранее предложен в литературе. Мы приходим к выводу, что в нашей эффективной теории существует семейство осциллонов, которые действительно можно понимать как нетопологические солитоны, минимизирующие энергию при фиксированном  $N$ .

Примечательно, что такой же эффективный подход может быть полезен для изучения некоторых нелинейных механических систем со многими степенями свободы.

Важно, что наша эффективная теория может не только описать существенно нелинейные осциллоны большой амплитуды, но и пролить свет на условия их существования и долговечности. А именно, эти объекты существуют в рамках эффективной теории, если скалярный потенциал модели удовлетворяет определенным требованиям, которые мы выводим в явном виде. Кроме того, осциллоны устойчивы, если их заряды  $N$  удовлетворяют критерию Вахитова-Колоколова. Ожидается, что распад осциллонов является непертурбативным процессом с точки зрения эффективного разложения. Мы не рассматриваем такие процессы в данной работе, но отмечаем, что осциллоны должны быть долгоживущими всякий раз, когда работает наше описание. Это приводит к дополнительным условиям в отношении потенциала.

Мы проверяем эффективный подход сравнением предсказаний с результатами сферически-симметричного моделирования  $(d+1)$ -мерного скалярного поля с плоским потенциалом. Выбранный нами потенциал типичен для инфляционных моделей и часто используется в исследованиях осциллонов. Мы действительно демонстрируем, что

эффективная теория правильно описывает осциллоны: качественно в  $d=3$  измерениях, приближенно в  $d=1$  и  $2$  и точно в нерелятивистском пределе. Результаты работы готовятся к публикации в реферируемом журнале [19].

### **1.2.2. Электрослабый фазовый переход в суперсимметричных моделях и его феноменологические свойства**

Если суперсимметрия является фундаментальной симметрией природы, она должна быть спонтанно нарушена. Следствием этого спонтанного нарушения является существование сектора голдстино — фермиона, который в рамках супергравитации играет роль дополнительных поляризаций массивного гравитино. В ряде сценариев супермультиплет голдстино может быть легким с массами скалярных компонент голдстино порядка электрослабого масштаба. В этом случае, как было показано в предыдущих наших работах, новые скалярные степени свободы могут смешиваться с бозоном Хиггса и существенно влиять на его феноменологию. В данной работе было изучено их влияние на эффективный потенциал теории и на динамику электрослабого перехода. Используя существующие численные программные пакеты, проведено изучение пространства параметров модели с целью найти сценарии, в которых электрослабый фазовый переход будет переходом 1-го рода. Такие модели с новыми легкими скалярными степенями свободы были найдены, и данное исследование показало, что эти модели являются достаточно выделенными точками в пространстве параметров. А именно, для самосогласованного описания таких моделей в рамках низкоэнергетической суперсимметричной теории, в ее кэлеров потенциал приходится добавлять операторы старшей размерности. В работе был рассчитан спектр гравитационных волн, которые образовались во время электрослабого фазового перехода 1-го рода, и было показано, что для некоторых из таких моделей гравитационно-волновой сигнал может быть зарегистрирован в экспериментах ближайшего будущего по поиску гравитационных волн. Кроме того, достаточно общим предсказанием изученного сценария является сильное влияние скалярных степеней свободы сектора, ответственного за спонтанное нарушение суперсимметрии, на физику бозона Хиггса, в частности на ширины его распада и сечения рождения на адронных коллайдерах. По результатам работы опубликована статья [20].

### **1.2.3. Сингулярные светоподобые гиперповерхности в квадратичной гравитации**

Показано, что не только для времениподобных и пространственноподобных сингулярных гиперповерхностей, но и для светоподобных сингулярных гиперповерхностей как в общей теории относительности, так и в квадратичной гравитации уравнения поля могут быть получены с помощью принципа наименьшего действия.

Комбинации коэффициентов, присутствующие в уравнениях движения сингулярной гиперповерхности наиболее общего типа в квадратичной гравитации, равны нулю для квадратичного слагаемого Гаусса-Бонне. Это означает, что для данного частного случая нет двойных слоев или тонких оболочек, если выполняются условия Лихнеровича. В отличие от времениподобных и пространственноподобных двойных слоев светоподобный двойной слой в квадратичной гравитации не имеет так называемого «внешнего давления». Кроме того, можно предположить, что светоподобный двойной слой не существует без излучения, поскольку для этого типа светоподобных сингулярных гиперповерхностей «внешний поток» не может быть равно нулю. Показано, что критерии того, что гиперповерхность является тонкой оболочкой, а не двойным слоем, зависят от типа гиперповерхности. Для светоподобной тонкой оболочки это отсутствие скачка скалярной кривизны, для остальных — отсутствие скачков компонент тензора Риччи. Для светоподобных сингулярных сферически-симметричных гиперповерхностей в квадратичной гравитации условия Лихнеровича влекут за собой непрерывность скалярной кривизны. Это означает, что такая сингулярная гиперповерхность может быть только тонкой оболочкой. С другой стороны, если рассматривать эффективное действие квадратичной гравитации без члена Гаусса-Бонне для случая сферической симметрии, то оказывается, что условия Лихнеровича можно полностью снять для светоподобных сингулярных гиперповерхностей. В этой модели существует сферически-симметричный светоподобный двойной слой, который также не имеет «внешнего давления». Рассмотрены сферически-симметричные светоподобные тонкие оболочки и двойные слои, разделяющие два сферически-симметричных решения конформной гравитации. А именно, были исследованы сшивки между различными сферически-симметричными вакуумами и решениями типа Вайдья. По результатам работы опубликована статья [21].

#### **1.2.4. Описание геометрии кротовой норы в модели с фантомным скалярным полем**

Исследование посвящено решению задачи на начальные данные в ОТО плюс фантомное скалярное поле. Решение на начальные данные — это решение уравнений гамильтоновой и импульсной связи ОТО совместно со связями на поля материи, на начальной гиперповерхности Коши

В случае симметричной по времени начальной гиперповерхности (т. е. когда тензор внешней кривизны равен нулю), уравнения связей в исследуемой модели можно свести к единственному уравнению Лапласа. Геометрия начальной гиперповерхности описывается конформно-плоской метрикой, а решение уравнения Лапласа (т. н. «метрический потенциал») определяет соответствующий конформный фактор.

Хорошо известно, что существуют симметричные по времени вакуумные начальные данные для двух черных дыр, описывающие гиперповерхность Коши с топологией ручки (т. е. прямое произведение 2-мерной сферы на окружность минус точка). Это так называемая кротовая нора Мизнера. Такая кротовая нора, очевидно, не проходима, т. к. вакуумные уравнения Эйнштейна не нарушают энергетические условия.

Оказывается, что решение аналогичное кротовой норе Мизнера существует, если добавить фантомное скалярное поле. Соответствующее решение уравнения Лапласа является комплексным 1-параметрическим расширением метрического потенциала Мизнера. Конформный фактор в метрике определяется как квадрат модуля метрического потенциала. Начальное значение скалярного поля также определяется через метрический потенциал и является многозначной функцией (фактически это функция  $\arctan/\operatorname{arccot}$ ). Очевидно, что многозначность это следствие многосвязности геометрии. Однако, так как скалярное поле свободное, физические величины не зависят от этой многозначности.

Тем не менее, от многозначности можно избавиться, если рассматривать комплексное скалярное поле. В этом случае многозначное поле становится фазой начальной конфигурации комплексного поля. Требование однозначности для комплексного поля приводит к условию квантования для параметра входящего в решение.

В случае если в модель добавить электромагнитное поле, то можно построить соответствующее решение начальных данных, используя упомянутое выше расширенное решение Мизнера в качестве «затравочного». Наконец, были рассмотрены начальные данные на гиперповерхностях, которые можно назвать максимальными. Для таких гиперповерхностей след тензора внешней кривизны равен нулю. В этом случае, уравнения связей можно свести к одному комплексному эллиптическому квазилинейному уравнению. Уравнение оказывается инвариантным относительно инверсии, что дает возможность в будущем построить решения, содержащие кротовые норы. Статья готовится к публикации.

### **1.2.5. Дисформные преобразования в DHOST теориях**

Наиболее интересные с точки зрения космологии классы скалярно-тензорных теорий со старшими производными в действии связаны друг с другом конформно-дисформным преобразованием метрики. В частности, теория Хорндески связана дисформным преобразованием с расширенной теорией Хорндески. Такое преобразование является, вообще говоря, обратимой заменой полей, поэтому обе теории обладают одинаковыми свойствами и в общем случае эквивалентны. Однако, в теории Хорндески есть теорема, запрещающая решения, стабильные на протяжении всей эволюции и не имеющие сингулярностей, в то же время в расширенной теории Хорндески эта теорема

нарушается, и известны явные примеры всюду устойчивых решений. Разрешение этого кажущегося противоречия и являлось главной задачей данной работы. В данной работе нами были явно найдены в ковариантном формализме связи между лагранжевыми функциями обычной и расширенной теорий Хорндески при дисформном преобразовании. Показано, что некоторые лагранжевы функции теории Хорндески при дисформном преобразовании становятся сингулярными, если в расширенной теории положить устойчивое решение, нарушающее запрещающую теорему. Получается, что дисформное преобразование обратимо ровно до тех пор, пока не нарушается запрещающая теорема в расширенной теории Хорндески, после этого дисформная связь становится необратимой и теории не эквивалентны. Технически это получается благодаря тому, что именно та комбинация функций, которая должна ходить через ноль для нарушения запрещающей теоремы, стоит в знаменателе дисформного преобразования. По результатам работы опубликована статья [22].

Кроме этого, в скалярно-тензорных теориях Хорндески и их расширениях были исследованы решения, описывающие компактные гравитационные объекты типа кротовых нор, а также был изучен вопрос устойчивости указанных решений на линеаризованном уровне теорий.

В рамках задачи о построении устойчивого статического решения в виде кротовой норы получен полный набор критериев устойчивости такого решения по отношению к высокоэнергетическим модам возмущений. Также явно приведен пример лагранжиана теории, допускающего существование статической кротовой норы, для которой все найденные критерии устойчивости выполняются. Результаты исследования готовятся к публикации.

#### **1.2.6. Космологические решения в теориях Хорндески**

Было показано, что в подклассе теории Хорндески возможно построение эпох генезиса и отскока, которые предшествуют инфляции и, таким образом, решают проблему начальной сингулярности. Нами приводится пример лагранжиана, с помощью которого возможно построить стабильную (свободную от духовых и градиентных неустойчивостей) на протяжении всей космологической эволюции теорию. Однако, такие модели в далеком прошлом (ранние этапы жизни Вселенной) могут быть в режиме сильной связи: эффективная масса Планка стремится к нулю при больших отрицательных временах и классический анализ теории запрещен. Мы исследовали данную проблему, используя размерный анализ действия третьего и высших порядков (взаимодействия) по всем возмущениям метрики. Размерный анализ режима сильной связи базируется на сравнении характерных масштабов энергии: нужно оценить масштаб энергии сильной связи и

сравнить его с обратным характерным временем эволюции космологических решений. Показано, что классический масштаб энергии действительно может быть намного меньше, чем масштаб энергии сильной связи при определенном выборе параметров лагранжиана. Далее, были построены конкретные модели ранней Вселенной (отскок, генезис, а также их модификации), в которых не возникает проблема сильной связи на ранних временах. Отметим, что эти ранние эпохи типа отскока и генезиса также удалось «сшить» с последующей эпохой инфляции, а далее выйти с инфляции на стадию первичного разогрева. Также нами была рассмотрена генерация космологических возмущений в еще одной модели Вселенной с отскоком. Были найдены амплитуды первичных скалярных/тензорных возмущений, а также наклоны спектров и отношение амплитуды тензорных возмущений к скалярным ( $r$ -отношение). Мы также показали, что возможно сгенерировать эти первичные возмущения в режиме, в котором фоновая эволюция метрики и возмущений описывается в рамках классической теории поля и квантовой теории в режиме слабой связи. Далее, была рассмотрена теория, которая содержит скалярные поля с различными скоростями звука. Получены соотношения унитарности для парциальных амплитуд для процессов рассеяния два в два. Используя соотношения унитарности, также были получены унитарные ограничения. Такие унитарные ограничения позволяют получить более точные (чем размерный анализ) оценки масштаба энергии сильной связи. Также была рассмотрена модель Вселенной с отскоком, которая конформно связана с моделью инфляции. В такой модели не может быть никакого масштаба сильной связи, кроме планковской массы. Однако, наивный размерный анализ в такой модели отскока показал, что некоторый масштаб сильной связи все же есть. Поэтому был проведен более точный анализ проблемы сильной связи с помощью диаграммной техники. Итого было показано, что в действительности никаких масштабов сильной связи, кроме массы Планка в рассматриваемой модели отскока нет. Таким образом, наивный анализ масштаба сильной связи не всегда дает правильный ответ, и, для того чтобы определить применимость классического описания в некоторых моделях, требуется проводить более точный анализ проблемы сильной связи с помощью диаграммной техники и унитарных ограничений. По данным результатам подготовлена работа [23].

### **1.2.7. Пороговые сингулярности в XXZ спиновых цепочках**

Таким образом, мы показываем, что точный ответ для формфакторов и пороговых сингулярностей совпадает с предсказаниями модели мобильной неоднородности и противоречит наивному универсальному результату, основанному на модели Латтинджера (бозонизации). Мы точно устанавливаем не зависящие от импульса фазовые сдвиги для

XXZ- спиновой цепочки и значение критической экспоненты спектральной плотности. Главный вывод работы состоит в том, что спиновый оператор не может, вообще говоря, быть представленным экспоненциальным оператором в рамках бозонизации, а в нашем специальном случае, должен находиться в рамках модели эффективной примеси. По результатам работы подготовлена статья [24].

### **1.2.8. Сголдстино на FASER и перспективы поисков суперсимметрии**

В процессе решения задачи были получены формулы для рождения сголдстино из прямых pp-столкновений в результате слияния глюонов. Было оценено влияние ошибки вычислений из-за неточности структурных функций протона. Были получены формулы для распадов мезонов: K-мезона, D-мезона, B-мезона,  $\eta$ -мезона в сголдстино, как через диаграммы с кварковой петлей, так и через нарушающие аромат константы связи в модели. Были получены формулы распада скалярных и псевдоскалярных сголдстино в частицы Стандартной Модели, которые могут быть зарегистрированы детектором: в 2 фотона, 2 лептона, 2 или более мезонов. Были отдельно рассмотрены случаи, когда доминируют разные каналы рождения и распада сголдстино. Для определения возможностей эксперимента по исследованию модели, расчет проводился с учетом особенностей свойств детектора и его расположения. Эксперимент, который рассматривался в этой работе – FASER. Небольшой детектор на расстоянии около 500 м от точки взаимодействия. Планируется 2 этапа работы детектора: первый FASER-1 во время работы Run3 на БАК, и второй FASER-2 во время работы HL-LHC. Оба этих этапа были рассмотрены в работе. По результатам работы опубликована статья [25].

### **1.2.9. Параметры модели аксионоподобных частиц для объяснения гамма-всплесков GRB 221009A**

Проблема наблюдения энергичных частиц, возможно, фотонов, из очень далеких источников возникала в различных контекстах и всегда требовала нестандартной физики. Смешивание фотонов с гипотетическими аксионоподобными частицами (ALPs) во внешнем магнитном поле – одна из возможностей. ALP характеризуется двумя параметрами, массой  $m$  и фотонной константой связи  $g$ . По сравнению с аксионом КХД, ALP является более общим, поскольку  $m$  и  $g$  являются произвольными независимыми параметрами, но в то же время более простым, поскольку в минимальной версии он не обязательно взаимодействует с глюонами. ALP не создают пар, и поэтому распространяются во Вселенной без затухания, так что смешивание ALP/фотонов делает возможным следующий сценарий: проходя через достаточно сильные магнитные поля, фотоны превращаются в ALP и обратно, и поэтому пучок смешанных частиц может распространяться дальше, чем чистые фотоны. Пока мало что известно об источнике GRB

221009A и галактике, в которой он расположен, поэтому мы просто предполагаем максимальное смешение, то есть равенство амплитуд между двумя поляризациями фотонов и ALP, в источнике. Далее, мы пренебрегаем смешиванием в межгалактическом пространстве, чтобы избежать соответствующего подавления потока за счет постоянной перекачки энергии из аксионного канала в фотонный с последующим немедленным поглощением фотонов. В результате мы предполагаем, что состояние, приходящее в Млечный Путь, является чистым ALP, а поток составляет  $1/3$  от потока испущенных фотонов. Для распространения пучка ALP-фотонов в Млечном Пути мы численно решаем уравнение эволюции в формализме матрицы плотности. Мы используем модель галактического магнитного поля Пширкова и др. для направления, заданного небесными координатами GRB 221009A.

В результате вычислений получено, что для значительной части разрешенного экспериментально пространства параметров ALP такой механизм позволяет объяснить регистрацию фотонов с энергиями как 18 ТэВ, так и 251 ТэВ от данного гамма-всплеска. По результатам работы подготовлена публикация [26].

#### **1.2.10. Моделирования распространения электрон-фотонных каскадов в космологической среде**

Распространение гамма-излучения в космологической среде приводит к развитию электромагнитных каскадов. Мы провели детальное сравнение точности моделирования электромагнитных каскадов в межгалактическом пространстве публично доступными Монте-Карло программами CRbeam, CRProa3-3.1.7 и ELMAG 3.0.2. Модульная структура CRbeam и CRProa позволяет тестировать все соответствующие процессы независимо друг от друга. Были рассмотрены два наиболее актуальных процесса, отвечающих за развитие каскада: рождение электрон-позитронных пар и обратное комптоновское рассеяние электронов и позитронов на фотонах Межгалактического Фонового Излучения и Реликтового Излучения. Для каждого процесса интенсивность взаимодействия и распределение по энергии вторичных частиц, полученные в результате моделирования, сравнивались с теоретическими предсказаниями. Отключение всех взаимодействий позволило проверить точность распространения электронов в магнитном поле. Для ELMAG, наоборот, такая независимая проверка взаимодействий невозможна, поэтому результаты моделирования с помощью ELMAG использовались при сравнении свойств каскадного сигнала при включении всех актуальных взаимодействий. В результате сравнения было обнаружено, что предсказания спектральных, угловых и временных свойств каскадного сигнала могут различаться примерно на 50% в диапазоне энергий выше 1 ГэВ. Было установлено происхождение некоторых из этих

несоответствий. После устранения найденных ошибок, все три кода демонстрируют согласие с точностью 10% при моделировании близких источников с красными смещениями  $z = 0,1$ . Тем не менее, упрощенное вычисление оптической толщины МФИ в CRPropa приводят к существенным различиям между модельными расчетами для источников на больших красных смещениях. Мы сообщили авторам программ о всех найденных несоответствиях и предложили решение некоторых из них. С учетом наших замечаний были выпущены новые версии программ CRPropa3 3.2 и ELMAG 3.0.3. По результатам работы опубликована статья [27].

## 2. Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц — кандидатов на роль темной материи Вселенной. Разработка математического аппарата для описания таких теорий

Решение поставленной задачи начинается с записи метрики черной дыры в координатах Крускала-Секереша. Эта метрика затем обобщается на случай наличия сферической оболочки со свойствами варп-волны. Затем рассматривается плоский предел введенной метрики (малый участок или случай большого радиуса) и вычисляется тензор энергии-импульса. После этого исследуются частные решения для эволюции физических полей в метрике плоской варп-волны: решаются уравнения эволюции скалярного и векторного полей, а также уравнение Дирака. Также обсуждаются микроскопические варп-двигатели планковского масштаба и высказывается гипотеза о возможности нового типа квантового испарения сингулярностей внутри черных дыр.

При переходе к координатам Крускала-Секереша нормировочные множители и постоянные в метрике выбирались так, что метрика на горизонте видимости близка к метрике Минковского, т.е. является локально лоренцевой метрикой для черной дыры, что удобно для предельного перехода к плоской метрике. Соответствующая диаграмма показана на рисунке 3.

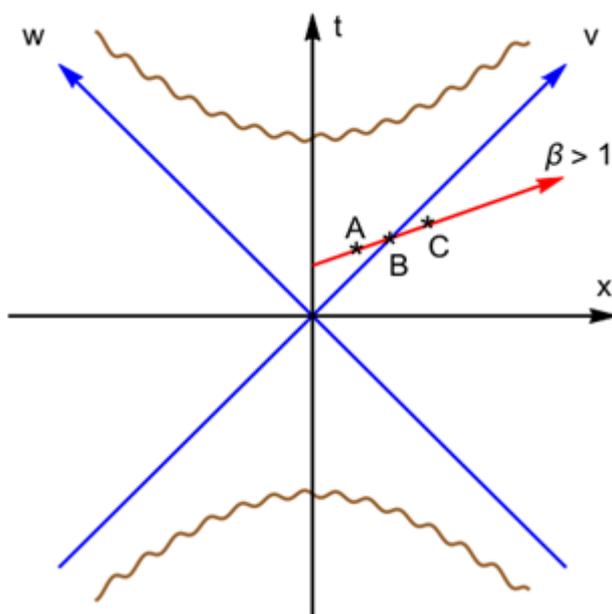


Рисунок 3 – Диаграмма Крускала-Секереша для черной дыры и варп-волны. Вылет сферической варп-волны из-под горизонта показан последовательными событиями  $A$ ,  $B$  и  $C$  в глобальном времени

В общем случае описанной метрики расчет тензора энергии-импульса выглядит весьма громоздким, т.к. радиус выражается неявно через новые координаты. Но удалось сделать следующее существенное упрощение, которое позволяет выписать решение. Как известно, вблизи горизонта событий метрика Шварцшильда стремится к метрике Риндлера, которая, в свою очередь, является метрикой равноускоренного наблюдателя, и путем замены координат она преобразуется в плоскую метрику Минковского. Поэтому нами был рассмотрен небольшой участок пространства вблизи горизонта, и в этой области исследованы свойства тензора энергии-импульса. В том числе, было показано, что нарушается сильное энергетическое условие.

Следующей частью исследования является запись и решение уравнений для эволюции различных физических полей в метрике варп-волны: для эволюции скалярного, векторного и фермионного полей. Во всех случаях прохождение варп-волны сопровождалось движением вместе с ней солитоноподобных конфигураций (кинков). В области вне волны энергия поля не изменялась, поэтому отсутствовала перекачка энергии из варп-волны в рассматриваемые поля. Однако, после прохождения варп-волны могли меняться фазы комплексных полей, т.е. волна оставляла после себя фазовый след. На планковском масштабе варп-волна должна иметь энергию порядка планковской энергии. Нами выдвигается гипотеза, что на планковском масштабе варп-решения могут являться типичным явлением. В этом случае, в частности, может происходить испарение центральных сингулярностей внутри черных дыр, где достигаются планковские энергии.

### **3. Проверка различных моделей с лёгкими гипотетическими частицами на установке NA64**

#### **3.1 Общий статус эксперимента NA64**

Установка NA64 является одной из первых в ЦЕРНе по экспериментальному поиску и фундаментальным исследованиям кандидатов на темную материю из скрытого сектора. После первых лет успешной работы по созданию установки и проведению первых сеансов на канале H4 SPS, в научный комитет SPSC CERN было подано предложение продлить набор статистики на канале H4 в 2022 г., которое было рассмотрено и одобрено в 2021 г. как следующий этап развития программы исследований на установке NA64 в ЦЕРНе. Список институтов – участников эксперимента NA64 расширился за счет Университета Чили, Томского ГПУ, гатуэзской группы Национального института ядерной физики из Италии и группы Института физики частиц (Валенсия) из Испании, вступивших в число участников. Позднее участники эксперимента NA64 предложили ЦЕРН программу исследований по новой физике также на период 2022-2025 гг. Эти исследования и их мотивация были обсуждены в комитете SPSC CERN. Программа исследований была рекомендована и одобрена комитетами SPSC и Research Board CERN на своих заседаниях с последующим ежеквартальным контролем со стороны официальных рецензентов проекта в ЦЕРН.

Результаты эксперимента NA64, полученные при обработке данных 2016-2022 гг., позволили сделать вывод о возможности расширения чувствительности NA64 к константе перемешивания и массам бозонов в диапазоне 1...600 МэВ. Полученные в эксперименте NA64 предварительные результаты дают основание уже в 2023-2024 гг. поставить наилучшие экспериментальные пределы на константу связи темного фотона, которые находятся в области значений, предсказываемых моделями скрытого сектора. Ожидаемая чувствительность составит величину примерно на порядок выше, чем ныне достигнутая. Долгосрочные планы следующего этапа эксперимента в 2023-2024 гг. включают также подготовку и проведение измерений по поиску невидимых распадов фотонов скрытого сектора на пару частиц темной материи; видимых распадов фотонов скрытого сектора на пары  $e^+e^-$  с последующей их регистрацией в детекторе NA64; аксионоподобных и скалярных частиц и ряд других процессов.

#### **3.2 Проведение сеансов набора данных на установке NA64**

В 2021 году руководство ЦЕРН выделило для эксперимента NA64 две площадки в Северной зоне (NA) ускорителя SPS. Одна площадка была выделена для проведения измерений на электронном пучке (канал H4, установка NA64e), а другая – под измерения и

поиски на мюонном пучке (канал M2, установка NA64 $\mu$ ). На этих пучках планировалось, начиная с 2022 г., провести тесты отдельных детекторов и модернизированных установок NA64e и NA64 $\mu$  в целом и затем начать первые эксперименты по поиску новых частиц, включая частицы темной материи и медиаторы взаимодействий скрытого сектора как для видимой, так и для невидимой моды их распадов, а также других процессов, в которых могла бы проявиться физика вне Стандартной модели на новом уровне чувствительности. Существенное улучшение чувствительности NA64e в области больших масс также ожидается при учете резонансного рождения векторного медиатора  $A'$ , впервые предложенном для использования в NA64 генуэзской группой итальянского Национального института ядерной физики, которая присоединилась к NA64 в 2021 году.

### 3.2.1. Установка NA64 $\mu$ и набор данных в сеансе на канале M2

В апреле-мае 2022 года участники эксперимента NA64 в рамках общей исследовательской программы эксперимента успешно провели трехнедельный сеанс на мюонном канале M2 ускорителя SPS на установке, получившей название NA64 $\mu$ . Проведение эксперимента на мюонном пучке было поддержано комитетом SPSC. Целью эксперимента являлся поиск нового  $Z'$ -бозона с массой меньше 200 МэВ, который мог бы объяснить как расхождение между теорией и экспериментом для величины аномального магнитного момента мюона, недавно подтвержденное в эксперименте E989 в Лаборатории Ферми (США) [28], так и происхождение темной материи в диапазоне масс ниже 1 ГэВ.

В ходе сеанса были смонтированы новые детекторы, проведена их настройка и калибровка, выполнен набор данных. Схема новой установки NA64 $\mu$  (рисунок 4), собранной в апреле 2022 г. в зоне мюонного канала M2 ускорителя SPS CERN, показана на рисунке 5.



Рисунок 4 – Установка NA64 $\mu$  в зоне мюонного канала M2 ускорителя SPS CERN

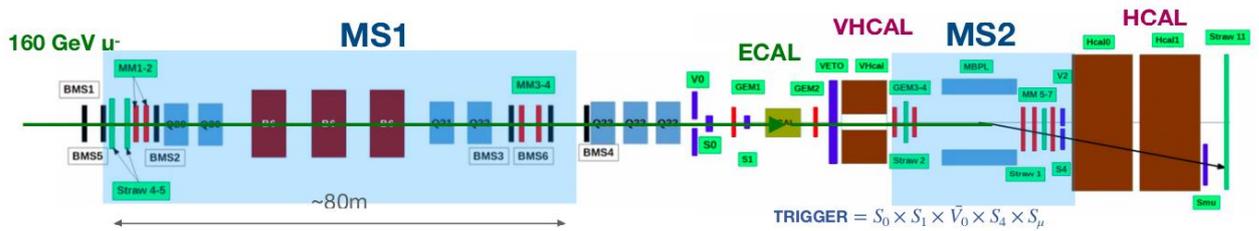


Рисунок 5 – Схема новой установки NA64μ

На установке NA64μ в сеансе на пучке M2 были проведены следующие работы:

- запуск и сертификация мюонного пучка M2, сравнение его измеренных характеристик с расчетными;
- изучение уровня триггера полезных событий;
- измерение уровня примеси адронов в мюонном пучке;
- оценка уровня герметичности детектора и его чувствительности к сигналу.

После наладки и калибровки был проведен набор данных с рабочими триггерами, зарегистрировано около  $4 \times 10^{10}$  мюонов на мишени. Следующий сеанс эксперимента NA64μ на мюонном пучке запланирован на осень 2023 года с целью впервые исследовать область параметров  $Z'$ , объясняющую  $(g-2)_\mu$ -аномалию (показана на рисунке 4 как область, ограниченная двумя кривыми зеленого цвета). Результаты анализа, полученные ограничения и планируемая чувствительность также показаны на рисунке 6 (пунктирные кривые серого цвета).

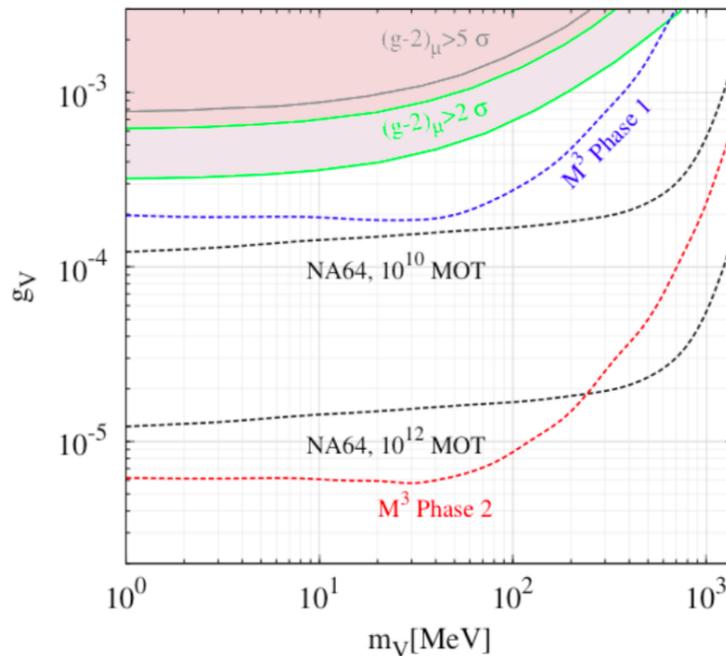


Рисунок 6 – Область параметров  $Z'$ , объясняющая  $(g-2)_\mu$ -аномалию, и планируемая чувствительность эксперимента NA64μ

### 3.2.2. Установка NA64e и результаты сеанса на канале Н4

Новая установка NA64e на электронном пучке канала Н4 ускорителя SPS CERN показана на рисунке 7. Схема установки приведена на рисунке 8.



Рисунок 7 – Установка NA64e в новой зоне канала Н4 во время сеанса 2022 года

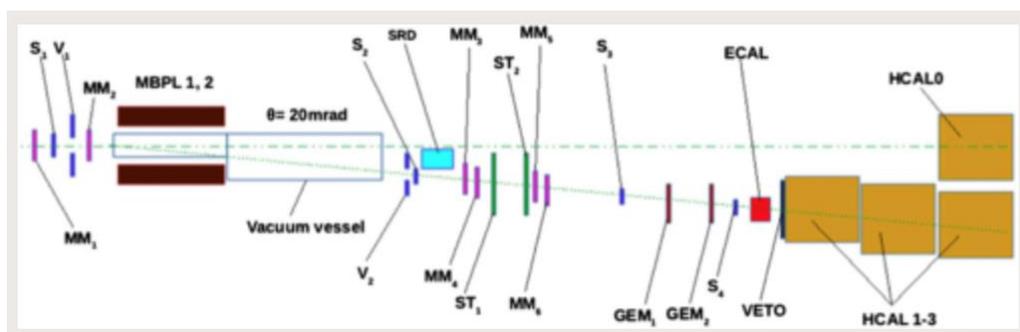


Рисунок 8 – Схема установки NA64e

В течение десятидневного сеанса на электронном пучке канала Н4 были выполнены следующие работы:

- запуск и сертификация нового электронного пучка и сравнение его измеренных характеристик с расчетными;
- сборка и запуск новой установки NA64e на новой площадке канала Н4;
- изучение и настройка уровня триггера полезных событий;

- запуск новых трековых детекторов типа Straw Tube;
- первые оценки уровня герметичности нового детектора и его чувствительности к сигналу.

Дальнейшее увеличение чувствительности поисков неизбежно влечет за собой необходимость существенного увеличения как интенсивности пучка, так и “скорострельности” установки. С этой целью в NA64e были также проведены измерения новых модулей электроники считывания и сбора данных.

Активной мишенью установки NA64e является электромагнитный калориметр (ECAL) с энергетическим разрешением  $\sigma E/E \approx 10\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})} + 4\%$ . Калориметр представляет собой матрицу размером 6x6 независимых счетчиков, каждый из которых состоит из 150 чередующихся пластин свинца толщиной 1,5 мм и пластикового сцинтиллятора толщиной 1,5 мм и имеет полную длину около  $40 X_0$  (радиационных длин). Детектор также разделен на предливневую часть длиной  $4 X_0$  и основную часть – поглотитель толщиной  $36 X_0$ .

На установке NA64e можно выделить два типа фона для событий с недостающей энергией. Первый из них связан с генерацией первичным пучком одной или нескольких проникающих частиц в электромагнитном калориметре. Для подавления вклада таких частиц за электромагнитным калориметром установлен массивный адронный калориметр (HCAL). Между калориметрами ECAL и HCAL размещается высокоэффективный детектор из пластического сцинтиллятора (VETO) для идентификации событий с такими проникающими заряженными частицами. Второй тип фоновых событий связан с наличием остаточных (порядка 1%) примесей адронов в первичном пучке. Чтобы подавить этот фон, до электромагнитного калориметра установлена система мечения электронов пучка на основе регистрации их синхротронного излучения (SRD) [29]. Установка NA64e также включает в себя магнитный спектрометр для измерения импульса частиц. Он состоит из двух последовательных дипольных магнитов и набора трековых детекторов – типа «Micromegas» (MM), «Straw Tubes» (ST) и газовых электронных умножителей (GEM). Кроме того, имеется набор счетчиков на основе пластикового сцинтиллятора для регистрации пучка. Во время работы установки большинство первичных электронов порождают в калориметре электромагнитный ливень, вся энергия которого регистрируется установкой. Для снижения скорости счёта рожденных событий, записываемых на диск, используется триггер – совпадение сигналов от сцинтилляционных счетчиков (SC) и ECAL о превышении порога энерговыделения в электромагнитном калориметре.

После применения всех критериев отбора в сигнальной области, определяемой двумя условиями  $E_{\text{ECAL}} < 50$  ГэВ и  $E_{\text{HCAL}} < 1$  ГэВ, событий – кандидатов на роль темной материи – зарегистрировано не было. Результат совместим с оценкой уровня фоновых событий ( $0,53 \pm 0,17$ ), который в основном определяется взаимодействием электронов с элементами установки выше по пучку от электромагнитного калориметра и одиночными адронами под большими углами, не попадающими в установку. Этот экспериментальный результат использовался для установки предела на рождение темного фотона ( $A'$ ) в невидимой моде распада [30].

В результате сеанса на канале Н4 в течение августа – октября 2022 г. было набрано около  $6 \times 10^{11}$  электронов на мишени. Предварительные результаты анализа выборки объемом около 15% данных, показанные на рисунке 9, свидетельствуют об их хорошем качестве и отсутствии фона. Это позволяет планировать последующие новые поиски с набором существенно большего объема данных, превышающего  $10^{12}$  электронов на мишени, с целью впервые проникнуть в неисследованную область параметров моделей легкой материи, показанную на рисунке 10.

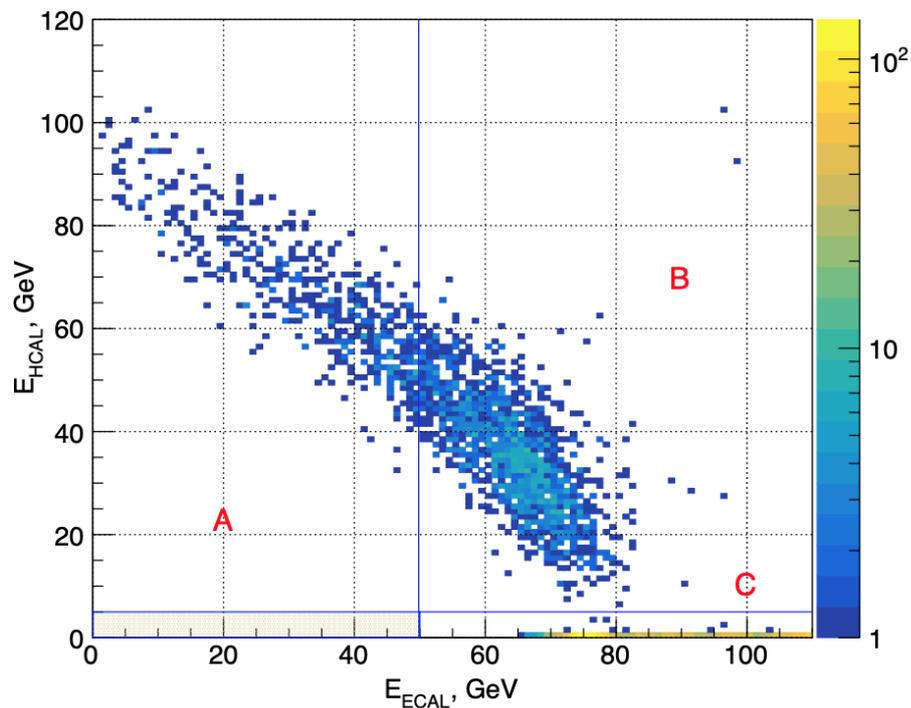


Рисунок 9 – Распределение в плоскости  $E_{\text{ECAL}}-E_{\text{HCAL}}$  по энергии событий, оставшихся после применения всех критериев отбора для данных, полученных в сеансе 2022 года

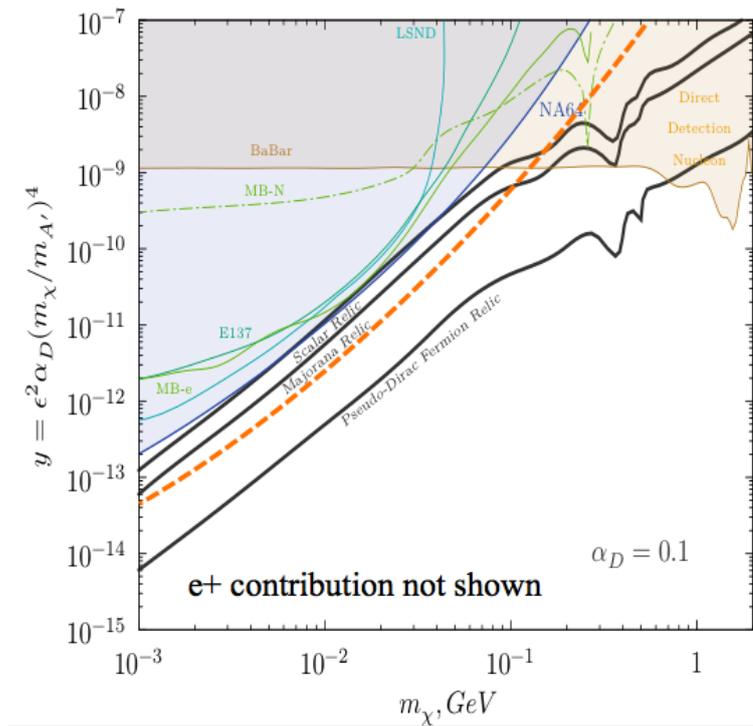


Рисунок 10 – Планируемая чувствительность (пунктирная кривая) поисков легкой темной материи

Одним из основных выводов сеанса 2022 г. является вывод о необходимости дальнейшей разработки и создания более быстрой системы сбора данных и автоматической системы контроля детекторов установки. Это включает в себя:

- разработку быстродействующей системы сбора данных DAQ и ее основных компонентов, таких, например, как контроллер, прескейлер и высокочастотные амплитудно-цифровые преобразователи MSADC;
- проверку и автоматический контроль низкошумящей электроники, используемой для считывания информации с детекторов NA64e, особенно узлов, связанных с работой системы калориметров WCAL, VHCAL, ECAL и HCAL;
- контроль состояния магнитного спектрометра и электроники камер трека;
- контроль состояния системы высокого напряжения калориметров.

Мониторирование установки, в частности, счетчиков электромагнитного калориметра, необходимо осуществлять также и в течение сброса ускорителя на мишень путем периодического сравнения текущих показаний и контрольных значений параметров с возможностью вывода информации по любому детектору или узлу установки на дисплей, а также с записью информации на диск. При наличии отклонений от предусмотренных спецификацией параметров необходимо, чтобы система контроля оповещала сотрудников, находящихся на смене, о необходимости произвести остановку или контроль набора данных. Разработка и внедрение такой системы контроля позволит

существенно повысить эффективность работы установки и поднять эффективность использования пучка.

### 3.3 Поиск нового $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией $B - L$

В рамках эксперимента NA64 на ускорителе SPS в ЦЕРНе с использованием методики учета недостающей энергии впервые проведен поиск нового  $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией  $B-L$  (разница между барионным и лептонным числами) в диапазоне масс кэВ – ГэВ. Поиск  $Z'$ -бозона проводился для реакции  $eZ \rightarrow eZZ'$ , в которой  $Z'$ -бозон распадается в основном либо на два нейтрино, либо на темную материю, как это показано на рисунке 11.

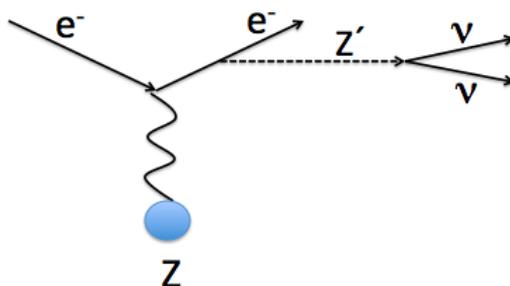


Рисунок 11 – Реакция распада  $Z'$ -бозона

При анализе данных, соответствующих  $3,2 \times 10^{11}$  электронов на мишени, включая данные 2021 г., не было обнаружено никаких свидетельств такого процессов. Это позволило получить новые ограничения на константу связи  $Z'-e$ , которые для диапазона масс  $0,3 \text{ МэВ} < m_{Z'} < 100 \text{ МэВ}$  являются наиболее строгими из всех, полученных на основе данных по рассеянию нейтрино - электрон. Полученные результаты по ограничениям на константу связи частиц с электроном опубликованы в журнале *Physical Review Letters* [31].

Было проведено детальное моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 [32, 33] акцептанса установки как для сигнальных, так и для фоновых событий. Для моделирования сигнала использовался полностью совместимый с GEANT4 пакет DMG4 [34], с его помощью рассчитывалось рождение бозона  $Z'$  с сечениями, полученными из точных расчетов [35, 36].

На рисунке 12 показано распределение по энергии в плоскости  $E_{\text{ESCAL}}-E_{\text{НСАЛ}}$  событий, оставшихся после применения всех критериев отбора для образца данных, полученных в сеансе 2021 года. Сигнальная область (выделена серым) не содержит событий.

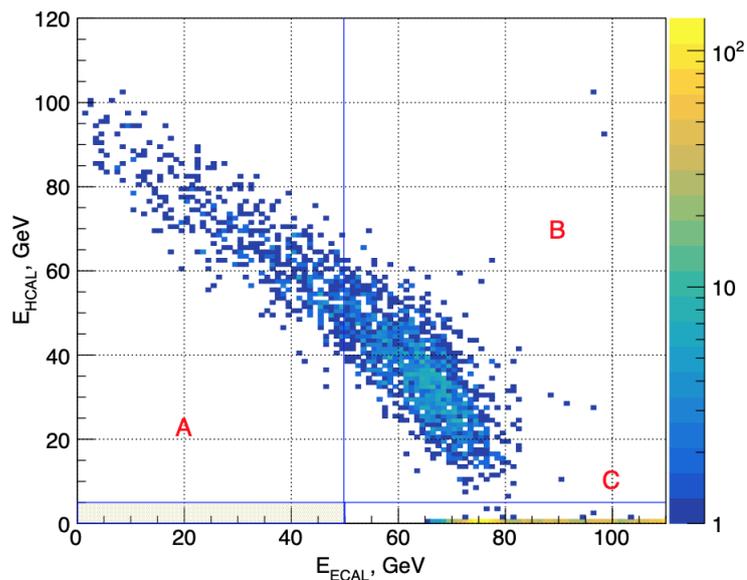


Рисунок 12 – Распределение по энергии событий в плоскости  $E_{\text{ECAL}}-E_{\text{HCAL}}$

Полученная в эксперименте NA64 область исключения на д.у. 90% в плоскости  $(m_Z, g_{B-L})$  для модели с ненарушенной (сплошная синяя линия) и нарушенной (пунктирная синяя линия) симметрией B–L показана на рисунке 13, где также приведены ограничения, полученные в экспериментах TEXONO [37] и GEMMA [38] с реакторными нейтрино, BOREXINO [39] с солнечными нейтрино, LSND [40] и CHARM II [41] с нейтринными пучками на ускорителях.

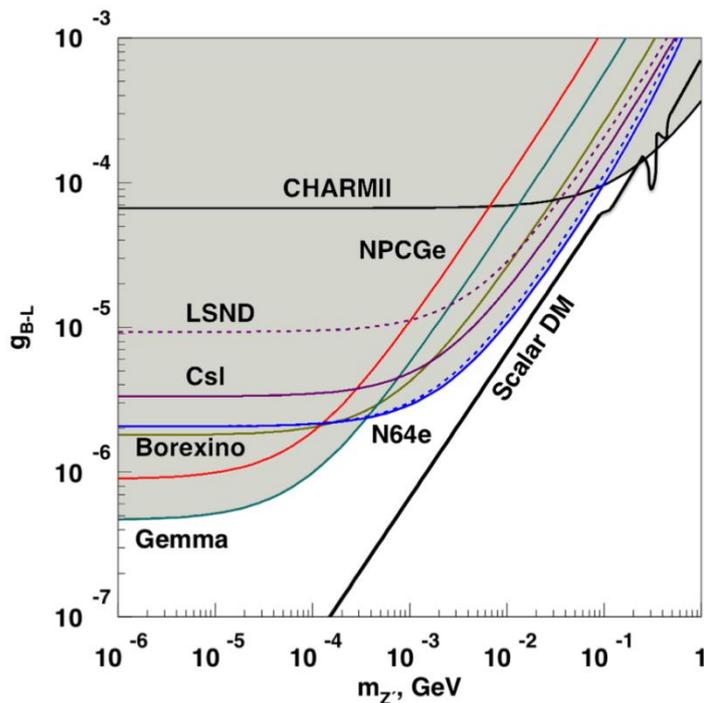


Рисунок 13 – Полученная в эксперименте NA64 область исключения (синие линии) в плоскости  $(m_Z, g_{B-L})$

### 3.4 Поиск нового калибровочного бозона $Z'$ , объясняющего $(g-2)_\mu$ -аномалию

В 2021-22 гг. был проведен комбинированный анализ экспериментальных данных, полученных в результате экспозиции 2017-18 гг., включающий в рассмотрение модель с резонансным рождением частиц  $Z'$ , связанных с нарушенной симметрией  $L_\mu-L_\tau$ . Получены новые строгие ограничения, существенно превышающие недавние результаты эксперимента Belle II для области масс  $m_{Z'} < 100$  МэВ [42].

При массах  $Z' < 200$  MeV эта модель может объяснить с точки зрения новой физики недавно подтвержденное в Лаборатории Ферми расхождение в аномальном магнитном моменте мюона [28]. Примечательно, что модель также предсказывает наблюдаемую реликтовую плотность темной материи ( $\chi$ ). Для определения выхода сигнала и эффективности обнаружения этого канала в установке NA64 было использовано детальное моделирование методом Монте-Карло. Результаты были получены из анализа предыдущих поисков на NA64 невидимого распада темного фотона  $A' \rightarrow \chi\chi$ . С помощью этого метода была исключена значительная часть пространства параметров и сделано приближение к области, объясняющей мюонную  $(g-2)$ -аномалию и совместимой с наблюдаемой реликтовой плотностью темной материи для масс  $Z'$  от двух масс электрона до масс порядка 100 МэВ (рисунок 14). Результаты эксперимента NA64 опубликованы в журнале Physical Review D [43].

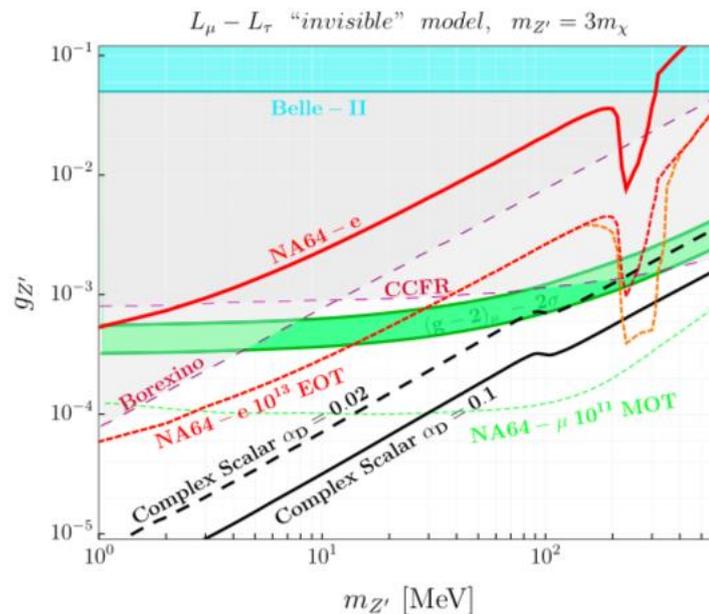


Рисунок 14 – Область исключения NA64 (верхняя красная кривая) на 90%-ном уровне достоверности для нового векторного бозона  $Z'$

На рисунке 14 также показана предполагаемая чувствительность установки NA64 $\mu$  – одной из частей эксперимента NA64. В NA64 $\mu$  используется мюонный пучок с энергией мюонов 160 ГэВ канала M2 ускорителя SPS для поиска  $Z'$ -бозона в реакции  $\mu N \rightarrow \mu N Z'$  с последующим невидимым распадом  $Z'$ . Как описано в статье [44], кривая чувствительности рассчитывалась для накопленной статистики в  $10^{11}$  мюонов на мишени с ожидаемым отсутствием фоновых событий. Также показана ожидаемая чувствительность установки NA64e для планируемой статистики в  $10^{13}$  мюонов на мишени в предположении аналогичных предыдущим условий набора данных. В эксперименте NA64 также изучается возможность провести сеанс с позитронным пучком, чтобы максимизировать сигнал в канале  $e^+e^-$ , и на рисунке 14 приведена ожидаемая чувствительность установки NA64 для предполагаемой статистики в  $10^{13}$  позитронов на мишени в предположении нулевого фона.

Результаты эксперимента NA64 являются первыми ограничениями, полученными в прямом экспериментальном поиске  $Z'$ , улучшающими пределы, полученные из данных нейтринных экспериментов. Продемонстрирован потенциал установки NA64 для будущих исследований областей пространства параметров легкой темной материи.

## 4. Поиск темных фотонов с помощью мультикатодного счетчика

### 4.1 Описание методики

Подробное описание методики было приведено нами в [45], здесь мы остановимся на основных моментах. В качестве детектора темных фотонов мы предлагаем использовать пропорциональный счетчик с достаточно большой поверхностью катода с высоким коэффициентом газового усиления. С помощью такого счетчика мы можем измерять скорость счета одиночных электронов при конверсии темных фотонов на поверхности катода, сопровождающейся эмиссией электрона. Мощность, поглощаемая катодом счетчика, в этом случае может быть описана выражением:

$$P = 2\alpha^2\chi^2\rho_{\text{CDM}}A_{\text{cath}}. \quad (4.1)$$

Здесь было принято:  $c = 1$ ,  $\alpha^2 = \langle \cos^2\theta \rangle$  – среднее по всей поверхности катода значение  $\cos^2\theta$ ,  $\theta$  – угол между вектором электрического поля темных фотонов и нормалью к поверхности катода,  $\rho_{\text{CDM}}$  – плотность энергии темной материи, которая здесь была принята равной  $(0,55 \pm 0,12)$  ГэВ/см<sup>3</sup> [9],  $A_{\text{cath}}$  – площадь поверхности катода. Как видно из этого выражения, мощность максимальна, когда вектор электрического поля скрытого фотона перпендикулярен поверхности катода, и равна нулю, когда вектор лежит в плоскости катода. Часть этой мощности выделяется в виде одиночных электронов, эмитируемых с поверхности катода, при этом скорость эмиссии одиночных электронов находится из выражения

$$P = \frac{m_{\gamma}R_{\text{MCC}}}{\eta}. \quad (4.2)$$

Здесь  $R_{\text{MCC}}$  – скорость эмиссии одиночных электронов,  $\eta$  – выход одиночных электронов на один фотон, который здесь принят равным выходу для реального фотона с энергией, равной массе скрытого фотона. Объединяя (4.1) и (4.2), получим выражение для чувствительности этого метода:

$$\chi = 2,1 \times 10^{-12} \left( \frac{R_{\text{MCC}}}{\eta \cdot 1 \text{ Гц}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{m_{\gamma}}{1 \text{ эВ}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{0,55 \text{ ГэВ/см}^3}{\rho_{\text{CDM}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{1 \text{ м}^2}{A_{\text{cath}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right). \quad (4.3)$$

Здесь предполагается, что вся плотность энергии темной материи обязана темным фотонам, а величина в числителе в последних скобках соответствует изотропному случаю для вектора электрического поля темных фотонов. На рисунке 15 представлены кривые выхода фотоэлектронов на один фотон по результатам работы [46], откуда видно, что этот метод обладает наивысшей чувствительностью в области примерно от 10 до 50 эВ. На рисунке также видно, что наиболее перспективным материалом для катода счетчика является алюминий, поскольку для него наблюдается высокий выход фотоэлектронов.

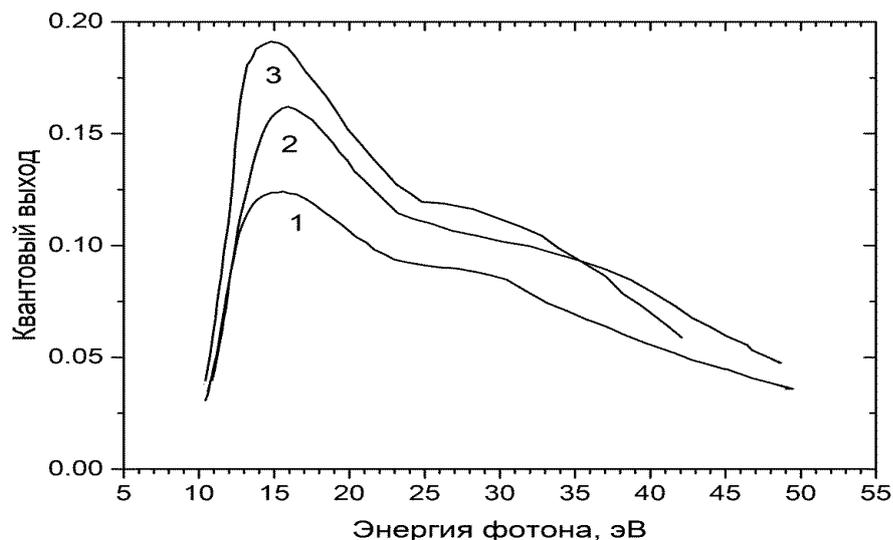
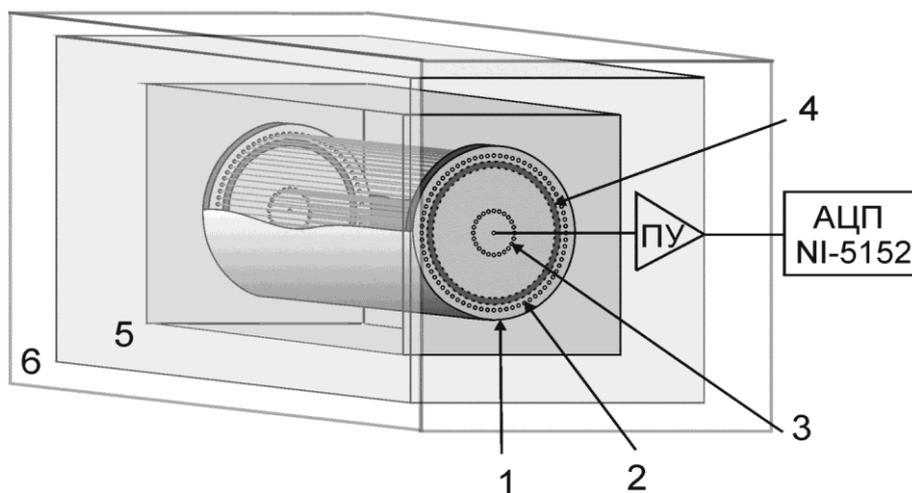


Рисунок 15 – Выход фотоэлектронов в зависимости от энергии фотона для разных металлов: сплав Cu (1), Zn (2) и Al + 4%Mg (3)

На рисунке 16 приведена упрощенная схема детектора, который для защиты от окружающего гамма-излучения помещен в стальной бокс с толщиной стенки 300 мм. Для защиты от тепловых нейтронов внутри стальной защиты поместили слой борированного полиэтилена. При такой защите основным каналом фона детектора являются треки ионизирующих частиц на краях счетчика, которые имитируют одиночные электроны. Для вычитания этого фона нами была разработана специальная конструкция счетчика с тремя катодами – мультикатодный счетчик. Первый, наружный, катод из металла является мишенью для темных фотонов. Одиночные электроны эмитируются с внутренней поверхности этого катода в результате конверсии темных фотонов. На расстоянии 8 мм от первого катода оборудован второй катод из нихромовых нитей толщиной 50 мкм с расстоянием между нитями 5 мм. На этот катод подается поочередно потенциал выше (конфигурация 1) или ниже (конфигурация 2) потенциала на первом катоде. В первом случае электроны, эмитируемые с поверхности первого катода, свободно дрейфуют в направлении анода в центре счетчика, изготовленного из позолоченной нити из сплава вольфрам–рений толщиной 25 мкм. Во втором случае запирающий потенциал на втором катоде не позволяет электронам дрейфовать в направлении анода, отталкивая их к первому катоду. Для обеспечения высокого ( $>10^5$ ) коэффициента газового усиления вблизи анода на расстоянии 20 мм размещен третий катод также из нихромовых нитей толщиной 50 мкм. В первом случае (конфигурация 1) счетчик регистрирует суммарный эффект от одиночных электронов, эмитируемых с поверхности первого катода, и фон, обусловленный треками ионизирующих частиц на торцах счетчика. Во втором случае

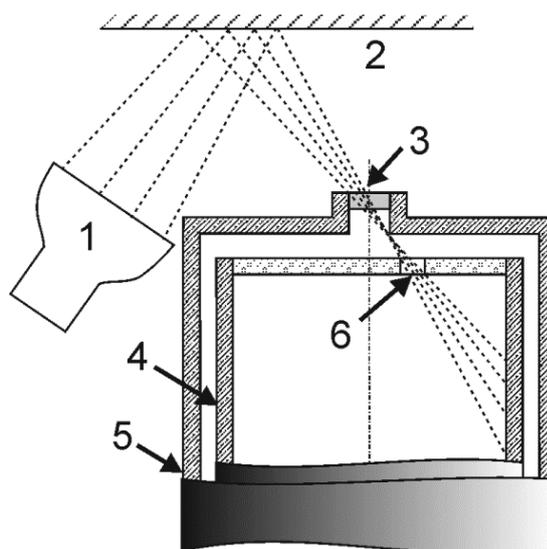
счетчик регистрирует только фон. Для измерения скорости счета одиночных электронов нужно из первой скорости счета вычесть вторую скорость счета. В эксперименте последовательно раз за разом проводятся измерения в первой и во второй конфигурациях, а затем находится разность скоростей счета по совокупности всех проведенных измерений. Обработка данных проводится в режиме офлайн, за сутки собирается более 1 ТБ информации. Записываются в память не только значение сигнала в каждый данный момент времени, но и сами времена, что, группируя данные по соответствующим интервалам времени, позволяет получать кривые суточных вариаций скоростей счета.



1 – первый катод, 2 – второй катод, 3 – катод центрального счетчика, 4 – охранный электрод, 5 – защита из борированного полиэтилена, 6 – стальная защита

Рисунок 16 – Упрощенная схема мультикатодного счетчика

Для измерения эффективности счета одиночных электронов счетчик калибровался источником ультрафиолетового излучения – лампой с парами ртути. Схема облучения катода счетчика УФ-фотонами изображена на рисунке 17. Как видно из рисунка, катод облучался через окно в торце счетчика. Такая геометрия была выбрана, чтобы не делать отверстия в самом катоде и тем самым не привносить неоднородность в поверхность катода. Внутренняя поверхность катода была отполирована, чтобы обеспечить зеркальность.



1 – источник УФ-излучения, 2 – алюминиевая фольга, 3 – кварцевое окно, 4 – катод, 5 – корпус детектора, 6 – калибровочное отверстие

Рисунок 17 – Схема облучения катода счетчика ультрафиолетовым излучением при калибровке

На рисунке 18 показаны два импульса: один – от мюона, пролетевшего через счетчик, и второй – от одиночного электрона. Из рисунка видно, что для надежного выделения полезных импульсов от одиночных электронов на фоне импульсов от мюонов амплитуда находится путем аппроксимации по форме импульса на восстановленной нулевой линии от импульсов большой амплитуды. Измерения проводились в помещении на первом этаже в г. Троицк, Москва. Средний темп счета мюонов составил примерно 15 импульсов в секунду. После фронта каждого такого импульса устанавливалась мертвая зона протяженностью 10 мс. Таким образом, среднее мертвое время счета составляло величину 15%, не критичную для данных измерений.

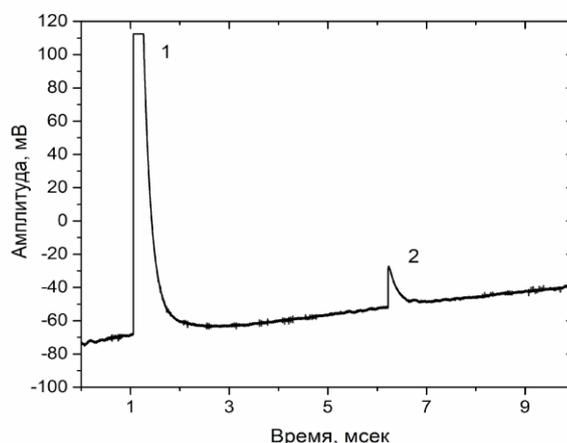


Рисунок 18 – Импульсы от мюона (1) и одиночного электрона (2)

На рисунке 19 приведен амплитудный спектр импульсов от одиночных электронов. Этот спектр хорошо согласуется с распределением Поля, которое описывается выражением

$$P(A) = C \left( \frac{A}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left( -\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right) \quad (4.4)$$

Здесь  $A$  – амплитуда импульса,  $\bar{A}$  – средняя амплитуда импульса,  $\theta$  – параметр Поля,  $C$  – нормировочная константа. При пороге 3 мВ для амплитуд импульсов менее 50 мВ эффективность счета одиночных электронов составляет примерно 60%.

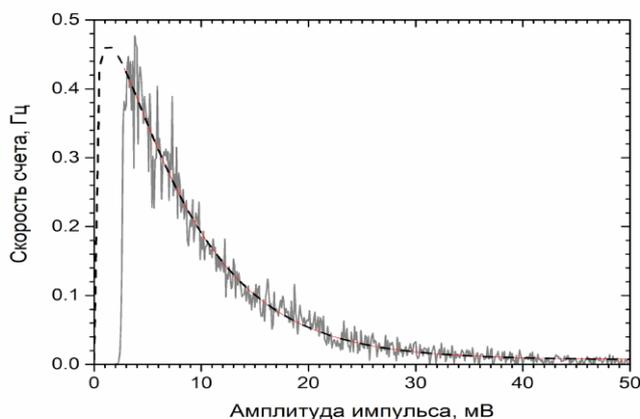


Рисунок 19 – Амплитудный спектр одиночных электронов и его аппроксимация по распределению Поля

На рисунке 20 показано, как изменение потенциала на втором катоде влияет на скорость счета одиночных электронов при калибровке счетчика. Из рисунка видно, что запирающий потенциал 30 В относительно потенциала на первом катоде надежно блокирует счет одиночных электронов в конфигурации 2.

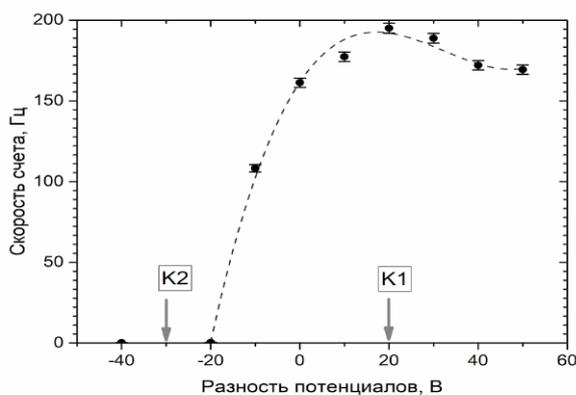


Рисунок 20 – Зависимость скорости счета одиночных электронов при калибровке от разности потенциалов между первым и вторым катодами. K1 и K2 – разности потенциалов для конфигураций 1 и 2

## 4.2 Результаты измерений

На рисунке 21 приведены экспериментальные данные, полученные после обработки в офлайн результатов измерений, за период более 100 сут. Измерения проводились на счетчике с алюминиевым катодом со смесью Ne + CH<sub>4</sub> (10%) при давлении 0,1 МПа. Всего было проведено 200 измерений, каждое в интервале 12 ч. Величина  $r_{\text{MCC}}$ , которую можно отнести к эффекту от скрытых фотонов, здесь находилась путем усреднения по всем точкам разности скоростей счета в конфигурации 1 и конфигурации 2. Величина  $R_{\text{MCC}}$  для подстановки в выражение (4.3) находилась как  $R_{\text{MCC}} = r_{\text{MCC}}/\varepsilon$ , где  $\varepsilon = 0,6$  – эффективность счета одиночных электронов при пороге регистрации 3 мВ с амплитудой импульса менее 50 мВ. Подставляя эту величину в выражение (4.3), мы получили верхний предел для константы кинетического смешивания  $<10^{-11}$  для массы темных фотонов в интервале от 9 до 40 эВ. Этот результат был опубликован в [47] и включен в компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (PDG) в [48].

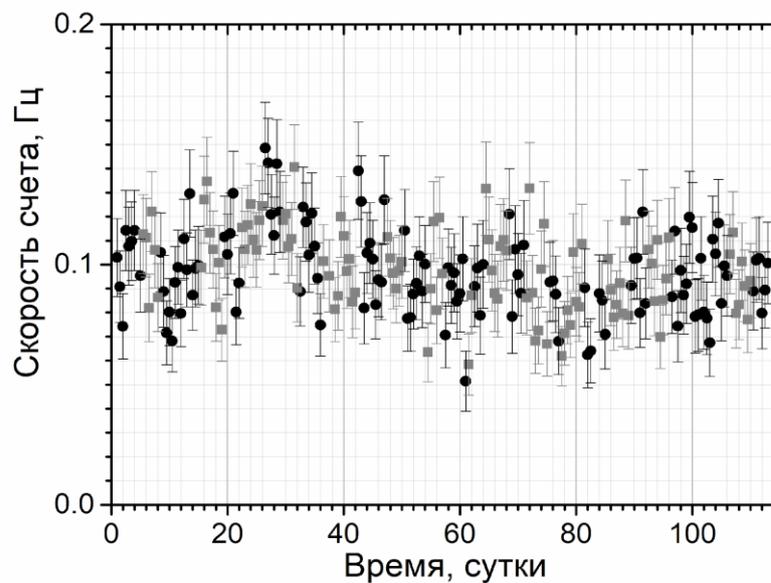


Рисунок 21 – Скорости счета, полученные по результатам измерений серии с 200 точками, каждая в интервале 12 ч, темные кружки – конфигурация 1, светлые квадратики – конфигурация 2

На рисунке 22 приведены результаты, полученные в последующих измерениях с большей статистикой: по 871 точкам каждое в интервале 12 ч ночь и день. Верхний предел на константу кинетического смешивания удалось существенно улучшить по результатам этих измерений:  $< 3 \times 10^{-12}$ , как это представлено на рисунке 23 [49].

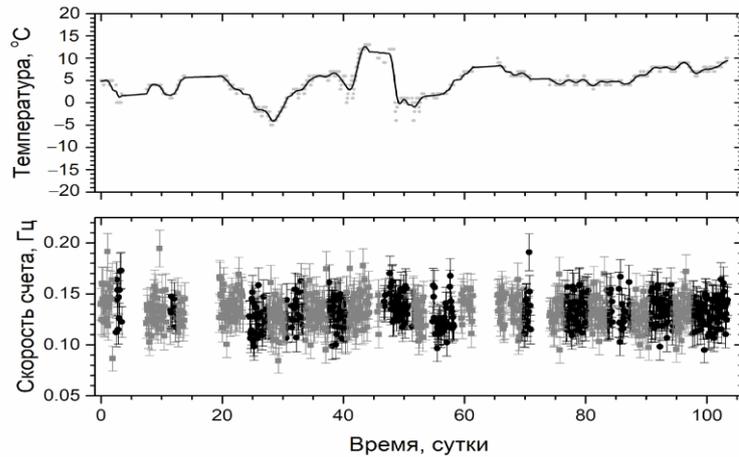


Рисунок 22 – Результаты измерений по 871 точкам. Вверху – температура счетчика, внизу – скорости счета (каждая точка соответствует измерению в интервале 12 ч), темные кружки – конфигурация 1, светлые квадратики – конфигурация 2

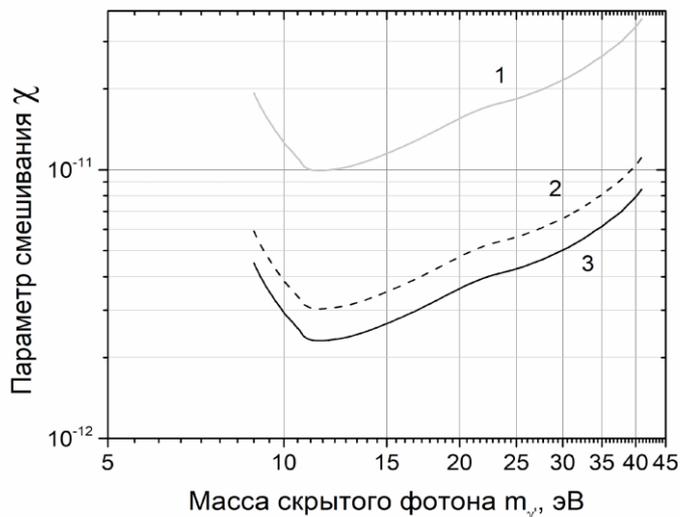


Рисунок 23 – Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные по трем сериям измерений. 1 – счетчик со смесью Ar – CH<sub>4</sub> (10%), 2 – счетчик со смесью Ne + CH<sub>4</sub> (10%) по 200 точкам измерений, 3 – то же, но по 871 точкам измерений

На рисунке 24 приведены верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в разных экспериментах. Видно, что достигнут существенный прогресс при переходе от смеси Ar + CH<sub>4</sub>(10%) к смеси Ne + CH<sub>4</sub>(10%). Считаем важным подчеркнуть еще раз, что в нашем эксперименте мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла, в то время как в других экспериментах мишенью являются валентные электроны. Поскольку сегодня мы не располагаем надежной теорией скрытых фотонов, результаты измерений могут существенно зависеть от деталей, связанных с типом мишени. Поэтому в настоящее время эти эксперименты дополняют друг друга.

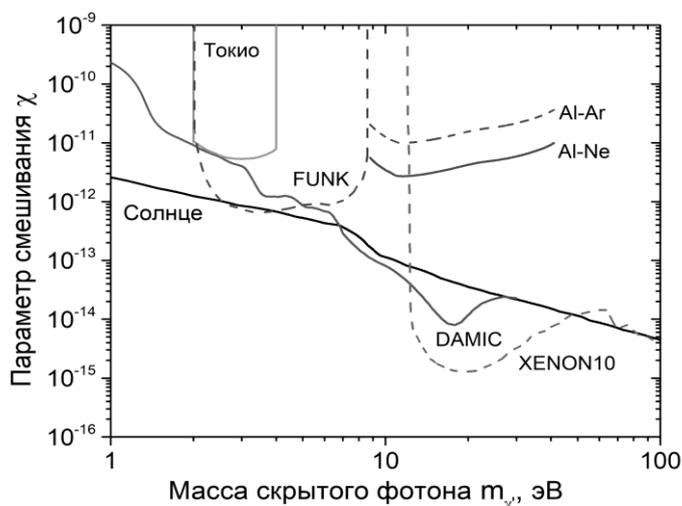


Рисунок 24 – Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в различных экспериментах

### 4.3 Доказательная база эксперимента

Результаты измерений, выполненные по настоящее время, показывают, что предлагаемый нами метод работает и вполне может быть использован для поиска темных фотонов. Замечательной особенностью мультикатодного счетчика является его способность выделять направление поляризации скрытых фотонов. Как видно из выражения (4.1), если вектор электрического поля направлен вдоль оси счетчика, ожидаемый эффект равен нулю. Если вектор направлен перпендикулярно оси счетчика, ожидаемый эффект максимален. Таким образом, если вектор электрического поля темных фотонов имеет выделенное направление в звездной системе координат, то при вращении Земли мы должны наблюдать вариации с периодом одни сутки. Для звездных суток этот период составляет 23 ч 56 мин 4 с, для солнечных – 24 ч. Кривая вариаций зависит от географической широты, где расположен детектор, и от его ориентации: вертикальный, горизонтальный Восток–Запад, Север–Юг, как это показано путем расчетов в [49, 50]. Здесь важным моментом является то, что кривая суточных вариаций должна обладать симметрией относительно момента времени 12:00 звездных суток, если за 00:00 принимаем момент, когда вектор электрического поля лежит в плоскости меридиана, на котором расположен детектор. Это позволяет отбрасывать как ложные любые вариации, не удовлетворяющие этому требованию. Если симметрия наблюдается только в солнечной системе координат, это является указанием на то, что темные фотоны имеют выделенное направление электрического поля в солнечной системе координат. Примечательно то, что, если реальное угловое распределение отличается от ожидаемого распределения согласно выражению (4.2), кривая суточных вариаций все равно должна обладать симметрией.

Реальный вид этой кривой может быть полезной для уточнения деталей механизма конверсии темного фотона в фотоэлектроны, наблюдаемые в эксперименте. Открытие суточных вариаций в этом эксперименте стало бы доказательством, что наблюдаемый эффект действительно обязан темным фотонам [49–51]. Это является уникальной особенностью данного метода. Результат, полученный нами [49] включен в мировую компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (Particle Data Group) [52].

## 5. Определение параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино в эксперименте T2K

### 5.1 Работы в международном нейтринном эксперименте T2K в 2022 году

#### 5.1.1 Обновление систем в T2K

В 2022 г. сотрудники ИЯИ РАН продолжали работы в рамках международного нейтринного эксперимента T2K (Токай-то-Камиока), основной целью которого является определение параметров осцилляций нейтрино. В T2K, который стартовал в 2010 г. и работа которого по планам продлится до 2027 г., потоки нейтрино или антинейтрино формируются в специальном канале Японского исследовательского протонного ускорительного комплекса (J-PARC) в г. Токай, Япония, а затем регистрируются либо с помощью системы ближних детекторов ND280 на расстоянии 280 м от графитовой мишени, либо с помощью дальнего детектора Супер-Камиоканде (SK), расположенного в 295 км к западу от Токая. Всего с 2010 г. в T2K проведено 11 сеансов с пучками как нейтрино, так и антинейтрино (в основном мюонными). Последний сеанс по набору статистики (№11) состоялся в апреле 2021 г., после чего в 2021-2022 г.г. проводилась работа по модернизации различных систем: а) на протонном ускорителе J-PARC, который является источником нейтрино для T2K; б) в дальнем детекторе SK; в) в ближнем детекторе ND280; г) кроме того, был существенно обновлен анализ экспериментальных и моделированных данных в T2K (“анализ-2022” в отличие от предыдущего “анализа-2020”). Кратко перечислим основные моменты всех этих обновлений.

1. Основные работы на ускорителе J-PARC заключались в подготовке к увеличению мощности протонного пучка с нынешних ~500 кВт до 750 кВт в 2023 г., а в перспективе - до 1,3 МВт к 2028 г. Эти работы проводились как на основном кольце ускорителя (MR), так и в канале, где формируется нейтринный пучок для эксперимента T2K.

2. В 2022 г. в дальнем детекторе SK, который представляет собой водный черенковский детектор водоизмещением 50000 т, концентрация гадолиния в воде была увеличена с 0,01% до 0,03%, что позволяет поднять эффективность захвата нейтронов ядрами гадолиния с 50% до 75%. Это, в свою очередь, поможет улучшить разделение нейтринных и антинейтринных событий в дальнем детекторе T2K, кроме того, это позволит улучшить чувствительность SK к различным космогенным событиям (нейтрино от вспышек Сверхновых звезд) и при поиске распада протона (это не входит в программу T2K, но относится к задачам собственно детектора SK).

3. В 2022 г. продолжалась модернизация системы детекторов T2K, называемой “ближний детектор ND280”, которая заключается в замене  $\pi^0$ -детектора (P0D) на активную 3D сегментированную сцинтилляционную нейтринную мишень (SFGD), расположенную между двумя горизонтальными времяпроекционными камерами (HTPC) и окруженную пластинами времяпролетной системы (ToF). Эта модернизация является также частью программы разработки нейтринных детекторов для будущих экспериментов, например, T2HK (с дальним детектором Гипер-Камиоканде вместо нынешнего Супер-Камиоканде), а также DUNE и SHiP. В этих работах активное участие принимают сотрудники ИЯИ РАН (см. ниже).

Целью всех этих модернизационных работ (1-3) является увеличение нейтринного потока в ближнем и дальнем детекторах, улучшение эффективности детектирования нейтрино в ND280 и SK, повышение точности определения сечений взаимодействия нейтрино с веществом, а в конечном итоге - уменьшение систематических погрешностей осцилляционных параметров нейтрино.

4. В 2022 г. основные усилия участников T2K были сконцентрированы на улучшении различных аспектов анализа экспериментальных и моделированных данных для определения параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино. Прежде чем получать параметры осцилляций из новых экспериментальных данных, необходимо сравнить результаты этого нового анализа (“анализ-2022”) с результатами предыдущих исследований (“анализ-2020”) и убедиться в отсутствии серьезных расхождений. Эта многоступенчатая работа и была успешно выполнена в 2022 г., после чего были получены результаты измерения параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино.

### **5.1.2 Анализ-2022 данных T2K**

В целом осцилляционный анализ данных T2K представляет собой сложную систему, включающую в себя несколько модулей и этапов: 1) на основании данных многочисленных мониторов протонного ускорителя J-PARC, результатов других экспериментов, а также на основании предсказаний различных моделей взаимодействия протонов и мезонов с веществом и других процессов (распад мезонов, перезарядка, взаимодействие конечных состояний и т.п.), рассчитывается ожидаемое число нейтрино в данной точке пространства (модель потока нейтрино); 2) на основании известных сечений взаимодействия нейтрино с веществом, а также на основании теоретических предсказаний, вычисляется вероятность взаимодействия нейтрино в каждом конкретном детекторе ND280 и SK (модель нейтринных взаимодействий); 3) на основании геометрических и физико-химических параметров каждого детектора вычисляется эффективность регистрации нейтрино различных энергий и направлений детекторами

ND280 и SK (детекторная модель); 4) используя результаты вычислений всей совокупности моделей 1)-3) делается оценка числа ожидаемых нейтринных событий в ND280 и SK для различных кинематических параметров регистрируемых частиц (спектры); 5) реальное число зарегистрированных нейтринных событий и их спектры сравниваются с предсказаниями из пункта 4) с помощью различных статистических методов обработки данных, и в результате нескольких итераций подгонки получают искомые осцилляционные параметры нейтрино.

Каждый из перечисленных модулей и этапов обновляется и проверяется на регулярной основе. Предыдущие результаты T2K были получены на основании анализа, завершеного в 2020 г. (анализ-2020). В 2021-2022 гг. была проделана работа по очередной модификации анализа (анализ-2022), что включает в себя следующее: а) обновление модели потока нейтрино с помощью результатов анализа данных точной копии мишени в эксперименте ЦЕРН NA61/SHINE; б) обновление модели нейтринных взаимодействий с использованием метода спектральных функций и учетом двухнуклонных нейтринных взаимодействий; в) добавление событий с зарегистрированными протоном и фотоном, образованных при взаимодействии нейтрино в веществе детектора ND280; г) добавление многокольцевых событий в детекторе SK.

Сравнение результатов анализа-2020 г. и анализа-2022 г. показаны на рисунке 25 на примере доверительного интервала значения CP-нарушающей фазы  $\delta_{CP}$  (слева) и контуров двумерных доверительных интервалов разности квадратов масс  $\Delta m^2_{23}$  и квадрата синуса угла смешивания 2-го и 3-го поколений нейтрино  $\sin^2\theta_{23}$  (справа). Из рисунка видно, что небольшие различия есть, но эта разница компенсируется тем, что новые контуры анализа-2022 покрывают большую часть контуров анализа-2020.

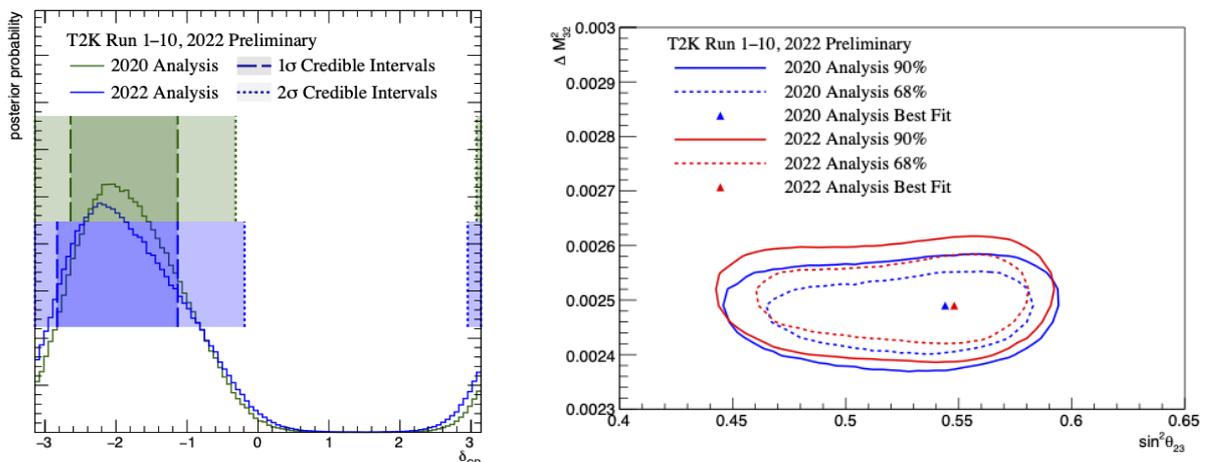


Рисунок 25 – Сравнение результатов анализа-2020 и анализа-2022. Слева: сравнение доверительных интервалов CP-нарушающей фазы  $\delta_{CP}$ ; справа: сравнение контуров двумерных доверительных интервалов  $\Delta m^2_{23}$  и  $\sin^2\theta_{23}$

После сравнения результатов двух анализов были получены параметры осцилляций и иерархии масс в результате анализа-2022: по-прежнему наиболее вероятное значение фазы  $\delta_{CP}$  соответствует максимально нарушающей величине ( $-\pi/2$ ), а CP-сохранение ( $\delta_{CP} = 0, \pm\pi$ ) исключается на уровне достоверности 90%. Кроме того, результаты анализа дают небольшое предпочтение нормальной иерархии масс ( $\Delta m^2_{32} > 0$ ) и верхнему октанту угла смешивания  $\theta_{23}$  ( $\sin^2\theta_{23} > 0,5$ ).

В качестве независимой проверки сохранения или нарушения CP-инвариантности в нейтринных взаимодействиях (и для сравнения с CP-нарушением в кварковой системе) можно использовать так называемый инвариант Ярлског (Jarlskog invariant), величина которого должна быть равна нулю в случае CP-сохранения:

$$J = \sin\theta_{13}\cos^2\theta_{13}\sin\theta_{12}\cos\theta_{12}\sin\theta_{23}\cos\theta_{23}\sin\delta \quad (5.1)$$

где  $\theta_{ij}$  - углы смешивания между  $i$  и  $j$  поколениями нейтрино ( $i, j = 1, 2, 3$ ). На рисунке 26 приводится распределение значений инварианта Ярлског, вычисленных по формуле (5.1), полученное в результате анализа-2022 данных T2K (сеансы 1-10) для обеих иерархий масс нейтрино. Этот график также демонстрирует несохранение CP-инвариантности на уровне достоверности около 90%.

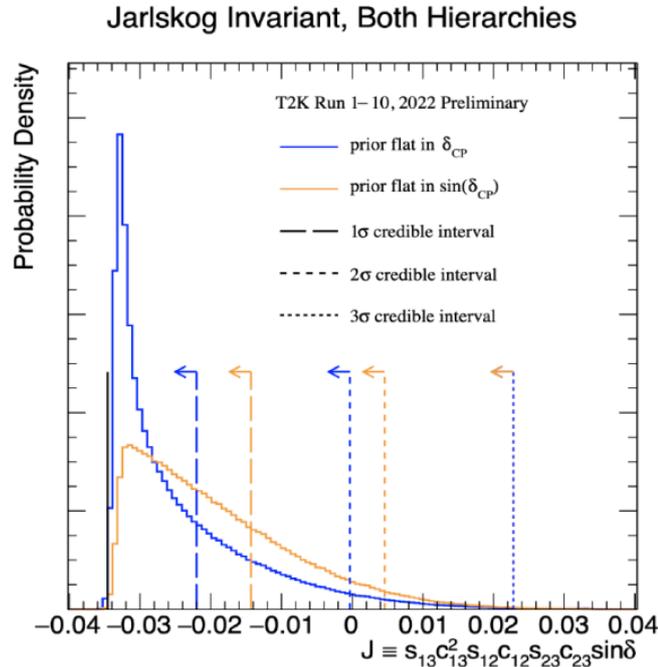


Рисунок 26 – Распределение значений инварианта Ярлског (см. формулу (5.1)), полученное в результате анализа-2022 данных T2K (сеансы 1-10) для обеих иерархий масс нейтрино. Голубые линии – для плоского априорного распределения фазы  $\delta_{CP}$ , оранжевые – для плоского априорного распределения синуса фазы  $\sin(\delta_{CP})$ . Длинный штрих – для 1σ-доверительного интервала, короткий штрих – для 2σ-доверительного интервала, пунктир – для 3σ-доверительного интервала

## 5.2 Модернизация ближнего детектора ND280 эксперимента T2K как НИОКР для будущих экспериментов Гипер-Камиоканде (T2HK), DUNE и SHiP

### 5.2.1 Установка сцинтилляционного сегментированного нейтринного 3D детектора SuperFGD в J-PARC

Для уменьшения систематических погрешностей измеряемых параметров осцилляции нейтрино важное значение имеет измерение сечений взаимодействия нейтрино с энергиями от 100 МэВ до нескольких ГэВ с ядрами углерода и кислорода, кроме того, необходимо регистрировать заряженные частицы, образованные в результате взаимодействия нейтрино с веществом детектора, практически во всех направлениях (4 $\pi$  геометрия) и с минимальным порогом регистрации. С этой целью при непосредственном участии сотрудников ИЯИ РАН был разработан и создан активный 3D сегментированный сцинтилляционный нейтринный детектор Super Fine Grained Detector (SFGD).

SFGD состоит из 2 миллионов сцинтилляционных кубиков размером 1 см с тремя ортогональными отверстиями для спектросмещающих волокон (X: 192 см; Y: 56 см; Z: 182 см). Сцинтилляционный свет с кубиков по спектросмещающим оптоволоконкам (3 волокна на кубик) поступает на чувствительную область микропиксельных лавинных фотодиодов Hamamatsu MPPC. Всего в детекторе будет около 60 тысяч таких фотодиодов и каналов электроники. В 2019-2021 г.г. весь детектор (56 слоев в каждом по 192x182 кубиков + 1 запасной слой) был собран в ИЯИ РАН на *лесках*, которые в дальнейшем будут заменены на спектросмещающие оптические волокна (Kuraray). В ИЯИ РАН была разработана процедура сборки детектора SFGD в специальный кожух детектора, разработанный и изготовленный коллегами из зарубежных институтов.

Летом 2022 г., несмотря на трудности с логистикой из-за международной ситуации, все кубики, 57 слоев по 192x182 кубика (см. рисунок 27), а также вспомогательные системы для сборки SFGD, разработанные в ОИЯИ (Дубна), были доставлены в J-PARC.



Рисунок 27 – Упаковка слоев с кубиками SFGD в транспортировочный ящик для отправки из ИЯИ РАН в J-PARC

В октябре-декабре 2022 г. в J-PARC все 56 слоев кубиков на лесках были установлены в специальный кожух (SFGD box), состоящий из нескольких слоев углепластика с отверстиями для оптических волокон (см. рисунок 28). В январе-феврале 2023 г. планируется замена всех лесок и вертикально установленных спиц на оптические спектросмещающие волокна диаметром 1 мм.

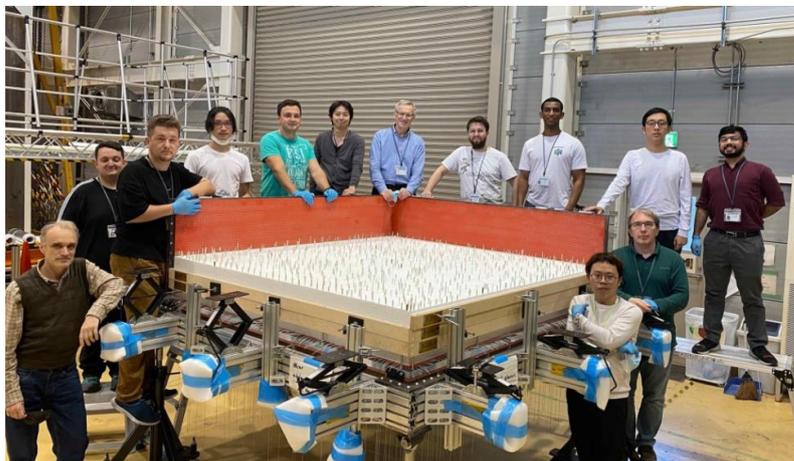


Рисунок 28 – Ноябрь 2022 г.: международная команда, включающая сотрудников ИЯИ РАН, укладывает слои кубиков SFGD в кожух детектора в здании J-PARC (установлены нижняя и две боковые панели кожуха). Каждый слой состоит из 192x182 кубиков, в горизонтальные отверстия которых продета леска, а в вертикальные отверстия вставлены специальные спицы

Разработка детектора SFGD является также научно-исследовательской опытно-конструкторской работой (НИОКР) для будущих экспериментов, в частности, DUNE, а также SHiP. А непосредственно этот уже собранный SFGD будет использоваться в качестве ближнего детектора нейтринного эксперимента следующего поколения T2HK с модернизированным ускорителем J-PARC в качестве источника нейтрино и Гипер-Камиоканде в качестве дальнего детектора.

### 5.3 Эксперимент JUNO

JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) – международный комплексный многозадачный эксперимент в нейтринной физике и астрофизике частиц. Одной из основных задач эксперимента JUNO является, в первую очередь, измерение иерархии масс нейтрино. Подземная лаборатория эксперимента на глубине ~650 м (глубина потолка подземной лаборатории) находится на расстоянии ~53 км от реакторных комплексов Тяньшань (2 реактора мощностью 4,6 ГВт каждая) и Янцзян (6 реакторов, 2,9 ГВт каждая), общая мощность реакторов 26,6 ГВт. Указаны тепловые мощности реакторов.

Поток мюонов космических лучей на глубине эксперимента составляет  $4,1 \times 10^{-3}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Центральный детектор эксперимента окружен водным черенковским детектором вето, который также служит и в качестве пассивной защиты от радиоактивности

окружающей породы. Эффективность регистрации мюонов космических лучей превышает 99,5%. Кроме этого, верхняя часть водного детектора (~ 60% площади) будет покрыта пластиковым трековым сцинтилляционным детектором вето, определяющим направление прихода мюонов с точностью 0,2 градуса. Центральный детектор – это 20 ктонн жидкого сцинтиллятора на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) со сцинтилляционными добавками PPO и bis-MSB с концентрациями 2,5 г/л и 1-4 мг/л соответственно в акриловой сфере толщиной 12 см и диаметром 35,4 м. Центральный детектор помещается в бак диаметром 43,5 м и высотой 44 м, наполненный ультра чистой водой. Жидкий сцинтиллятор просматривается ~18 тысячами крупногабаритными (20-дюймовыми) фотоумножителями (MCP-PMT производства NNVT Co., Китай, и R12860 производства Hamamatsu Photonics, Япония) и ~26 тысячами малогабаритными (3-дюймовыми) фотоумножителями (XP72B22 производства HZC Photonics, Китай). Такая “двойная калориметрия” на основе двух систем фотоумножителей позволяет получить средний световыход детектора ~1345 фотоэлектронов на 1 МэВ при среднем уровне покрытия детектора фотокатодами 77,9%. При таком световыходе достигается рекордное энергетическое разрешение эксперимента  $\leq 3\%/МэВ$ , необходимое для решения задачи определения иерархии масс нейтрино. Кроме того в водном черенковском детекторе и детекторе OSIRIS используются ~2500 крупногабаритных 20-ти дюймовых фотоумножителей R12860 производства Hamamatsu Photonics, Япония. Успешно завершено массовое производство и массовое тестирование ~20 тысяч крупногабаритных 20-ти дюймовых фотоумножителей MCP-PMT производства NNVT, Китай, и 5 тысяч 20-ти дюймовых фотоумножителей R12860 производства Hamamatsu Photonics, Япония. Успешно завершено массовое производство и массовое тестирование ~26 тысяч малогабаритных фотоумножителей XP72B22 производства HZC Photonics, Китай. При массовом тестировании фотоумножителей активно использовалась светодиодная оптоволоконная калибровочная система, разработанная в ИЯИ РАН.

Также для улучшения чувствительности эксперимента JUNO создается ближний детектор ТАО, который располагается в непосредственной близости (~30 м) от одного из реакторов комплекса Тайшань. Активной мишенью ближнего детектора ТАО служит жидкий сцинтиллятор на основе линейного алкилбензола с небольшой добавкой DPnB (Dipropylenglykol-n-butylether). Общая масса сцинтиллятора составляет 2,8 тонны. В качестве сцинтилляционных добавок используются PPO и bis-MSB с концентрациями 3 г/л и 2 мг/л соответственно. События в жидком сцинтилляторе регистрируются кремниевыми фотоумножителями. DPnB (Dipropylenglykol-n-butylether) ( $\leq 1\%$  по массе) добавляется для сохранения вязкости линейного алкилбензола и достаточного уровня

растворимости сцинтилляционных добавок при низких температурах. Общая площадь чувствительных поверхностей кремниевых фотоумножителей составляет  $\sim 10 \text{ м}^2$ , ( $\sim 4000$  кремниевых фотоумножителей), покрывая  $\sim 95\%$  поверхности сцинтилляционного детектора. Эффективность регистрации фотонов в максимуме излучения жидкого сцинтиллятора ( $\sim 430 \text{ нм}$ ) составляет  $50\%$ . Это обеспечивает световыход в 4,5 раза больше, чем в центральном детекторе, т.е.  $>6000$  фотоэлектронов на  $1 \text{ МэВ}$ . В детекторе ТАО жидкий сцинтиллятор и кремниевые фотоумножители будут работать при температуре  $-50^\circ\text{C}$ . Световыход сцинтиллятора при этой температуре превышает на  $\sim 20\%$  световыход у этого сцинтиллятора при комнатной температуре. Скорость счета импульсов темнового тока кремниевых фотоумножителей уменьшается до  $\sim 100 \text{ Гц/мм}^2$  при  $-50^\circ\text{C}$ . Исследованы основные параметры жидкого сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей при температуре  $-50^\circ\text{C}$ .

Основные результаты, полученные в 2022 году.

1. Успешно завершено массовое тестирование крупногабаритных 20-ти дюймовых фотоумножителей MCP-PMT ( $>18$  тысяч штук) для центрального детектора и R12860 ( $>5$  тысяч штук) для водного черенковского детектора и детектора OSIRIS. Подготовлено необходимое количество фотоумножителей для установки и монтажа в центральном и водном детекторах.

2. Успешно завершено массовое тестирование массовое тестирование малогабаритных 3-х дюймовых фотоумножителей ( $>26$  тысяч штук) для центрального детектора. Подготовлено необходимое количество фотоумножителей для установки и монтажа в центральном и водном детекторах.

3. Завершена разработка детектора OSIRIS для контроля радиоактивной чистоты жидкого сцинтиллятора перед окончательной заливкой в центральный детектор. Подготовлены все компоненты данного детектора для установки в подземной лаборатории.

4. Завершено строительство подземной инфраструктуры эксперимента. Установлены несущие конструкции центрального детектора.

Завершена разработка ближнего детектора ТАО эксперимента JUNO. Исследованы основные параметры жидкого сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей ближнего детектора ТАО при температуре  $-50^\circ\text{C}$ .

В настоящее время устанавливаются первые фотоумножители в центральном детекторе. В ближайшее время будут получены первые сигналы с фотоумножителей эксперимента.

## 6. Изучение редких распадов каонов в экспериментах NA62 (ЦЕРН) и ОКА (ИФВЭ, Протвино)

### 6.1 Эксперимент NA62

#### 6.1.1 Результаты анализа данных эксперимента NA62 по исследованию редких распадов каонов

В течение 2022 года в рамках эксперимента NA62 (ЦЕРН) был выполнен анализ данных набранных в сеансах 2016 - 2018 гг. для поиска распада  $K^+ \rightarrow \mu^- \nu e^+ e^+$ , который запрещен в Стандартной Модели из-за сохранения лептонного числа. Последний экспериментальный результат ограничивал вероятность этого распада на уровне  $2 \times 10^{-8}$  (90% CL). Данные, использованные анализе были накоплены для интегрального числа сбросов на мишень  $0,86 \times 10^6$  для среднего число протонов на один сброс около  $2 \times 10^{12}$ . Число ожидаемых событий этого распада нормировалось на измеренные события распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ . Всего было в результате анализа выделено 21000 таких событий. Это позволило определить полное число распавшихся каонов в распадном объеме детектора  $2 \times 10^{12} K^+$ .

Измеренные и моделированные спектры приведены на рисунке 29. Область ожидаемых событий  $K^+ \rightarrow \mu^- \nu e^+ e^+$  на правом рисунке показана стрелками. Полученный уровень фоновых событий составил  $0,26 \pm 0,04$  события, т.е. практически нулевой уровень фона. В результате было получено ограничение на вероятность распада  $8,1 \times 10^{-11}$  (90% CL). Полученный результат в 250 раз улучшает текущее экспериментальное ограничение на вероятность этого распада.

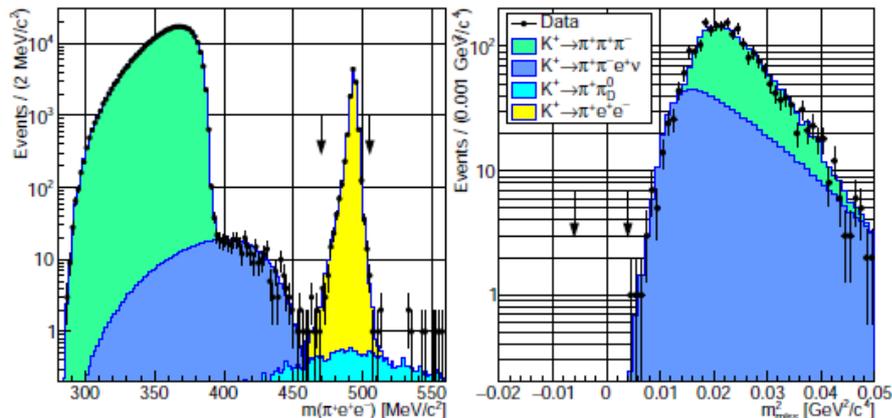


Рисунок 29 – Измеренные и моделированные масса  $\pi e e$  событий (левый рисунок) и квадрата недостающей массы (правый рисунок), полученный с параметрами отбора, используемыми для поиска распада  $K^+ \rightarrow \mu^- \nu e^+ e^+$

На основе анализа данных эксперимента NA62, накопленных в 2017-2018 годах, было выделено более  $2 \times 10^4$  событий распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ . Измерение этого распада с

хорошей точностью позволяет изучить вклад виртуальных фотонов и длиннодействующих адронных эффектов через векторный форм-фактор. Измеренная дифференциальная вероятность распада показана на рисунке 30.

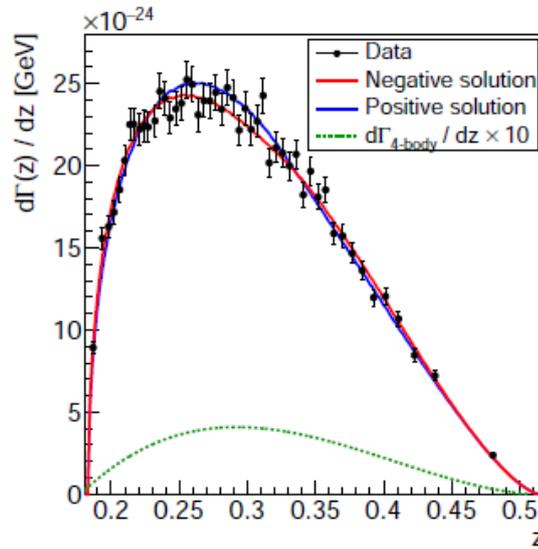


Рисунок 30 – Дифференциальная вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ , измеренная в эксперименте NA62

Измеренная модельно независимая величина вероятности этого распада составила  $(9,15 \pm 0,06) \times 10^{-8}$ . Полученный результат и результаты предыдущих экспериментов представлены на рисунке 31.

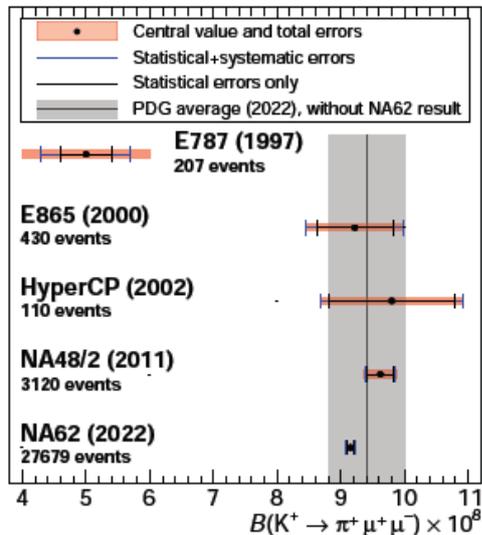


Рисунок 31 – Значения вероятности распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$  и ошибки измерений, полученные в различных экспериментах

Как следует из этого рисунка, точность NA62 в три раза лучше точности, полученной в эксперименте NA48/2.

Используя данные, накопленные в 2016-2018 годах, в эксперименте NA62 был выполнен поиск нарушающих лептонное число распадов  $K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$  и  $K^+ \rightarrow$

$\pi^0\pi^-e^+e^+$ . Измеряемые вероятности этих распадов также нормировались на измеренную вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+e^+e^-$ . В результате анализа было получено ограничение на вероятность распада  $Br(K^+ \rightarrow \pi^-e^+e^+) < 5,3 \times 10^{-11}$  (90% CL). При этом фон в сигнальной области составил 0,43 события. Верхний предел на вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^-e^+e^+$  был измерен впервые и составил величину  $BR(K^+ \rightarrow \pi^0\pi^-e^+e^+) < 8,5 \times 10^{-10}$  (90% CL) при достигнутом уровне фона 0,04 события. Важным является то, что систематика и фон не являются ограничивающими чувствительность к этим распадам факторами. Поэтому по мере набора статистики NA62 может улучшить чувствительность к этим распадам.

## 6.2 Эксперимент ОКА (ИФВЭ, Протвино)

### 6.2.1 Поиск нарушения Т-инвариантности в радиационном распаде $K^+ \rightarrow \pi^0e^+\nu_e\gamma$

В 2022 году в эксперименте ОКА проведено измерение Т-нечетной тройной корреляции в радиационном распаде  $K^+ \rightarrow \pi^0e^+\nu_e\gamma$ . Обнаружение Т-нечетных корреляций эквивалентно нарушению CP-инвариантности, что в каонной физике до настоящего времени наблюдалось только в распадах нейтральных каонов. Поэтому радиационные распады заряженных К-мезонов представляют большой интерес как возможный альтернативный источник информации о нарушении CP-инвариантности. Для поиска Т-нечетной асимметрии измерялась тройная корреляция  $\xi = \frac{1}{M_K^3} \vec{p}_\gamma \cdot [\vec{p}_\pi \times \vec{p}_l]$ . Отличная от нуля асимметрия в числе событий для  $N_+(\xi > 0)$  и  $N_-(\xi < 0)$   $A_\xi = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$  предсказывается в ряде расширений Стандартной Модели (СМ). Поэтому обнаружение ненулевой величины  $A_\xi$  было бы проявлением новой физики за рамками СМ. Анализ данных, накопленных в эксперименте ОКА, позволил выделить  $10^5$  событий – кандидатов в этот распад. В результате было получено следующее ограничение:  $|A_\xi| < 5,4 \times 10^{-3}$  для энергии фотона больше 10 МэВ и углу между импульсами электрона и фотона  $> 10$  градусов. Этот результат ограничивает параметры ChPT в порядке  $O(p^4)$ :  $\text{Im}(g_A + g_V) < 3,5$  (90% CL).

Результат получен на установке ОКА в ИФВЭ (Протвино) коллективом авторов из ИЯИ РАН, ОФВЭ и ОИЯИ.

## 7. Нейтринные эксперименты в Фермилабе. Проведение сеансов в эксперименте NOvA с пучком мюонных (анти)нейтрино

### 7.1 Измерение инклюзивных сечений взаимодействия мюонных нейтрино заряженным током в ближнем детекторе NOvA

В текущих и будущих нейтринных осцилляционных экспериментах пучок мюонных (анти)нейтрино используется для определения вероятности осцилляций нейтрино. Заряженные лептоны, которые рождаются в конечном состоянии, используются для идентификации аромата нейтрино и определения ее энергии. Большой вклад в неопределенность параметров нейтринных осцилляций вносят сечения взаимодействия нейтрино с ядрами, которые входят в состав детектора. Ядерные эффекты играют важную роль в начальном и конечном состояниях взаимодействия. В эксперименте для восстановления треков заряженных частиц используется алгоритм Кальмана. Сигнатурой взаимодействия мюонного нейтрино заряженным током является наличие мюона в конечном состоянии. Для идентификации мюонных треков используется многомерный алгоритм идентификации мюонов, основанный на анализе выделенной энергии на данном треке и измеренном угле рассеяния. Эти восстановленные переменные используются как входные данные в методе машинного обучения (boosted decision tree — algorithm, BDT - алгоритм) для распознавания треков мюонов. Это позволило отбирать треки мюонов с чистотой (доля правильно идентифицированных треков) 98,9%. Энергия остановившегося в детекторе мюона определяется по его пробегу. Двойное дифференциальное сечение взаимодействия мюонного нейтрино заряженным током в ближнем детекторе измерено как функция кинетической энергии мюона и косинуса угла мюона относительно направления нейтринного пучка. Энергия нейтрино оценивается с использованием метода Монте Карло по энергии, выделенной в детекторе вне трека мюона.

Измерены сечения взаимодействия мюонных нейтрино в ближнем детекторе эксперимента NOvA с экспозицией нейтринного пучка  $8,09 \cdot 10^{20}$  протонов на мишень. Представлены двойные дифференциальные сечения по энергии и углу вылета мюона, а также одномерные дифференциальные сечения по квадрату переданного 4-х импульса  $Q^2$  и восстановленной энергии нейтрино. Результаты измерений сравниваются с расчетными значениями, полученными в рамках различных моделей. На рисунке 32 приведено сравнение дифференциальных сечений как функции  $Q^2$  с теоретическими расчетами. Видно явное несоответствие между данными и расчетом для углов рассеяния мюона вперед и малых значений  $Q^2$ , где измеренные сечения значительно меньше расчетных.

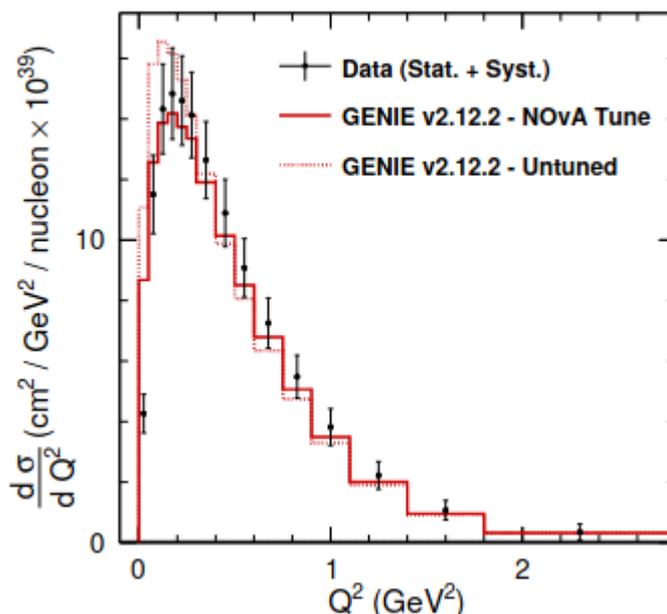


Рисунок 32 – Дифференциальное сечение взаимодействия мюонных нейтрино с ядрами, входящими в состав веществ на ближнем детекторе эксперимента NOvA, как функция квадрата переданного 4-х импульса  $Q^2$

## 7.2 Измерение инклюзивных сечений взаимодействия электронных нейтрино заряженным током в ближнем детекторе NOvA

Лептонная универсальность предполагает, что мюонные и электронные нейтрино взаимодействуют, практически, одинаково, отличаясь лептоном в конечном состоянии, радиационными поправками и, возможно, форм факторами нуклонов. Для распознавания событий от взаимодействия электронных нейтрино, т. е. электронных каскадов без мюона использовался тот же BDT алгоритм, и при этом чистота отобранных событий составляет 13%. Основными источниками фона являются взаимодействие нейтрино заряженным током с рождением нейтрального пиона и взаимодействие нейтральным током. Измерены инклюзивные сечения взаимодействия электронных нейтрино в ближнем детекторе NOvA с экспозицией нейтринного пучка  $8,09 \cdot 10^{20}$  протонов на мишень. Статистическая ошибка измерений составляет 7%, а систематическая 17%. Впервые представлены двойное дифференциальное сечение по энергии и углу вылета электрона, которое представлено на рисунке 33, а также одномерное дифференциальное сечение по  $Q^2$  и восстановленной энергии нейтрино. Проведено подробное сравнение с результатами расчетов в рамках различных моделей. Данные согласуются в пределах ошибок с результатами расчетов, хотя некоторые из них плохо совпадают с измеренным распределением по  $Q^2$ .

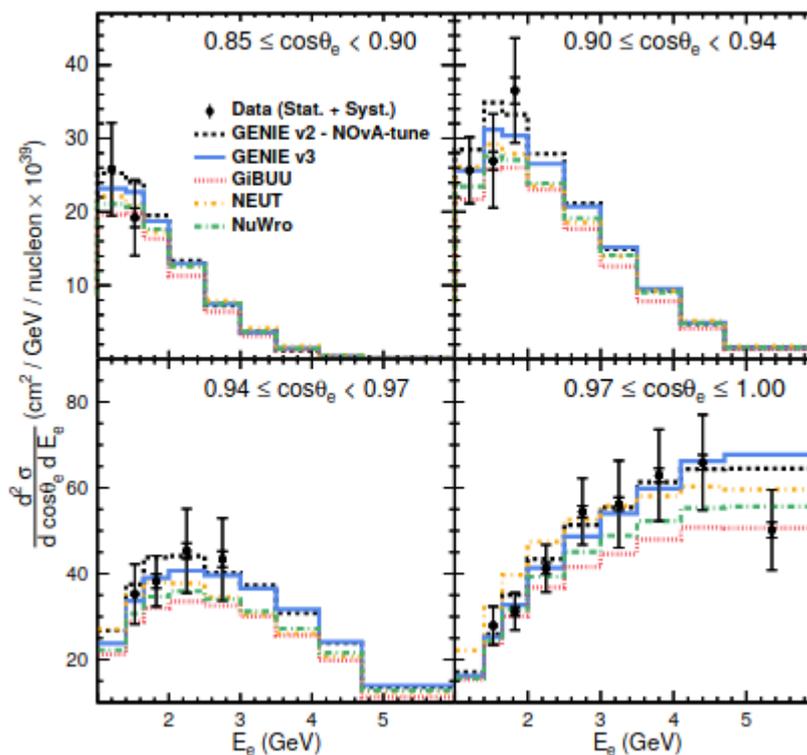


Рисунок 33 – Двойное дифференциальное сечение как функция энергии электрона для четырех интервалов углов, указанных на рисунке. Показаны также результаты расчетов, выполненных в рамках различных моделей

### 7.3 Расчеты полуэксклюзивных сечений квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино на ядрах аргона при энергиях эксперимента MicroBooNE

В настоящее время проводится подготовка двух больших проектов по изучению осцилляций нейтрино, а именно экспериментов DUNE и SBN (США). В этих экспериментах будет использоваться пять нейтринных детекторов на жидком аргоне, что вызывает большой интерес к изучению взаимодействия нейтрино с ядрами аргона. В эксперименте MicroBooNE (Фермилаб, США), который уже проводит набор информации, исследуются возможные осцилляции в стерильные нейтрино на коротких расстояниях. В этом эксперименте изучаются также квазиупругие полуэксклюзивные взаимодействия мюонных нейтрино с ядрами аргона, где в конечном состоянии рождается только две частицы, что позволяет с высокой точностью восстанавливать энергию налетающего нейтрино.

В рамках релятивистской модели искаженных волн в импульсном приближении были вычислены сечения этого процесса при кинематических условиях эксперимента MicroBooNE. Эта модель позволяет учитывать ядерные эффекты в начальном состоянии ядра-мишени, а также взаимодействие выбитого нуклона с остаточным ядром. Такой подход позволяет проводить расчеты сечения полуэксклюзивного процесса рассеяния

лептонов на ядрах. Модель искаженных волн была успешно протестирована на данных многочисленных экспериментов по рассеянию электронов на различных ядрах. В рамках этой модели были вычислены интегрированные по спектру пучка нейтрино, который используется в эксперименте MicroBooNE, полуэксклюзивные сечения квазиупругого рассеяния мюонных нейтрино на ядрах аргона. Расчеты проводились при кинематических условиях этого эксперимента со значениями аксиальной массы нуклона  $M_A = 1$  ГэВ и 1,2 ГэВ. Показано, что максимум в двойных дифференциальных сечениях находится в области импульсов  $p$  и углов вылета мюона  $0,9 < p < 1,1$  ГэВ и  $0,8 < \cos \theta < 0,95$ . Одномерные дифференциальные сечения, как функции импульса, угла вылета мюона и  $Q^2$  сравниваются с данными эксперимента. В пределах экспериментальных ошибок результаты расчета хорошо согласуются с данными. Кроме того, на рисунке 34 показано, что вклад эксклюзивного канала в инклюзивное сечение составляет 50%. Измерение двойных дифференциальных сечений с точностью лучше, чем 20%, позволит более точно определить значение аксиальной массы нуклона и вычислить сечения рассеяния нейтрино на аргоне с хорошей точностью.

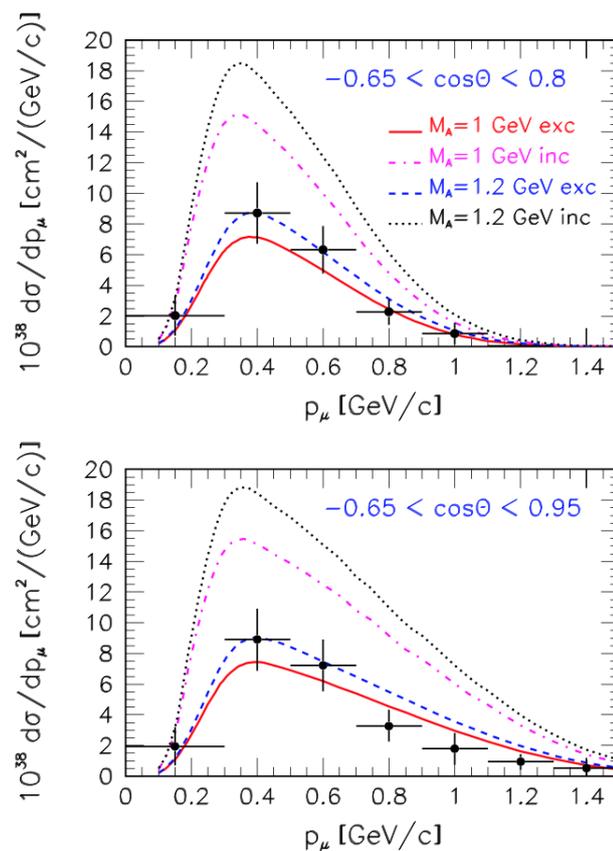


Рисунок 34 – Дифференциальное сечение полуэксклюзивного процесса как функция импульса мюона. На рисунке также показаны (точечная и штрих-пунктирная линии) сечения инклюзивного процесса. Для сравнения, представлены данные эксперимента MicroBooNE

## 8. Исследование кэвновых стерильных нейтрино как кандидатов на тёмную материю на установке Троицк-ню-масс

### 8.1 Экспериментальная установка

Установка «Троицк ню-масс» состоит из двух основных частей: безоконного источника трития и электростатического спектрометра с магнитной адиабатической коллимацией, рисунок 35.

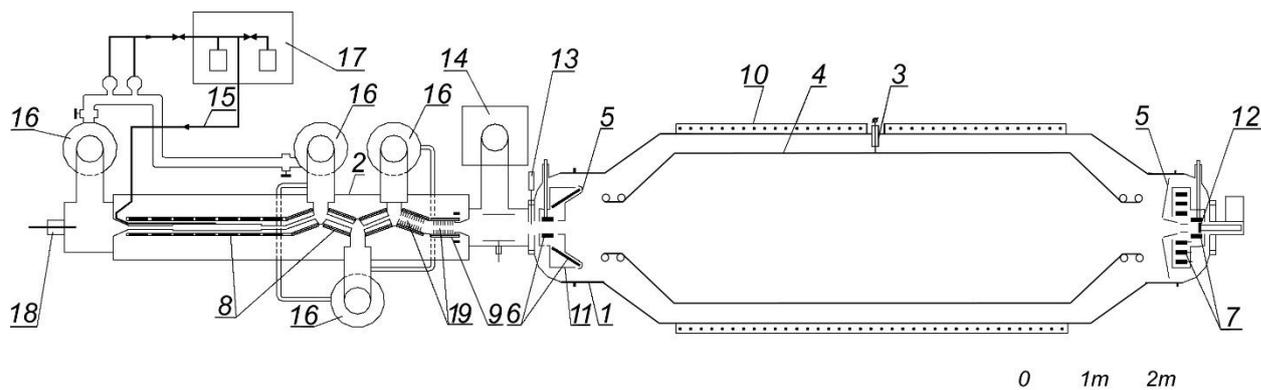


Рисунок 35 – Основные элементы установки, тритиевый источник расположен слева, спектрометр – справа: 8 – безоконный тритиевый источник, 15 – система замкнутой циркуляции трития, 10 – электростатический спектрометр, 12 – регистрирующий детектор

Электростатический спектрометр работает по принципу интегрального спектрометра. Поданный на электрод отрицательный потенциал замедляет электроны, отсекая часть спектра. Потенциальный барьер могут преодолеть только электроны с энергией выше потенциала спектрометра. После прохождения барьера электроны снова ускоряются до первоначальной энергии и регистрируются детектором. Изменяя потенциал, сканируются интегральные части спектра. В вакуумной части спектрометра установлен 7-ми пиксельный кремниевый детектор (размер пикселя 2 мм). Детектор и его предварительный усилитель имеют уникальные свойства и были изготовлены специально для нас институтом физики им. Макс Планка в Мюнхене совместно с кремниевой лабораторией Фирмы Siemens, Мюнхен. Детектор и часть электроники были предоставлены в рамках международного сотрудничества между ИЯИ РАН и коллаборации KATRIN (Карлсруэ, Германия), а также подпроекта TRISTAN (Мюнхен, Германия).

Каждый пиксель представляет собой кремниевый дрейфовый детектор, характерной особенностью которого является крайне малая ёмкость регистрирующего анода – порядка 100 фемто-Фарад. Это обеспечивает сильное шумоподавление, которое обратно пропорционально корню из величины ёмкости. Усиление сигнала происходит

зарядочувствительным предусилителем, где сигнал интегрируется на ёмкости в 20 фемто-Фарад. Это примерно в 100 раз меньше, чем в обычных усилителях такого типа.

Для охлаждения сверхпроводящих магнитов жидким гелием на установке используется криогенная система TCF-50 фирмы LINDE.

## 8.2 Полученные в 2021 году результаты

### 8.2.1 Проведение сеанса измерений спектра электронов от распадов трития

Для обеспечения работы установки во время сеанса была задействована криогенная система, которая снабжала жидким гелием криостаты источника и спектрометра. Как отмечалось выше, электростатический спектрометр является спектрометром интегрального типа. Программно-регулируемый высоковольтный блок выработки напряжения обеспечивал необходимый потенциал на электроде спектрометра. Измерения проводились последовательным варьированием этого потенциала, и измерялся счет электронов в зависимости от напряжения, рисунок 36. Для контроля стабильности интенсивности источника во время цикла измерений периодически потенциал спектрометра возвращался на «мониторную» точку при напряжении 14,0 кВ. Текущая форма амплитудных спектров с каждого канала детектора и форма интегрального спектра постоянно контролируется оператором. Данные накапливаются и дополнительно копируются на жёсткие диски для последующей обработки. Начата обработка накопленной информации.

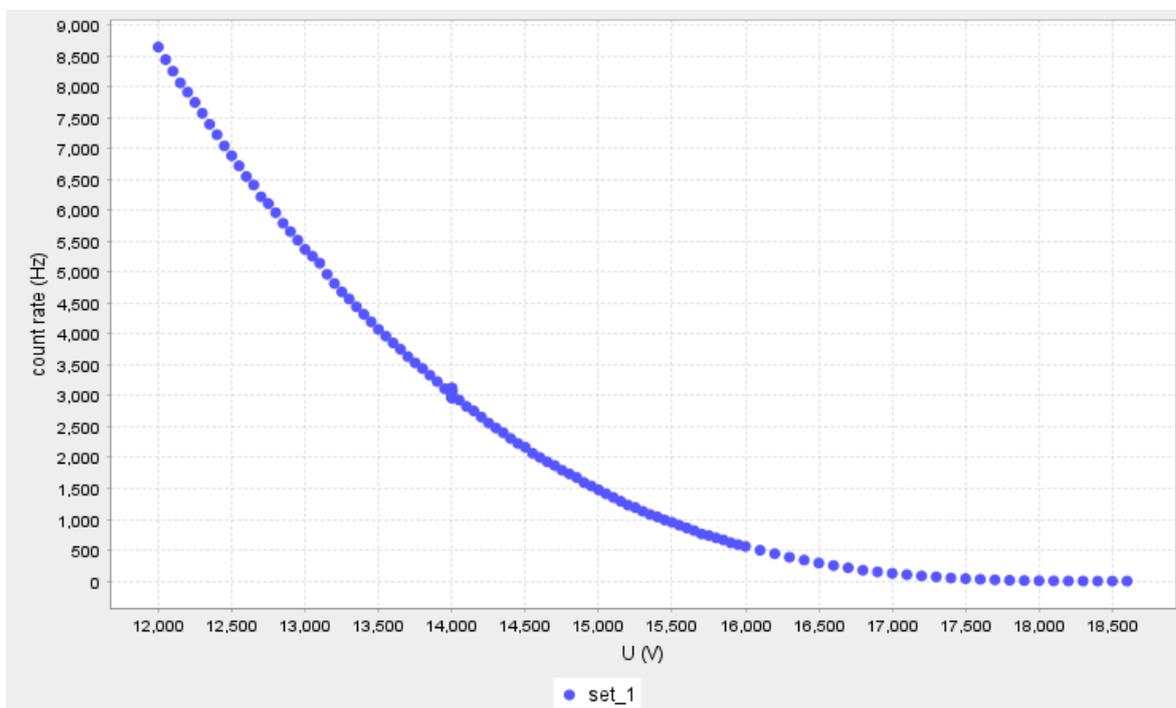


Рисунок 36 – Интегральный спектр электронов от распада трития в зависимости от напряжения на электроде спектрометра

## 8.2.2 Калибровка детектора и считывающей электроники

Считывающая электроника работает в режиме непрерывной оцифровки, которая требует оптимизации временного окна с целью минимизировать шум и улучшить энергетическое разрешение. Мы используем 7-пиксельный кремниевый дрейфовый детектор (silicon drift detector, SDD) и КМОП зарядо-чувствительный предусилитель с очень низкой интегрирующей ёмкостью. Усилитель формирует медленно растущий сигнал и работает в режиме периодического сброса. 125 МГц АЦП оцифровывает сигналы. Используя калибровочные данные с источников гамма-излучения Fe-55 и Am-241, мы провели исследование использования цифровых фильтров треугольной и трапецидальной формы для получения наилучшего подавления шума и улучшения разрешения.

Выходной сигнал усилителя непрерывно линейно растёт от -0,5 В до +0,5 В из-за неизбежного тока утечки детектора и сбрасывается внешним сигналом каждые 100-200 микросекунд. В случае прохождения частицы, заряд интегрируется и создаёт ступеньку на линейно растущем сигнале. На рисунке 37 показан пример регистрации прохождения электрона через детектор, а также использование цифрового сглаживания сигнала для подавления шумов.

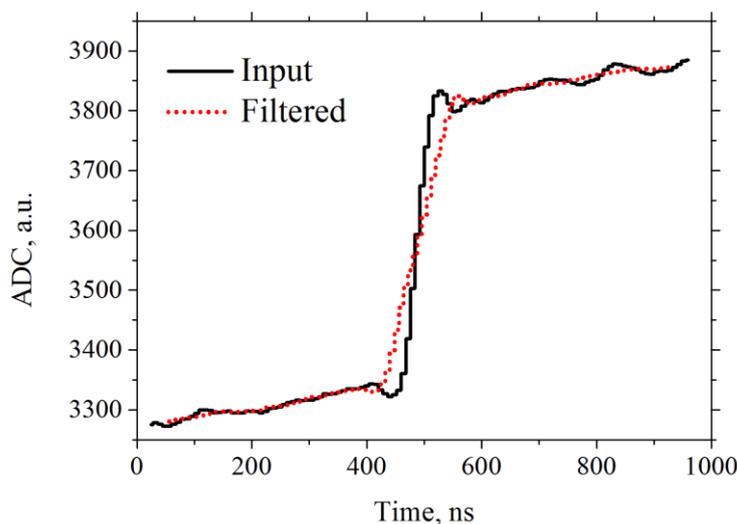


Рисунок 37 – Линейно растущий выходной сигнал со ступенькой, которая вызвана прошедшей частицей. Пунктирной линией показано скользящее среднее по 16 точкам оцифровки

Была проведена скрупулезная работа по выработке оптимального метода использования цифровых фильтров для получения наилучшего результата по шумам и энергетическому разрешению. Рисунок 38 демонстрирует результат действия треугольного и трапецидального фильтров к реальным данным.

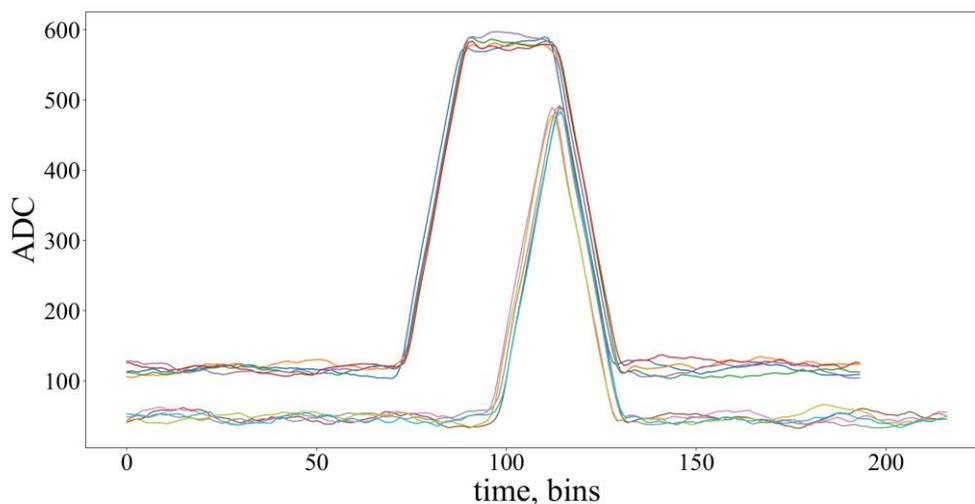


Рисунок 38 – Результаты применения трапецеидального и треугольного фильтров для нескольких событий

В результате оказалось, что использование треугольного фильтра с применением усреднения по 16 точкам оцифрованного сигнала является наиболее оптимальным, получаемый уровень шумов и энергетическое разрешение вполне удовлетворяют нашим требованиям (см. рисунок 39).

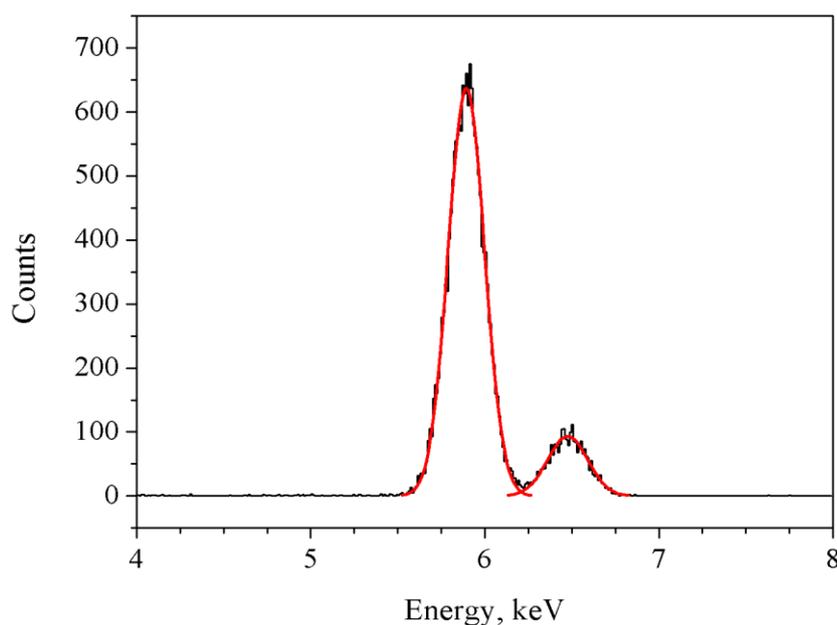


Рисунок 39 – Гамма спектр источника  $^{55}\text{Fe}$  с применением треугольного фильтра и фитированный двумя Гауссами с шириной  $\sigma=104$  эВ

### 8.2.3 Модернизация высоковольтной системы

В 2022 работа в этом направлении связана с объединением нового оборудования в единый модуль HV и интеграцией его в систему сбора данных эксперимента Троицк нью-

масс. Это не первая модернизация системы сбора данных, и мы уже имеем некоторые, хорошо зарекомендовавшие себя, практики. Одной из них является строгая обратная совместимость API нового модуля. Благодаря такому требованию мы не изменяем остальную часть системы сбора данных (что хорошо, потому что она протестирована и опробована на многих сеансах) и можем легко переключаться между разными вариантами. Отдельно проводились калибровка и тестирование стабильности системы.

#### 8.2.4 Текущий вариант системы

Для реализации был выбран вариант, изображенный на рисунке 40.

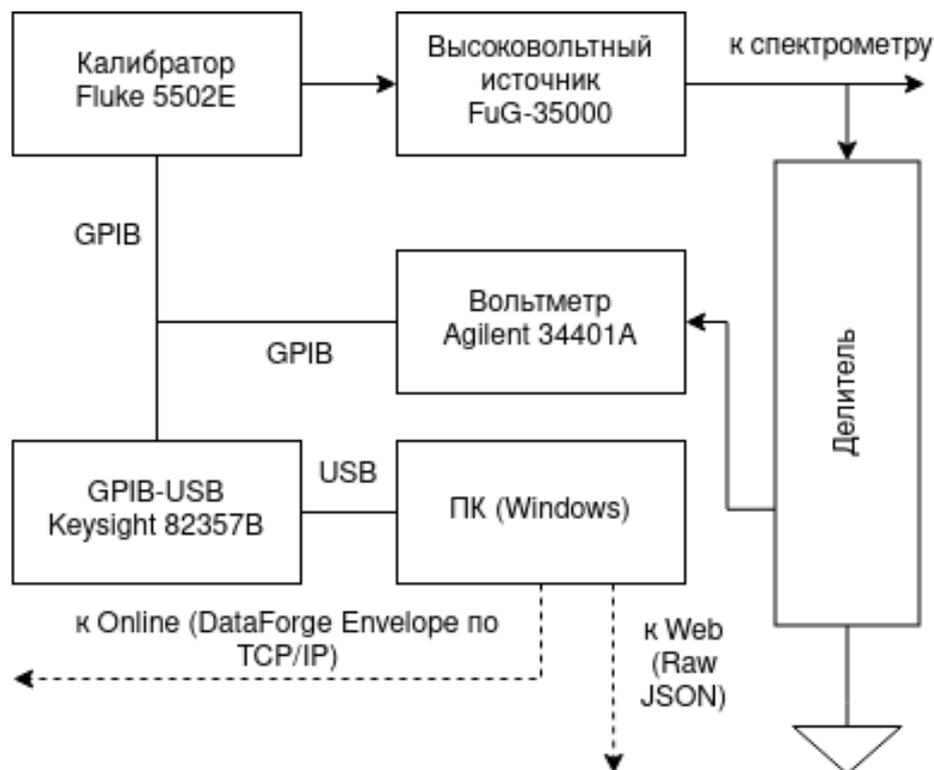


Рисунок 40 – Выбранный вариант конфигурации управления высоким напряжением с большой точностью

Для задания высокого напряжения используется источник FuG-35000 с аналоговым управлением через калибратор Fluke 5502E. Такой вариант обеспечивает максимальную точность и стабильность. Измерение выставленного напряжения производится с помощью вольтметра Agilent, подключенного через делитель #2 (с коэффициентом 4051,330). Оба прибора (для единообразия) управляются по GPIB, через переходник GPIB-USB Keysight 82357B. Управляющий компьютер работает под Windows, т.к. только в такой конфигурации удалось добиться стабильной работы драйвера переходника.

Управляющая программа повторяет API исходной системы HV и полностью совместима с программой Online и остальными модулями системы сбора данных

установки Троицк нью-масс. Также для удобства отладки программа имеет web-интерфейс, через который можно посмотреть график и вручную задать напряжение.

### 8.2.5 Код программы

Сервер написан на Python с использованием `asyncio`, `aiohhttp` и `pyvisa`. Работа с аппаратной частью инкапсулирована в подклассе `HardwareManager`. На рисунке 41 представлена схема его работы.

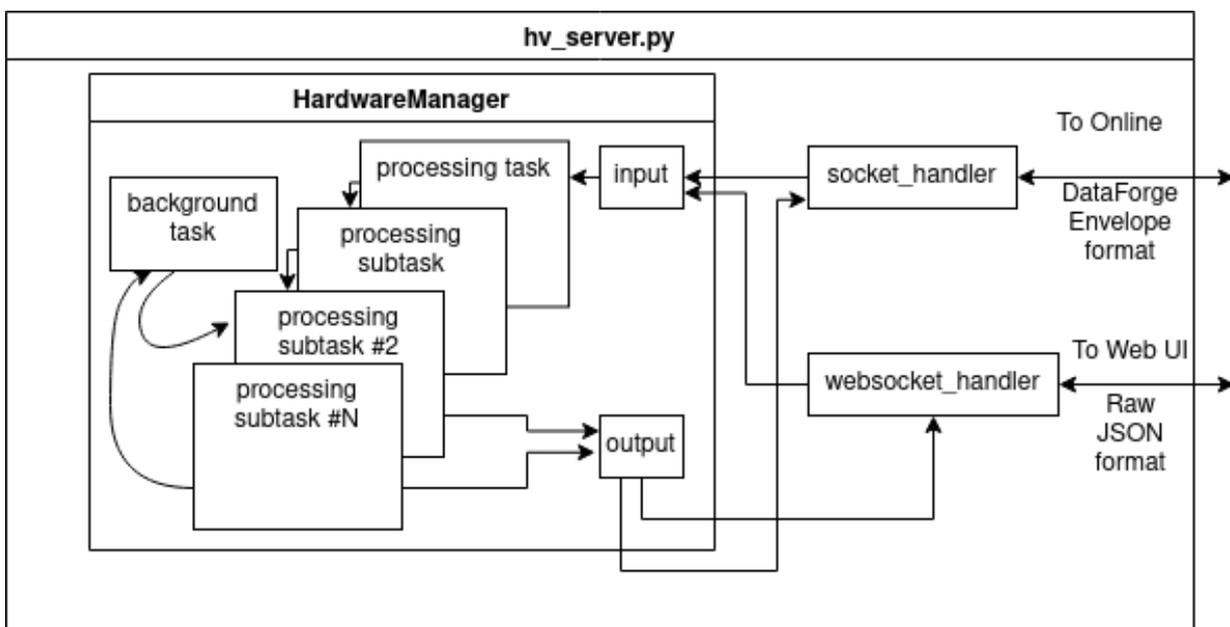


Рисунок 41 – Блок-схема организации сервера управления высоковольтными модулями

`HardwareManager` имеет методы `start`, `stop`, входящий и исходящий очереди сообщений (`input` и `output` соответственно). Предполагается, что метод `start()` будет производить инициализацию устройств и запускать необходимые потоки обработки (`asyncio Task`). Метод `stop()` должен соответственно останавливать запущенные потоки и, при необходимости, производить корректную остановку устройств. Очередь `input` содержит приходящие команды (в декодированном виде). Получить очередное сообщение можно командой:

```
message = await self.input.get() # returns {"meta": dict, "data": bytes}
```

Ответы отправляются через очередь `output`, работающую в режиме `Publisher` (сообщения отправляются всем подписчикам). Пример отправки сообщения:

```
self.output.publish(dict(meta=dict(
    type="answer",
    answer_type='set_voltage',
    block="1",
    status="ok"
), data= b"))
```

Взаимодействие с классом осуществляется через коннекторы, которые подключаются к HardwareManager.input и HardwareManager.output. Они осуществляют кодирование/декодирование сообщений и отправку/прием их по транспортным протоколам.

На данный момент сделано 2 коннектора DataForge TCP/IP - реализация стандартного для Online транспортного протокола. Данный коннектор передает пакеты в формате Envelope по TCP/IP соединению, и используется для взаимодействия с другими модулями. Online - websocket - данный коннектор передает только текстовые метаданные в формате JSON и предназначен для управления устройством через web интерфейс (для отладки). Разделение пакетов осуществляется на стороне протокола.

### **8.2.6 Реализация высоковольтной системы**

Реализация управления высоковольтной стойкой находится в классе HVManager. Метод HVManager.start() выполняет следующие действия:

1. Инициализация вольтметра Agilent.
2. Инициализация Fluke выполняется только операция OPER. В случае первичной инициализации на вход FuG будет подано 0 В. В случае, если на Fluke уже выставлено напряжение, команда не сделает ничего.
3. Запуск двух потоков обработки: - поток обработки входящих команд HVManager.\_\_handle\_input(). В нем производится считывание пакета сообщения из очереди input, проверка корректности входной команды (с помощью JSON-Schema), проверка занятости сервера, запуск потока обработки конкретной команды (HVManager.\_\_process\_single\_command()) (в случае выполнения предыдущих 2-х условий) и проверка успешности обработки команды - поток опроса вольтметра в цикле (HVManager.\_\_monitor\_voltage()). В нем производится инициализация вольтметра и запускается цикл считывания напряжения.

Метод HVManager.stop() считывает последнее значение из Agilent (чтобы он не пищал при следующем подключении) и останавливает потоки HVManager.\_\_handle\_input(), HVManager.\_\_monitor\_voltage(). На рисунке 42 представлена блок-схема работы HVManager:

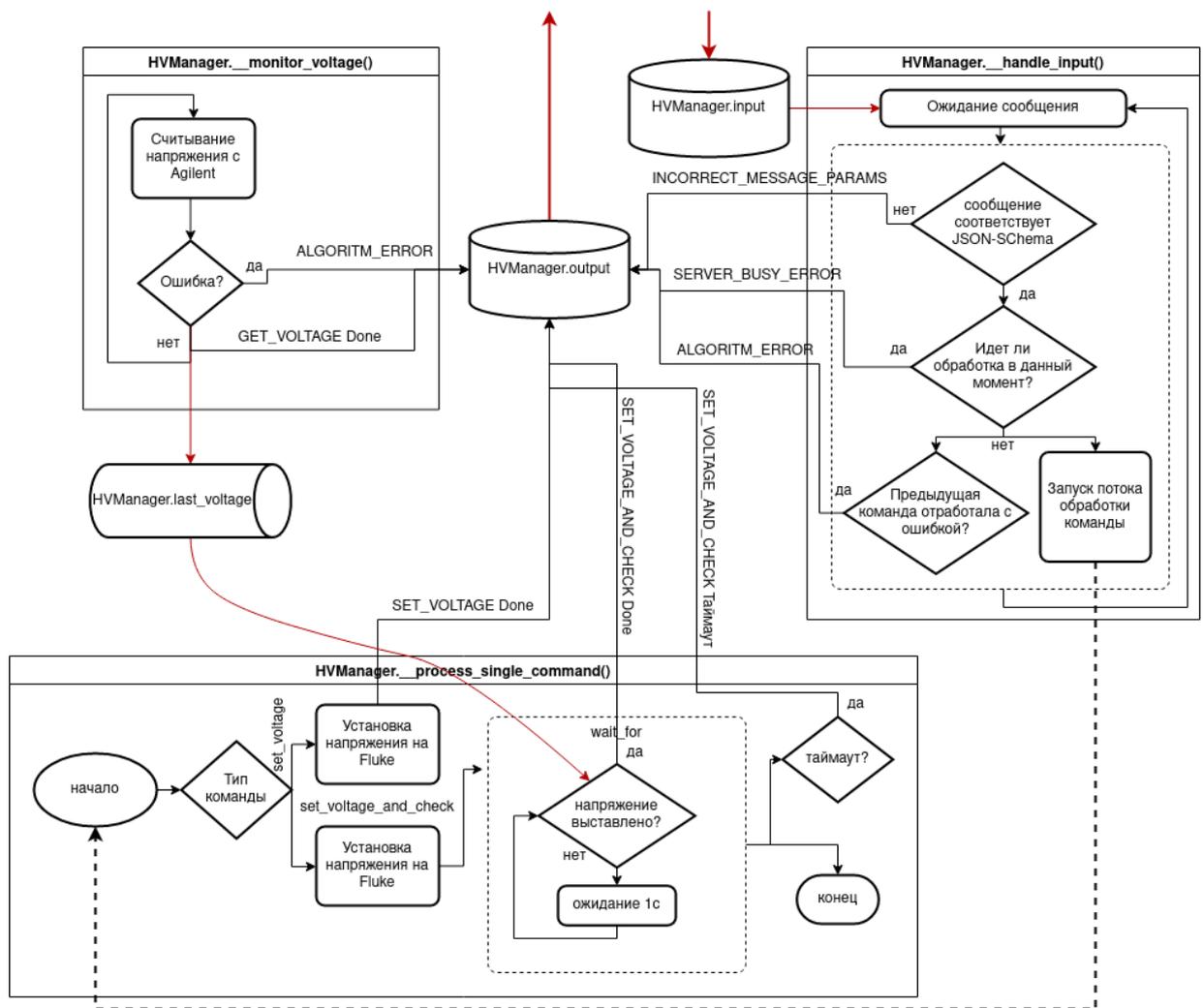


Рисунок 42 – Реализация управления в классе HVManager

### 8.2.7 Разработка нового делителя для высоковольтной системы

В ходе испытаний высоковольтной системы подтвердилось, что последним оставшимся слабым звеном во всей системе теперь остаются старые высоковольтные делители. Создание подобных делителей с требуемыми рекордными параметрами – довольно долгий творческий процесс, в готовом виде коммерчески они недоступны. Была изучена техническая литература по данному вопросу, а также последние статьи в научных журналах, выбрана и рассчитана схема. Проведено тестирование и отбор резисторов для создания делителя на качественно новом уровне. Был собран стенд для проверки параметров резисторов (динамика изменения сопротивления под нагрузкой), и в качестве теста для отработки методики измерений проверена небольшая партия в 40 шт. резисторов типа MPX. К сожалению, оптимальные по заявленным параметрам резисторы фирмы Vishay более недоступны из-за санкций, поэтому в качестве временной альтернативы выбраны стабильные отечественные резисторы типа С2-29В. Была закуплена партия в 300 штук у завода-изготовителя. В настоящее время ведётся отбор резисторов по

термостабильности от саморазогрева под нагрузкой. Проверено несколько десятков штук. Помимо этого идёт разработка схемы общего термостатирования корпуса для обеспечения долговременной стабильности коэффициента деления.

### **8.2.8 Работы по профилактике, ремонту и модернизации криогенного и вакуумного оборудования**

По данному пункту проведен большой объём различных работ. В частности, можно выделить следующие работы.

- Монтаж водоохлаждающей установки ВМТ-71 для обеспечения работы гелиевого компрессора DSB-170.
- Замена фильтров и активированного угля системы маслоочистки ожижителя TCF-20.
- Разборка теплообменного блока ожижителя TCF-20 для замены микрофильтра перед турбодетандерами.
- Модернизация системы хранения газообразного гелия с вводом в эксплуатацию гелиевого ресивера объемом 10м<sup>3</sup>.
- Изготовление участка криопровода для охлаждения экранов спектрометра с улучшенной теплоизоляцией.

Выполнена плановая профилактика компрессорной части криогенного ожижителя. Ниже на рисунке 43 представлены фотографии, иллюстрирующие результаты монтажа отдельных новых элементов криогенной системы установки.



Рисунок 43 – Монтаж отдельных элементов при модернизации криогенной системы

## 8.2.9 Результаты интеллектуальной деятельности

В 2022 году Черновым В.Г. были получены 5 свидетельств о регистрации программ для ЭВМ за номерами 2022680217, 2022680201, 2022680199, 2022680197, 2022680265 (см. рисунок 44).

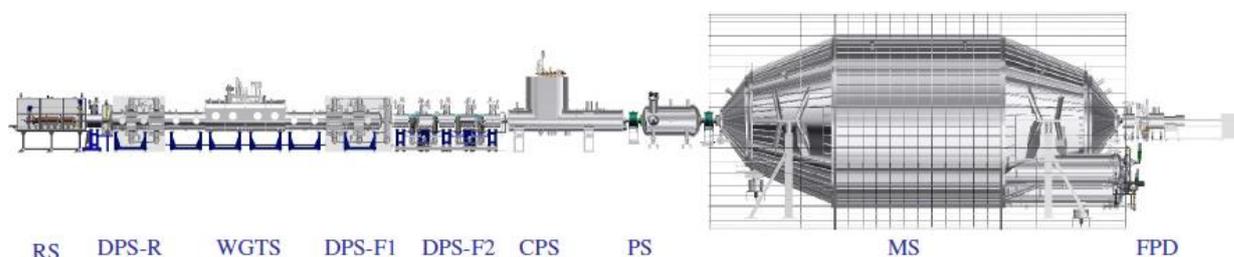


Рисунок 44 – Одно из свидетельств о регистрации интеллектуальной деятельности в виде пакета программ для обработки данных на установке Троицк нью-масс

## 9. Поиск массы электронного антинейтрино

### 9.1 Поиск эффективной массы электронного антинейтрино

Установка KATRIN (рисунок 45) расположена в Институте технологий Карлсруэ, Карлсруэ, Германия.



RS-задняя стенка, DPS-R- задняя дифференциальная откачная станция, WGTS- безоконный газовый источник трития, DPSF-1- передняя откачная станция-1, DPSF-2- передняя откачная станция-2, CPS-криогенная откачная станция, PS- предварительный спектрометр, MS- основной спектрометр, FPD- основной детектор электронов

Рисунок 45 – Установка КАТРИН

Основные параметры установки:

- полная длина установки 70 м,
- диаметр спектрометра 10 м,
- внутренний диаметр источника 90 мм,
- максимальная толщина источника  $5 \cdot 10^{17}$  мол/см<sup>2</sup>,
- полная активность источника  $\approx 30$  ГБк (0,8 Ки),
- разрешение спектрометра  $\Delta E = 0,9$  эВ при 18 кэВ,
- проектная чувствительность  $m_\nu < 0,2$  эВ/c<sup>2</sup> (90% C.L.) (после набора данных в течение 3/5 лет).

Общая концепция установки KATRIN повторяет установку «Троицк ню-масс», созданную в ИЯИ РАН под руководством академика Лобашева.

В 2022 году до июля продолжался набор данных, когда он был остановлен из-за проблем с одним из сверхпроводящих магнитов в канале транспортировки.

Проводились работы по исследованию возможности подавления скорости счета фоновых событий. Рассматривались предложения по снижению фона за счет введения неанизотропной регистрации электронов детектором. В основе предложения находится тот факт, что  $\beta$ -электроны имеют на детекторе широкое угловое распределение, в то время как у фоновых электронов распределение узконаправленное. Последнее связано с тем, что фоновые электроны образуются в центре спектрометра с практически нулевой энергией и

ускоряются электрическим полем анализатора при движении к детектору, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля.

Опубликован обзор состояния и перспектив проекта KATRIN [53].

Выполнялась обработка полученных данных:

– получено и опубликовано ограничение на эффективную массу электронного антинейтрино на основе первых двух сеансов на уровне  $0,8 \text{ эВс}^2$  [54], а также проводились расчеты суммарного ограничения из 5 первых сеансов с ожидаемым уровнем  $0,5 \text{ эВс}^2$ ;

– получено и опубликовано на массу «легкого» стерильного нейтрино в модели  $3\nu+1$  из первых двух сеансов [55]. Исключена большая часть области «реакторной» и «галлиевой» аномалий, но не результат эксперимента Neutrino-4 ПИЯФ [56];

– получены ограничения на экзотические явления – нарушение Лоренц-инвариантности и локальное увеличение плотности реликтовых нейтрино [57, 58].

К сожалению, в марте 2022г. Федеральным министерством науки и образования Германии было предписано подведомственным институтам «заморозить» сотрудничество с институтами и университетами из России. Конкретно, было разрешено опубликование статей, подготовка которых была начата ранее даты принятия данного решение и запрещено начинать новые. Таким образом, в отчете упоминаются только исследования, начатые до марта 2022г.

## 9.2 Поиск «тяжелых» стерильных нейтрино

Проблема проведения поиска «тяжелых» стерильных нейтрино (в распаде трития доступен интервал масс примерно от  $10 \text{ эВ}/c^2$  до нескольких  $\text{кэВ}/c^2$ ) состоит в том, что для полного использования интенсивности имеющихся газовых источников необходимо регистрировать потоки от порядка  $10^8$  электрон/с («Троицк ню-масс») до  $10^{10}$  электрон/с (KATRIN). При этом максимальный поток сигналов через один спектрометрический тракт составляет порядка  $10^5$  электрон/с.

Прямолинейный подход к регистрации более высокой скорости счета состоит в применении многопиксельных детекторов и повышении их быстродействия. Ранее нами проводились в этом направлении поиски новых отечественных детекторов, но обнадеживающего решения не было найдено. Кроме того, переход к многопиксельным детекторам с более короткими сигналами порождает проблемы с ложными событиями. Часть электронов испытывает кратное взаимодействие с одним и тем же детектором или с соседним детектором, что для коротких сигналов может быть проинтерпретировано как отдельные события.

В принятых подходах приходится снижать интенсивность источника на 1 – 2 порядка с соответствующей потерей чувствительности, что не представляется оптимальным решением.

В 60-х годах прошлого века аналогичная проблема возникла при поиске Р-нечетных эффектов в ядерных радиационных переходах. Решение было найдено в применении интегральной регистрации  $\gamma$ -квантов, при которой вместо счета отдельных фотонов регистрировался средний ток образуемый в детекторе.

Если отклик детектора на  $\gamma$ -квант с энергией  $E$  не был монолинией, а имел распределенный спектр, то дополнительный фактор к ошибке в скорости счета по сравнению с Пуассоновской величиной составлял порядка единицы:

$$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Poisson}}} = \sqrt{\frac{\langle E^2 \rangle}{\langle E \rangle^2}} \quad (9.1)$$

Особые требования накладываются на детектор: стабильность на временном интервале измерения лучше величины измеряемого эффекта, линейность (отсутствие насыщения) при изменении потока регистрируемых частиц.

Сигнатурой присутствия в спектре распада трития вклада дополнительного массового состояния является локальное (масштаба 1 – 3 масс этого состояния) отклонение от монотонного изменения производной спектра распада трития вне этой области (см. рисунок 2). Исследование производной спектра позволяет исключить вклад постоянных факторов (например, фона). Наблюдаемый спектр будет являться сверткой спектра рисунка 2 с функцией отклика детектора, но последняя должна быть монотонной функцией энергии электронов и не может генерировать ложную вариацию, схожую с искомой. Поправки на неточность определения функции отклика детектора должны компенсироваться улучшением статистической точности получаемых данных.

### 9.3 Исследование возможности интегральной регистрации электронов $\beta$ -распада

Интегральная регистрация сигналов исходно реализовывалась накоплением сигнала в аналоговом виде. К настоящему времени сложилась схема, основанная на высокочастотном кодировании и цифровом интегрировании.

Для активности источника Троицка (0,6 ГБк) ток электронов  $1,0 \cdot 10^{-10}$  А, KATRIN (100 ГБк) –  $1,8 \cdot 10^{-8}$  А.

Была исследована возможность применения для целей регистрации указанных токов пикоамперметра А2-4 производства ОАО МНИПИ (Минский научно-исследовательский приборостроительный институт). Паспортный уровень собственных

шумов составляет  $1,0 \cdot 10^{-14}$  А (проверено, см. рисунок 46), что означает возможность регистрировать ток  $\beta$ -электронов в диапазоне  $10^4$  («Троицк ню-масс») или  $10^6$  (KATRIN).

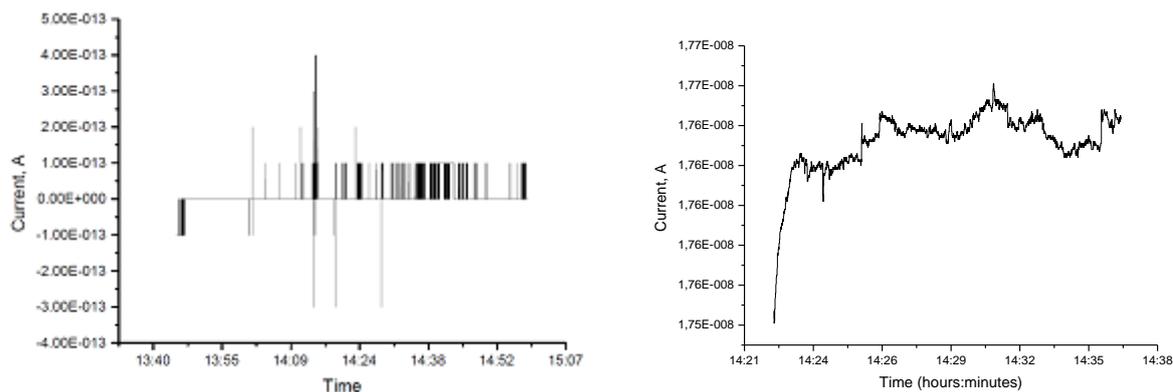


Рисунок 46 – Слева – собственный шум пикоамперметра, открытый вход.  
Справа – на входе пикоамперметра источник тока 1 В, 51 Мом

Пикоамперметр имеет цифровой выход с автоматически переключаемым диапазоном, каждое измерение приводится с разрядностью четыре десятичных знака. Переключение точности измерений на передней панели прибора не меняет разрядности передаваемых результатов, а только меняет их количество в секунду. Предстоит понять, чем определяется внутреннее время интегрирования сигнала перед оцифровкой.

Пикоамперметр испытывался с внешним источником тока представляющим собой стабильный источник напряжения 1 В и сопротивление 51 Мом. Результаты измерений показали значительный разброс показаний, возможно связанный с нестабильностью использовавшегося сопротивления (см. рисунок 46).

## 10. Поиск 2К-захвата в $^{124}\text{Xe}$

В 2021 году завершился набор данных по программе эксперимента. На данный момент ведется обработка набранных с 2014 по 2021 года данных. Классический метод обработки данных основан на многоступенчатой процедуре, включающей следующие этапы: 1) дифференцирования зарядовой формы импульса сигнала с МПС; 2) проведение специальной математической процедуры, позволяющей привести дифференциал импульса к исходному току электронов, т.е. убрать ионную компоненту из дифференциала импульса; 3) полученные токовые сигналы аппроксимируются набором гауссиан с целью определения количества кластеров, входящих в состав токового сигнала. Данное количество кластеров выражается набором гауссиан, сумма которых дает результирующую кривую процедуры аппроксимации исходного токового сигнала; 4) полученный набор гауссиан позволяет разделить сигналы МПС на группы: одноточечные, двухточечные, трехточечные события и события с мужественностью больше трех. Далее искомый эффект ищется только в наборе трехточечных событий.

В процессе набора данных происходит постепенное деградирование «качества» экспериментальных данных, связанное с ухудшением характеристик рабочей среды МПС (насыщение рабочего газа электроотрицательными примесями). В следствие этого набор данных прерывается на очистку рабочей среды от электроотрицательных примесей и восстановление рабочих характеристик МПС, после чего начинается новый набор данных.

Как сказано выше, данные набранные в конце каждого этапа, при ухудшенных характеристиках рабочей среды МПС, имеют «качество» информации хуже, чем данные набранные в начале каждого из этапов. Это приводит к исключению из анализа большей части событий из «хвоста» этапа и росту общего времени измерения с целью увеличения количества «чистых» данных. Для изучения возможности обработки данных набранных при максимальной «деградации качества» рабочего вещества, а также проверки «классического» метода обработки, было предложено применить метод машинного обучения.

Данная задача была поручена студенту первого курса магистратуры МФТИ Сегалу Кириллу Антоновичу (группа M02-206фя). Поставленная перед ним задача была разбита на несколько этапов:

- проверка эффективности работы «классического» метода, изучение его плюсов и минусов;
- разработка методики обработки данных эксперимента по поиску 2К-захвата  $^{124}\text{Xe}$  на основе методов машинного обучения с использованием пакетов MatLab и Python.

На данный момент закончен первый этап – проверка «классического» метода. Была проделана следующая работа: проведено моделирование трёхточечных событий как суммы трех гауссианов с определенными параметрами (амплитуда, ширина, положение) с добавлением шума в виде случайного процесса, имитирующие трёхточечные события в виде токовых импульсов ( $A_1=A_2$ ,  $A_3=0,1*A_1$ ). Данные события были аппроксимированы набором гауссиан с целью определения и выделения параметров исходных кластеров (гауссиан), и точности этого определения. В моделировании рассматривались два случая – расстояние между вершинами гауссов  $A_1$  и  $A_2$  равно  $\Delta m= 2$  ( $m_1= -1$ ,  $m_2= 1$ ) и  $\Delta m= 1$  ( $m_1= -0,5$ ,  $m_2= 0,5$ ), а положение  $A_3$  ( $m_3= -7, -5, -3$  для случая  $\Delta m= 2$ ;  $m_3= -6, -4, -2$  для случая  $\Delta m=1$ ) меняется.

Из результатов моделирования были сделаны следующие выводы:

– для случая  $\Delta m= 2$  – заметные неточные восстановления получались только в тех случаях, когда третий гауссиан находился ближе всего к первому ( $m_3= -3$ ). При рассмотрении первого и второго гауссианов при  $m_3= -7, -5$  можно сказать, что амплитуда одного из них восстанавливается обязательно завышенной, а другая заниженной относительно модельных;

– для случая  $\Delta m= 1$  – при  $\sigma_1 = \sigma_2$ , в основном регистрируется один большой пик и два маленьких, вместо двух одинаковых средних и одного маленького. В случае  $\sigma_1= 1,5$ ,  $\sigma_2=\sigma_3=1$  восстановление при  $m_3= -2$  происходит хуже, чем при  $m_3= -6$  и  $m_3= -4$ . Во всех остальных случаях средние ошибки получались порядка  $10^{-4}$ – $10^{-5}$ .

По результатам работы первого этапа видно дальнейшее направление исследований:

– необходимо выяснить, насколько точно качественное восстановление при наделении физическим смыслом параметров, моделируемых гауссианов;

– необходимо устранить неверные и принципиально неверные восстановления параметров. Этот вопрос, вероятно, можно разрешить, используя методы машинного обучения и методы нейронных сетей.

## 11. Поиск безнейтринного двойного бета распада $^{100}\text{Mo}$ в составе международной коллаборации AMoRE

По программе эксперимента AMoRE в 2022 году были выполнены следующие работы:

- 1) Завершено строительство подземной лаборатории YemiLab, Южная Корея.
- 2) Параллельно с основным строительством лаборатории YemiLab шло сооружение постаментов для эксперимента AMoRE-II. На данный момент закончено сооружение постаментов, чистой комнаты класса 100 и чистой комнаты класса 1000 над низкофоновой защитой. Закончен монтаж многослойной низкофоновой защиты: внешний слой – 70 см полиэтилена, 1 см борированной резины, 20 см стандартного свинца; внутренний слой – 12 тонн свинца марки Voliden толщиной 20 см, 1 см слой борированной резины.
- 3) Установлены мюонные детекторы на основе пластикового сцинтиллятора.
- 4) Установлены ФЭУ черенковского детектора, расположенного над чистой комнатой, проводится тестирование на герметичность.
- 5) В ноябре 2022 г. было осуществлено тестирование криостата растворения для детектора AMoRE-II. Криостат был установлен в защиту в декабре 2022 г.
- 6) Закончено производство свинцовой низкофоновой защиты, которая будет расположена внутри криостата, а также магнитной защиты из  $\mu$ -металла.
- 7) В течение 2022 г. был произведен требуемый комплект SQUID- и MMC – датчиков. Оба вида датчиков были произведены Университетом Хайдельберга, Германия.
- 8) Закончено изготовление медных рамок-держателей для кристаллов.
- 9) Изготовлен сухой бокс для хранения изготовленных кристаллов.
- 10) В 2022 году продолжился набор статистики на этапе AMoRE-I, на данный момент время измерения составляет больше 12000 часов, рисунок 47. Планируется, что набор данных в фазе AMoRE-I продлится до начала 2023 года.

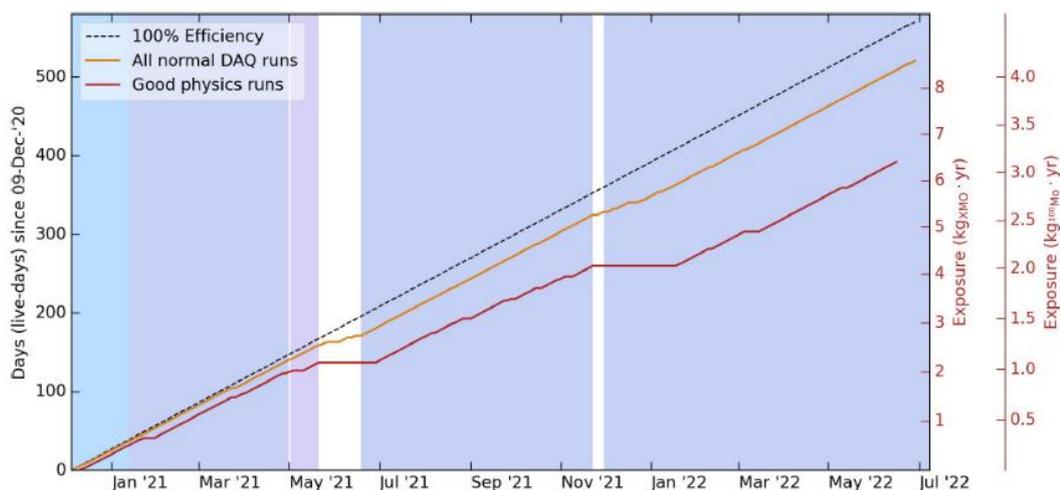


Рисунок 47 – Общая статистика набранных данных АМоRE-I

11) Группа сотрудников ЛНФИ приняла участие в онлайн дежурствах по наблюдению за качеством набираемых данных и стабильностью работы установки АМоRE-I.

12) Моделирование фона установки АМоRE-I показало:

- для уменьшения уровня фона установки, вызванного  $(n^0, \gamma)$ -реакцией следует отказаться от использования 5 см слоя меди, который должен был находиться в непосредственной близости от корпуса криостата;

- основным внешним источником фона на этапе-I АМоRE-II будет фон от свинца марки Voliden окружающего криостат.

## 12. Поиск двойного безнейтринного бета распада $^{76}\text{Ge}$ в составе международной коллаборации GERDA и LEGEND

Коллаборация GERmanium Detector Array (Gerda) провела поиск безнейтринного двойного  $\beta$ -распада в  $^{76}\text{Ge}$  с использованием изотопно обогащенных германиевых детекторов высокой чистоты в Национальной лаборатории Гран-Сассо INFN. После фазы I (2011-2013 гг.), эксперимент произвёл несколько улучшений, включая дополнительное активное вето, основанное на сцинтилляции жидкого аргона (LAr), и значительное увеличение массы за счет точечных контактных германиевых детекторов, которые улучшили чувствительность периода полураспада в фазе II (2015-2019 гг.) на порядок. В основе стратегии уменьшения фоновых воздействий анализ временного профиля отдельных импульсов обеспечивает мощное топологическое различие сигналоподобных и фоноподобных событий.

При оценке эффективности распознавания формы импульса учитывались как данные регулярных 228-й калибровок, так и физические данные. В работе [59] описываются различные методы, применяемые к данным, собранным в фазе II эксперимента Gerda и соответствующим экспозиции 103,7 кг в год. Эти методы подавляют фон примерно в 5 раз в интересующей области около  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ, при сохранении  $(81 \pm 3)\%$  сигнала. Кроме того, в этой работе приводится исчерпывающий перечень параметров, которые были использованы при окончательном анализе данных.

Поиск мод двойного распада  $^{76}\text{Ge}$ , выходящих за рамки стандартной модели, был выполнен с использованием данных, собранных во время фазы II эксперимента Gerda, в статье [60]. Были получены в 2022 году улучшенные пределы на распады с участием майоронов по сравнению с предыдущими экспериментами с  $^{76}\text{Ge}$  со значениями периода полураспада порядка  $10^{23}$  лет. Впервые с  $^{76}\text{Ge}$  были получены ограничения на эффекты нарушения Лоренц-инвариантности при двойном распаде. Изотропный коэффициент  $a(3)$ , который характеризует нарушение Лоренца в двойном распаде, был ограничен порядка  $10^6$  ГэВ. В этой работе также установили первые экспериментальные ограничения на поиск легких экзотических фермионов при двойном распаде, включая стерильные нейтрино.

В 2022 году российские учёные участвовали в работе коллаборации Gerda удалённо.

### **13. Увеличение точности измерения угла смешивания $\theta_{13}$ осцилляций нейтрино в канале электронные нейтрино – таонные нейтрино в эксперименте Double Chooz**

#### **13.1 Измерение угла смешивания нейтрино $\theta_{13}$**

Эксперимент Double Chooz является одним из трех экспериментов по измерению угла смешивания нейтрино  $\theta_{13}$ , проводимый во Франции на атомной станции Chooz B с двумя самыми мощными ядерными реакторами в мире [61]. Два других эксперимента выполнялись в Китае (Daya Bay) [62] и Южной Корее (RENO) [63].

После измерения углов смешивания нейтрино в потоках мюонных нейтрино ( $\theta_{23}$ ) и солнечных нейтрино ( $\theta_{12}$ ) оставался неизвестным третий угол смешивания  $\theta_{13}$ . При наличии трех активных типов нейтрино должно существовать три угла смешивания ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$ ) и три массовых параметра – разность квадратов масс состояний нейтрино ( $\Delta m^2_{12}$ ,  $\Delta m^2_{23}$ ,  $\Delta m^2_{13}$ ). Предполагалось, что третий угол смешивания  $\theta_{13}$  очень мал и его трудно измерить в прямом эксперименте. В 2000 году было предложено использовать относительный метод измерения малой величины угла  $\theta_{13}$ , сравнивая измерения проводимые одновременно двумя детекторами, расположенными на разных расстояниях от ядерного реактора [64].

Детекторы в эксперименте Double Chooz были расположены на расстояниях 400 и 1050 м в среднем от двух ядерных реакторов атомной станции Chooz B. Каждый детектор представляет из себя сложную конструкцию из вложенных друг в друга цилиндрических объемов, заполненных разными жидкостями, см. [65]. Внутри – мишень, состоящая из жидкого сцинтиллятора с добавкой Gd для увеличения эффективности регистрации нейтронов от реакции обратного бета-распада на протоне, затем область жидкого сцинтиллятора без Gd для увеличения эффективности регистрации гамма-квантов, выходящих из мишени, область световода и снаружи область мюонного вето. Схема детектора показана на рисунке 48.

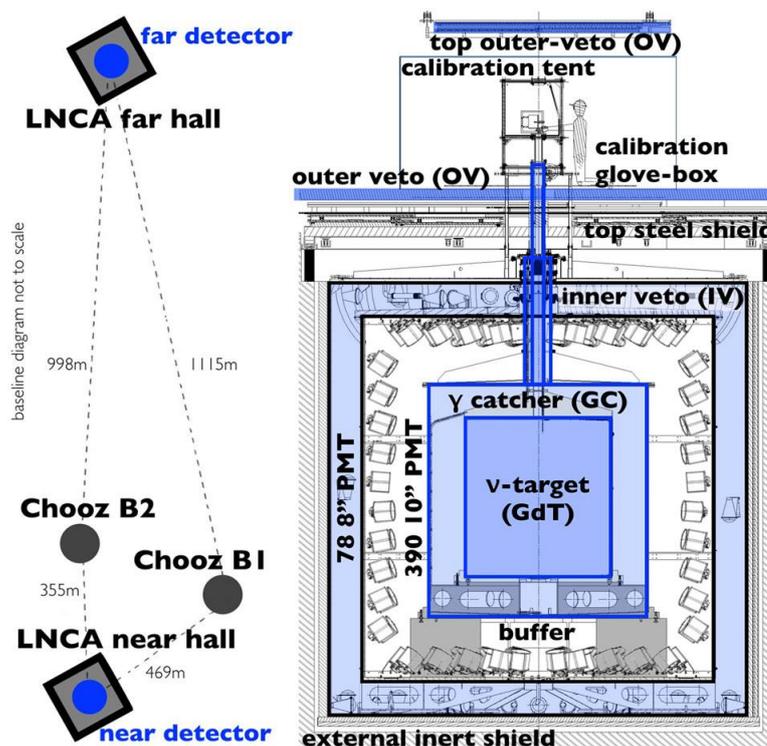


Рисунок 48 – Схема детектора Double Chooz и расположение детекторов относительно двух ядерных реакторов атомной станции Chooz B

Измерения с двумя детекторами, работающими одновременно проводились на протяжении двух лет с 2015 по 2017 г. Была набрана большая статистика нейтринных событий в ближнем детекторе, более 200 тысяч. Из анализа измерений двух детекторов получено значение угла смешивания нейтрино  $\sin^2 2\theta_{13} = 0,105 \pm 0,014$ . Это значение оказывается больше значений, полученных в экспериментах Daya Bay и RENO, на одно стандартное отклонение. Это связано с тем, что в Double Chooz регистрируются дополнительно антинейтрино из бассейнов-отстойников с отработанным топливом [66]. Бассейны расположены ближе к ближнему детектору и дают вклад на 0,5% больше в поток ближнего детектора, чем дальнего. Пока этот вклад учтен в увеличенной погрешности измерения.

### 13.2 Измерение спектра антинейтрино ядерного реактора

В ближнем детекторе эксперимента Double Chooz была получена большая статистика нейтринных событий, больше 200 тысяч. Это позволяет получить с хорошей точностью спектр антинейтрино, используя методику, разработанную в ИЯИ РАН.

Впервые спектр антинейтрино из прямого измерения позитронов реакции обратного бета-распада на протоне был получен в эксперименте на Ровенской АЭС в конце 90-х годов прошлого века [67] в виде гладкой функции экспоненциального вида.

Спектр, полученный в эксперименте Double Chooz, показан на рисунке 49 вместе с тремя фонами, которые входят в измеренный спектр. Чтобы перевести его в спектр

антинейтрино, необходимо вычесть фоны и получить чистый позитронный спектр. Фон случайных совпадений был получен с высокой точностью в результате анализа данных. Фон быстрых нейтронов был измерен в высокоэнергетической части экспериментального спектра ( $> 12$  МэВ) и экстраполирован в область спектра реакторных антинейтрино. Фон от изотопов  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ , которые образуются в результате прохождения космических мюонов через мишень детектора, был измерен в анализе мюонных событий [68]. Но точность спектра  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  является невысокой из-за маленькой статистики этих событий. На рисунке 49 представлен смоделированный суммарный спектр  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  для определенной скорости счета этих событий.

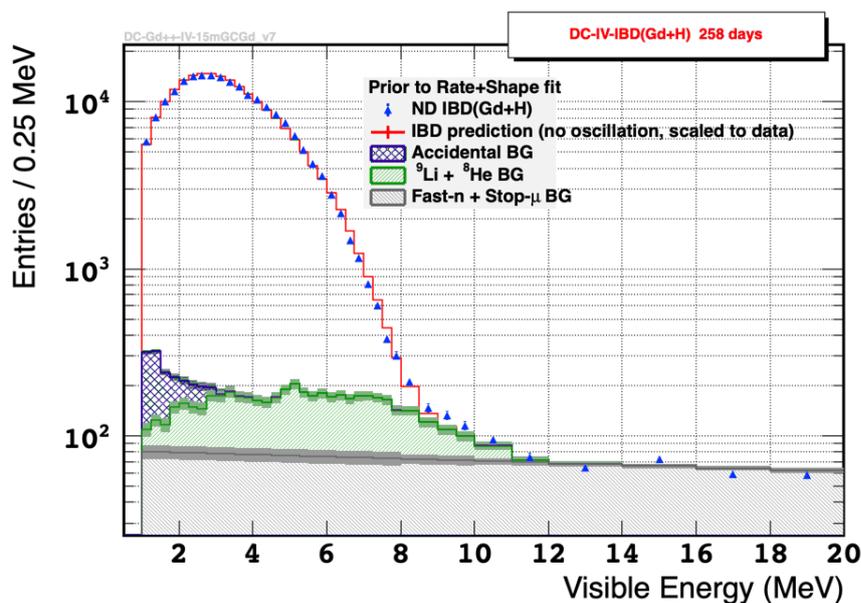


Рисунок 49 – Спектр нейтринных событий, полученный Double Chooz за 258 дней работы ближнего детектора (треугольники с ошибкой). Приведены фоны: случайного фона (синяя линия), фона быстрых нейтронов (серая линия) и космогенного фона  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  (зеленая линия). Красная линия показывает суммарный спектр фонов и рассчитанного М-К спектра позитронов реакции обратного бета-распада

Чтобы не увеличивать погрешность спектра позитронных событий для вычитания фонового спектра  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ , был произведен расчет каждого спектра, форма которых хорошо известна, и сложение их в пропорции, полученной из подгонки экспериментальных данных.

На рисунке 50 показан измеренный спектр космогенного фона ( ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ ), полученный в ходе анализа данных прохождения мюонов через детектор [68].

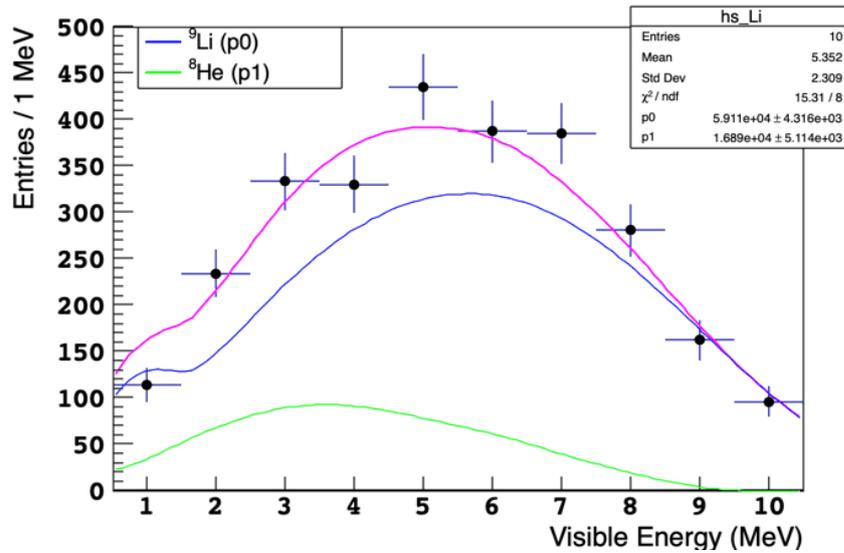


Рисунок 50 – Измеренные события  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  (черные точки с ошибкой). Спектр  ${}^9\text{Li}$  (синяя линия). Спектр  ${}^8\text{He}$  (зеленая линия)

На рисунке 51 спектр М-К  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  заменен на расчетный. После вычитания фонов мы получаем чистый спектр позитронов реакции обратного бета-распада (ОБР). Он приведен на рисунке 52 в сравнении с М-К спектром позитронов, рассчитанным по спектрам антинейтрино из Ровенского эксперимента [69].

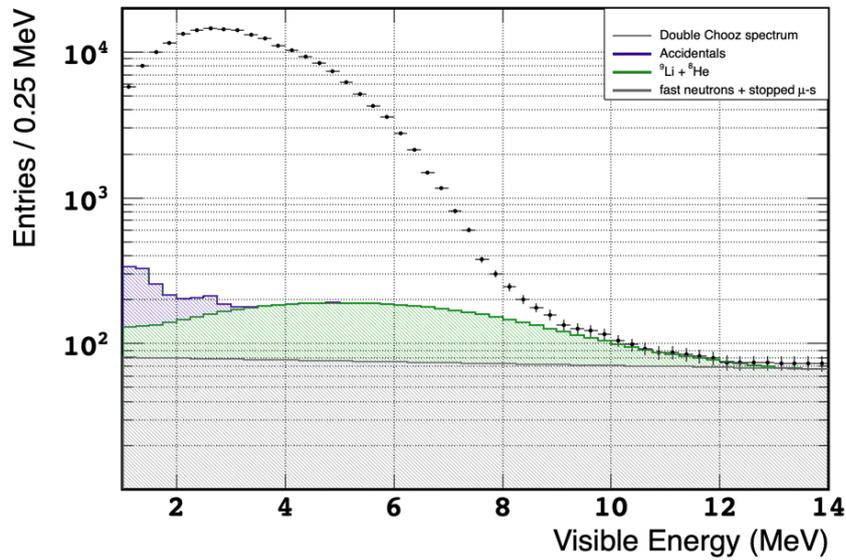


Рисунок 51 – Измеренный спектр событий Double Chooz (черные точки с ошибкой). Бины в высоких энергиях (выше 8 МэВ) разделены на бины, соответствующие основной части спектра 0,25 МэВ. Спектр  ${}^9\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$  заменен на расчетный

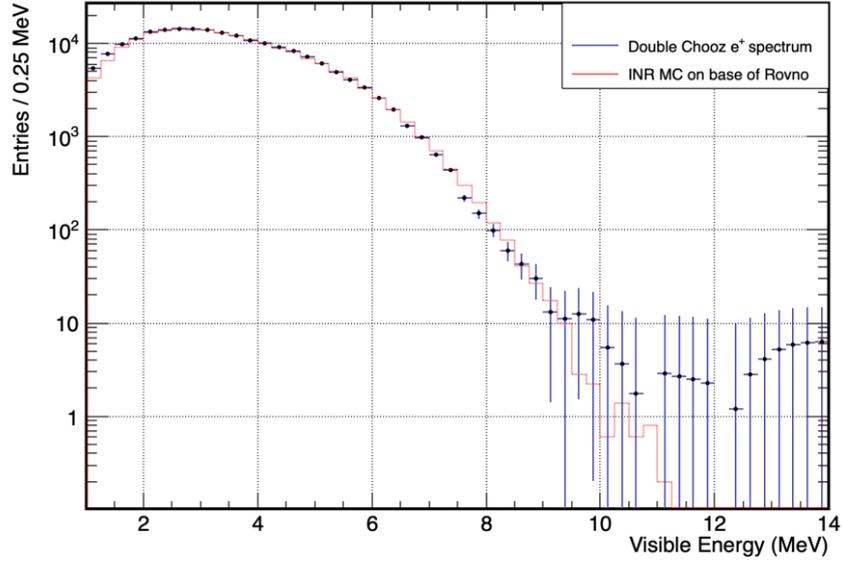


Рисунок 52 – Чистый позитронный спектр реакции обратного бета-распада, полученный путем вычитания фонов Double Chooz (черные точки с ошибкой). Красная линия – тот же спектр, полученный методом Монте Карло на базе спектров антинейтрино из Ровенского эксперимента

Для перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино необходимо решить интегральное уравнение

$$\frac{dN_e}{dT}(T) = \int \frac{dN_\nu}{dT}(E) \cdot \sigma_{\nu p}(E) \cdot R(E, T) dE, \quad (13.1)$$

где  $\frac{dN_e}{dT}(T)$  – спектр позитронов в шкале кинетической энергии,  $\frac{dN_\nu}{dT}(E)$  – спектр антинейтрино в шкале энергии антинейтрино,  $\sigma_{\nu p}(E)$  – сечение реакции обратного бета-распада,  $R(E, T)$  – функция отклика детектора на моноэнергетичное антинейтрино.

Функцию отклика детектора необходимо рассчитывать методом Монте Карло, а спектр антинейтрино искать в виде гладкой функции с набором параметров, которые подбираются в ходе минимизации функционала с использованием экспериментального спектра. При этом невозможно описать точную форму спектра антинейтрино.

Решение уравнения (13.1) относительно спектра антинейтрино можно получить также с использованием метода Монте Карло, но примененным сразу ко всему спектру позитронов реакции ОБР. Если Монте Карло позволяет получить наблюдаемый спектр позитронов, то разделив спектр М-К на идеальный спектр позитронов, мы получим функцию перевода позитронного спектра в антинейтринный. На рисунке 53 приведена функция перевода, рассчитанная с большой статистикой ( $10^6$ ). На рисунке видны особенности спектра антинейтрино, которые невозможно получить обычным методом с нахождением спектра в виде гладкой функции с параметрами.

Graph

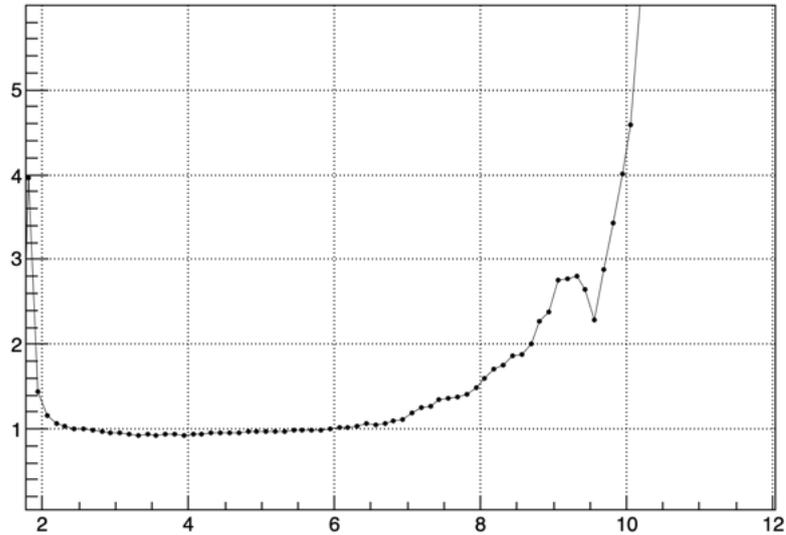


Рисунок 53 – Функция перевода спектра позитронов в спектр антинейтрино, полученная методом Монте Карло со статистикой  $10^6$  событий

С использованием функции, показанной на рисунке 53, был получен спектр антинейтрино ядерного реактора, соответствующий составу ядерного топлива, приведенного в таблице 1.

Таблица 1 – Состав ядерного топлива реакторов атомной станции Chooz B за время измерения ближнего детектора в процентном отношении числа делений соответствующего изотопа

	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
%	52,0	8,7	33,3	6,0

Зная состав топлива по числу делений, можно выделить из среднего антинейтринного спектра его фракции, используя функцию отношения спектра конкретного изотопа к суперпозиции всех спектров с весами, равными доле делений

$$\frac{i,exp dN_{\nu}}{dE}(E) = \frac{exp dN_{\nu}}{dE}(E) \cdot \frac{\frac{i,cal dN_{\nu}}{dE}(E)}{\sum_i \frac{i,cal dN_{\nu}}{dE}(E) \cdot f_i}, \quad (13.2)$$

где  $f_i$  – доля делений  $i$ -го изотопа,  $\frac{i,cal dN_{\nu}}{dE}(E)$  – расчетный антинейтринный спектр  $i$ -го изотопа,  $\frac{exp dN_{\nu}}{dE}(E)$  – экспериментальный спектр антинейтрино, полученный из (13.1),  $\frac{i,exp dN_{\nu}}{dE}(E)$  – экспериментальный, выделенный из смеси спектр антинейтрино  $i$ -го изотопа.

Таким образом, были получены все четыре спектра антинейтрино делящихся изотопов урана и плутония.

### 13.3 Расчет спектров антинейтрино компонент ядерного топлива

Расчетный спектр антинейтрино не описывает в полной мере экспериментально полученный. Это может быть связано с неточностью базы данных по спектрам осколков деления. Современную базу данных осколков, содержащую информацию об энергиях бета-переходов, их вероятностях и периодах полураспада можно найти в [70].

Если проанализировать базу данных [70], то окажется, что информация не обо всех осколках достоверна. Из примерно 1000 осколков полностью известных примерно треть, еще треть неизвестных (известна лишь энергия бета-распада  $Q_\beta$  и оцененный период полураспада), и оставшаяся треть осколков является оцененной на базе известных закономерностей ядерной физики.

Мы решили провести описание экспериментальных спектров антинейтрино Double Chooz при помощи расчетных с использованием силовой функции для описания вероятностей конкретных бета-переходов. Аналогичная процедура была ранее проделана с данными ровенского эксперимента и описана в [71].

Для каждого неизвестного и оцененного осколка подбиралась силовая функция, улучшающая значение функционала

$$\chi^2 = \sum_{k=5,8,9,1} \sum_{i=1,30} \left( \frac{y_{i,k}^{exp} - y_{i,k}^{calc}}{\sigma_{i,k}^{exp}} \right)^2, \quad (13.3)$$

где  $y_{i,k}^{exp}$  – экспериментальный спектр антинейтрино,  $y_{i,k}^{calc}$  – расчетный спектр,  $\sigma_{i,k}^{exp}$  – погрешность экспериментального спектра. Индекс  $k$  пробегает по изотопам ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ), а индекс  $i$  – по бинам энергии спектра.

Использование только неизвестных осколков не дало требуемого результата. Зато включение в варьирование еще и оцененных осколков привело к хорошему описанию всех экспериментальных спектров в рамках одного расчета.

На базе полученных расчетных спектров были получены индивидуальные сечения реакции ОБР, которые приведены в таблице 2.

Таблица 2 – Сечения реакции ОБР для индивидуальных спектров делящихся изотопов ядерного топлива

	$^{235}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{241}\text{Pu}$
$^i\sigma$ , см <sup>2</sup> /деление	5,99	9,07	4,11	5,84

Полученные сечения расчетных спектров дают сечения реакции ОБР меньше по величине, чем сечения, полученные со стандартной базой осколков деления. Зато среднее сечение, рассчитанное для состава топлива из таблицы 1  $\sigma_f = (5,63 \pm 0,15) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление оказывается немного меньше экспериментального сечения, полученного в

коллораации Double Chooz [3]  $\sigma_f = (5,71 \pm 0,06) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление (примерно на 1,5%). Разница в сечении может объясняться неучетом излучения от бассейнов-отстойников с отработанным топливом. Добавка в сечение может составлять от 0,2 до 0,5% в зависимости от времени измерения и, таким образом, можно считать, полученные спектры удовлетворительно описывают экспериментальное сечение пределах погрешностей измерения и расчета.

## **14. Изучение свойств потока атмосферных мюонов, нейтронов, генерируемых ими, и фона естественной радиоактивности**

### **14.1 Исследование стратосферы с помощью мюонов космических лучей, регистрируемых детектором LVD под землей**

Стратосфера, несмотря на стабильную структуру, положение и типичное время релаксации излучения порядка двух недель, демонстрирует изменчивость, обусловленную как радиационными, так волновыми и динамическими процессами. Особенно в зимний период динамические процессы выводят ее из равновесия. С одной стороны, изменчивость, обусловленная излучением, в которой преобладает сезонный цикл, вызванный орбитальной модуляцией солнечного излучения, также зависит от более долгосрочных изменений солнечного потока, например, 11-летнего солнечного цикла. Эта модуляция напрямую влияет на поглощение УФ-излучения озоном и, следовательно, на температуру стратосферы с максимальной амплитудой порядка 0,5–1,0 К, хотя в игру вступают еще несколько других косвенных механизмов [72]. С другой стороны, динамически обусловленная изменчивость особенно очевидна в средних и высоких широтах, в основном из-за обрушения планетарных волн и взаимодействия волн с полярной струей. Эта изменчивость часто проявляется в виде внезапных стратосферных потеплений (ВСП), при которых температура стратосферы резко возрастает, сопровождаясь уменьшением или изменением направления западных ветров в результате разрушения или смещения полярного вихря [73]. Большие ВСП также могут влиять на погодные условия на поверхности и влиять на погодные условия, такие как отрицательная фаза Североатлантического колебания [74]. Температуры в средних широтах верхней тропосферы модулируются не только крупномасштабной динамикой, но и синоптическими погодными системами, которые, следовательно, могут проецироваться на температуру. Таким образом, как радиационно-обусловленные, так и динамические процессы в стратосфере, влияющие на ее температуру, могут влиять на поток мюонов, вызывая сложные изменения.

#### **14.1.1 Детектор Большого Объема – LVD**

Детектор LVD (Large Volume Detector) [14], расположенный в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия) на глубине  $\langle H \rangle = 3650$  м в.э, работает с 1992 г в постоянном режиме набора данных. Он состоит из 840 сцинтилляционных счетчиков, которые представляют собой контейнеры из нержавеющей стали размерами  $1 \times 1 \times 1,5$  м<sup>3</sup>, заполненные жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита. Они сгруппированы в 3

башни, в каждой 7 горизонтальных слоёв и 5 вертикальных колонн. В детекторе имеется два энергетических порога: 4 МэВ и 0,5 МэВ.

LVD, помимо своей основной задачи – поиска нейтрино от вспышек сверхновых [75], является подземным детектором, который может наблюдать годовые модуляции атмосферных мюонов из-за сезонного температурного цикла в стратосфере. Фурье-подобный спектральный анализ 24-летнего ряда LVD потока мюонов (рисунок 54 (a)) дал свидетельство ожидаемой годичной периодичности [15], хорошо коррелированной с изменением так называемой эффективной температуры (рисунок 54 (b)), определяемой как средневзвешенное значение температуры на разных уровнях стратосферы, с весами, которые больше для уровней, где мезоны рождаются и распадаются на мюоны.

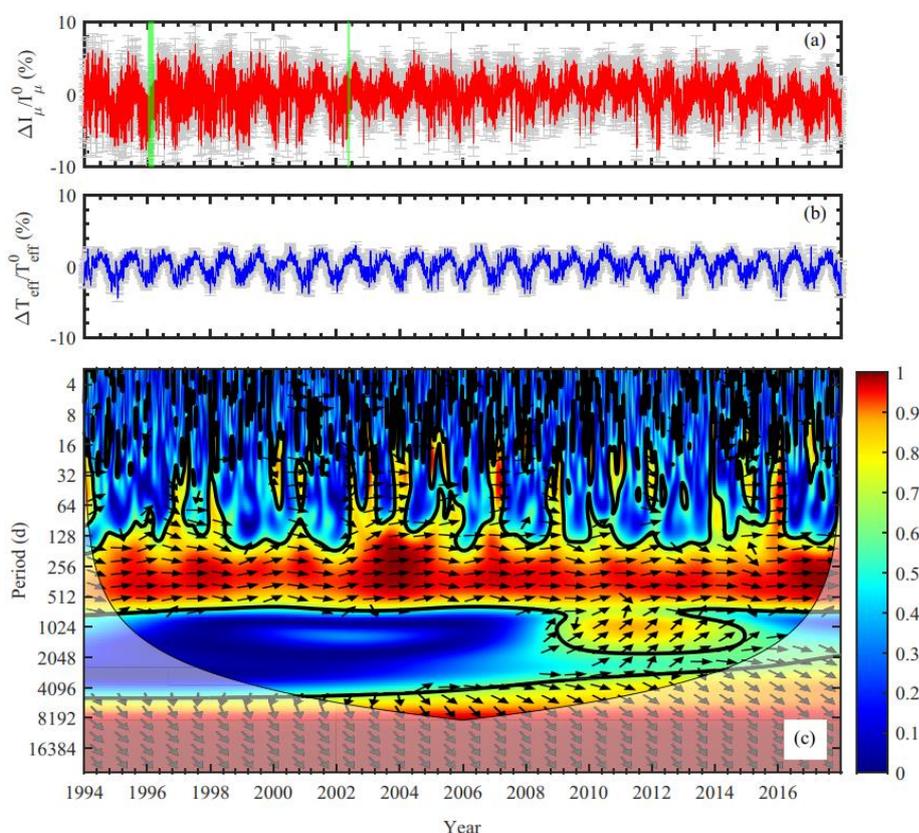


Рисунок 54 – Процентные изменения суточного потока мюонов (a) и суточной эффективной температуры (b) в зависимости от времени.  $I_0 = (3,35 \pm 0,03) 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $T_0 = (220,3 \pm 0,5) \text{ К}$  - среднесуточные значения потока и эффективной температуры, соответственно. Серые полосы представляют статистические погрешности. (c) - Когерентность вейвлет-преобразования ряда мюона и эффективной температуры. Области с самой сильной (самой слабой) корреляцией представлены красным (синим) цветом соответственно. Полупрозрачная область представляет собой конус влияния, а черные кривые ограничивают область, в которой когерентность значительна при 95% у.д. Относительное фазовое соотношение показано стрелками: вправо — синфазно, влево — противофазно

Гармонический анализ рядов потока мюонов LVD намекал на наличие дополнительных подведущих модуляций как на больших периодах (порядка нескольких

лет), так и на меньших (порядка десятков дней). Казалось, что такие изменения в основном не связаны с изменениями эффективной температуры. Эти две подсказки требуют более глубокого исследования данных по мюонам и температуре. С одной стороны, необходим более сложный спектральный анализ серии потока мюонов LVD, чтобы окончательно определить все компоненты. Это одна из целей данной работы. С другой стороны, другой целью этой работы является более комплексное исследование влияния вариаций температуры на поток мюонов с учетом источников изменчивости в различных слоях стратосферы.

#### **14.1.2 Метод анализа**

Когерентность вейвлет-преобразования (the Wavelet Transform Coherence – WTC) [76, 77] позволяет проводить многомерный анализ временных рядов. Преимущество этого подхода связано с эволюционными характеристиками вейвлет-методов, которые позволяют эффективно выявлять амплитудную модуляцию различных компонентов изменения, а также краткосрочные события. Такие методы характеризуются точным разрешением по времени на высоких частотах и точным разрешением по периоду на низких частотах. Мы сначала используем WTC, чтобы дать общее представление о спектральных характеристиках, общих между мюонной и температурной серией, и оценить их когерентность в широком диапазоне периодов, от дней до десятилетий.

Затем мы углубляем анализ, применяя анализ сингулярного спектра (the Singular Spectrum Analysis – SSA) к обеим сериям по отдельности. Этот метод предназначен для извлечения информации из коротких и шумных временных рядов [78-80]. Он предоставляет фильтры с адаптацией к данным, которые разделяют временные ряды на статистически независимые компоненты, которые можно классифицировать как колебательные структуры и шум. Выявленные колебания можно модулировать по амплитуде и фазе. Статистическая значимость выявленных в записях мод изменчивости оценивается с помощью теста Монте-Карло [81].

Можно заметить интересную особенность, обнаруженную этим методом (рисунок 54). В 30-дневной шкале на протяжении всего периода, охватываемого серией, видны удлиненные пятна мощности (видимые желтым цветом), соответствующие согласованному поведению двух серий. Эта важная особенность, по-видимому, локализуется в зимние месяцы, что можно увидеть, сравнив положение пятен с температурным поведением на рисунке 54 (b), что позволяет предположить, что внезапные атмосферные явления, характеризующие стратосферу [82], могут оставлять след в мюонном потоке.

Метод SSA мы применяли отдельно к временному потоку мюонов и эффективной температуры, с бином 5 дней. Этот выбор позволяет нам сосредоточиться на долгосрочной (годовой и межгодовой) изменчивости и избежать избыточности, с использованием высокочастотных (в суточном масштабе) колебаний. Мы принимаем ширину  $W = M \cdot \Delta t = 2000$  дней, где  $M = 400$  и  $\Delta t = 5$  дней – временное разрешение.

Спектры двух серий показаны в зависимости от мощности на рисунке 55 (а) (поток мюонов) и 55 (б) (эффективная температура). Рекурсивная процедура, основанная на тесте Монте-Карло-SSA, предназначена для выявления статистически значимых компонентов, присутствующих в серии [81]. Мы проверяем при заданном уровне достоверности набор нулевых гипотез, начиная от простейшей, чистого шума, до все более и более сложных, включая различные комбинации спектральных составляющих, наложенных на шум.

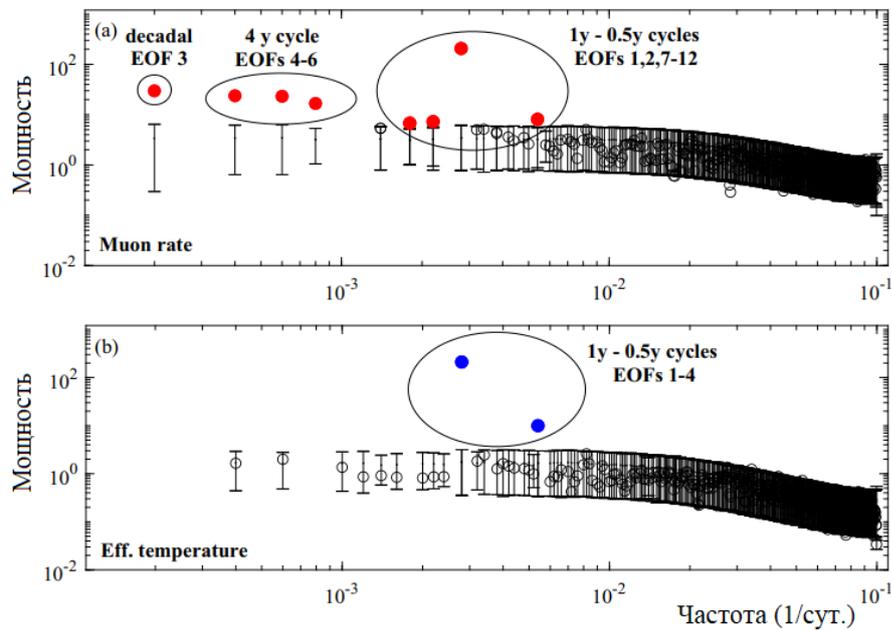


Рисунок 55 – (а) Спектральные результаты SSA методом Монте-Карло (99% с.л.) мюона и (б) серия  $T_{\text{eff}}$ . Размер ансамбля Монте-Карло – 10 000. Красные (синие) точки выделяют спектральные компоненты, включенные в нулевую гипотезу, а пустые указывают спектральные компоненты, составляющие фон, который может быть параметризован как красный шум

Как видно, никакая аномальная мощность не превышает Монте Карло-полосу, за исключением тех, которые представлены красными точками, связана с компонентами, включенными в нулевую гипотезу, а именно с компонентом декадного тренда и колебаниями с периодами 4, 1 и 0,5 года. Мы впервые обнаружили четырехлетнюю компонента в серии мюонных потоков, которую раньше никто не видел.

Многолетние колебания интенсивности мюонов связаны с изменчивостью температуры вблизи тропопаузы на уровнях 100 и 175–200 гПа. Мы объясняем причину

этого, исследуя корреляцию между мюонным и температурным рядами в зависимости от высоты.

Мы рассматриваем корреляцию между потоком мюонов и температурой на 37 уровнях атмосферы от 0 до 1000 гПа. Результирующий коэффициент корреляции показан на рисунке 56 (а) как функция уровня давления. Мы отмечаем наличие двух локальных максимумов с центрами около 30 и 225 гПа (представлены пунктирными синими линиями) с локальным минимумом между 100 и 200 гПа (представлены красными линиями) вокруг тропопаузы. Аналогичное поведение коэффициента корреляции в зависимости от высоты было обнаружено в [73, 83]. Интересно отметить, что именно в слоях вокруг этого минимума выявляются многолетние периодичности температурного ряда.

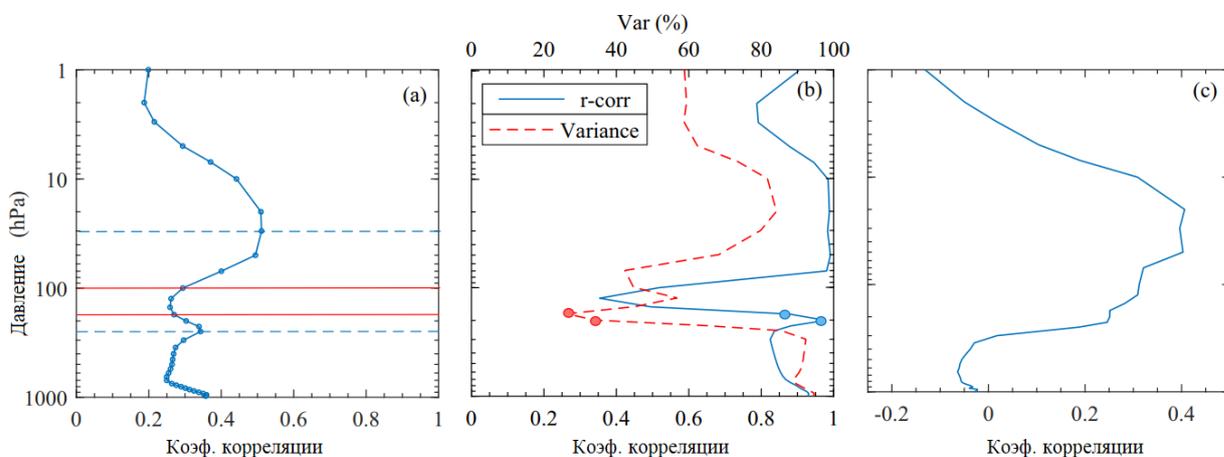


Рисунок 56 – Коэффициент корреляции между суточными мюонными и температурными данными от 1 до 1000 гПа. (б) Коэффициент корреляции между годовыми компонентами рядов температуры и мюонов (синяя кривая) и процент от общей дисперсии годовой компоненты температуры (пунктирная красная кривая) от 1 до 1000 гПа. (с) Коэффициент корреляции между температурой и сериями мюонов после устранения тренда с годовым циклом, определенным с помощью SSA

Мы выдвигаем гипотезу о том, что профиль в основном определяется годовым циклом, который является доминирующим признаком двух рядов, и, в частности, что минимум корреляции обусловлен ослаблением этого цикла. Это правдоподобное предположение, учитывая доминирующую роль процессов переноса в этом слое, которые ослабляют годовую модуляцию излучения. Чтобы проверить нашу гипотезу, мы сначала исследуем среднюю амплитуду годового цикла (восстановленную с помощью SSA) в разных слоях. Мы получили, что амплитуда уменьшается примерно в 4 раза, с 10 до 100-200 гПа, а затем снова увеличивается ниже этого уровня.

Затем мы рассчитываем коэффициент корреляции между годовыми компонентами рядов температуры и мюонов как функцию уровня давления: он представлен на рисунке 56 (b) (синяя кривая) вместе с процентной долей общей дисперсии годовой

составляющей температурного ряда (красная пунктирная кривая). Коэффициент корреляции показывает минимум около тропопаузы, таким образом демонстрируя, что минимум, наблюдаемый в необработанном температурном ряду (рисунке 56 (а)), фактически связан с годовым циклом. Однако минимум на рисунке 56 (б) резче, чем на рисунке 56 (а); в частности, корреляция заметно высока при 175 и 200 гПа, в отличие от того, что наблюдается на рисунке 56 (а). Кривая дисперсии помогает нам понять, что на этих двух уровнях, хотя корреляция хорошая, амплитуда годовой составляющей принимает минимальное значение; кроме того, мы также замечаем, что годовая дисперсия температуры показывает два минимума при 100 и 175–200 гПа, как раз там, где были обнаружены 4-летняя и 10-летняя составляющие.

#### **14.1.3 Десятилетняя мюонная компонента и 11-летний солнечный цикл**

Наличие декадной модуляции в серии мюонов может указывать на связь с 11-летним солнечным циклом. Хотя хорошо известно, что космические лучи с энергией ниже десятков ГэВ значительно антикоррелированы с 11-летним солнечным циклом, мюоны, которые они генерируют, не имеют достаточно энергии, чтобы достичь лаборатории Гран-Сассо. Фактически, в месте расположения последнего геомагнитное отклонение в значительной степени не позволяет этим космическим лучам с низкой энергией даже достигать атмосферы. Более того, даже если дополнительные мюоны, генерируемые низкоэнергетическими атмосферными нейтрино, взаимодействующими в породе, окружающей LVD, могут вносить вклад в десятилетние вариации потока мюонов, ожидаемое число слишком мало, чтобы объяснить наблюдаемую модуляцию. Поэтому мы связываем здесь десятилетний цикл интенсивности мюонов с циклом стратосферных температур, которые, в свою очередь, связаны с 11-летним солнечным циклом.

Действительно, на температуру стратосферы может влиять 11-летний солнечный цикл посредством прямых или косвенных механизмов, что приводит к пиковым амплитудам порядка 0,5–1 К. Вариации солнечного УФ-излучения могут повышать температуру стратосферы из-за поглощения озона в верхних слоях стратосферы, при этом повышенные меридиональные градиенты температуры влияют на стратосферную струю и циркуляцию Брюера-Добсона. Затем модуляция может быть спроецирована на погодные условия на поверхности [75, 84]. Уменьшение циркуляции Брюера-Добсона также может привести к потеплению экваториальной нижней стратосферы, что еще больше изменяет динамику нижней стратосферы. С другой стороны, температура морской поверхности может модулироваться путем прямого нагрева в субтропиках с усилением сигнала за счет усиления циркуляции Хэдли и Уокера [85].

Из-за сложности механизмов, задействованных в проецировании 11-летнего солнечного цикла на температуру стратосферы, температурная модуляция обнаруживается в определенных слоях и регионах с большими изменениями знака и величины. Несколько исследований, включающих как данные реанализа, так и модели глобальной циркуляции, выявили 11-летний сигнал в температурах северного арктического региона около 10 гПа из-за прямых изменений нагрева, распространяющийся на средние широты и затем соединяющийся с регионом в диапазоне от 100 до 20 гПа при температуре окружающей среды, низкие и средние широты из-за косвенных изменений циркуляции Брюера-Добсона [84, 86].

Ожидается, что вследствие этих двух регионов влияния температура в районе Гран-Сассо будет иметь отпечаток 11-летнего цикла в нижней стратосфере, вблизи тропопаузы. Это ожидание фактически подтверждается результатами анализа SSA, примененного к температурным рядам в различных слоях, которые, как обсуждалось выше, показывают десятилетние вариации в слое около 175–200 гПа, форма которого согласуется с декадной, присутствующей в ряду потоков мюонов. Напомним, что эффективная температура не имеет декадной изменчивости. Интересно отметить, что недавний анализ данных за 10 лет эксперимента *Boreshino* [87], также расположенного в лаборатории Гран-Сассо, показывает наличие декадной модуляции потока мюонов в соответствии с фазой последнего цикла солнечных пятен. Хотя только одно десятилетие охвачено данными *Boreshino* (что ограничивает точность определения колебания с десятилетним периодом), десятилетний тренд согласуется с трендом, обнаруженным с помощью анализа данных LVD SSA, принимая во внимание различный тип выполняемого анализа (рисунок 57).

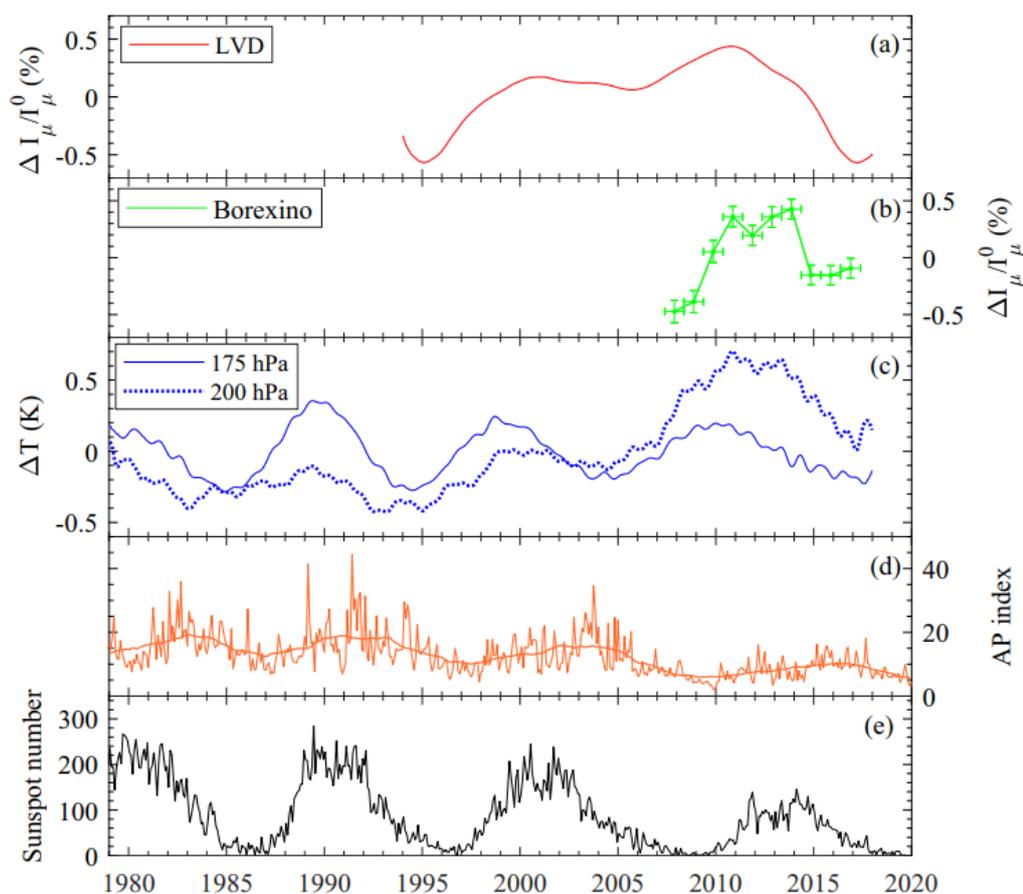


Рисунок 57 – (a) SSA-декадная мюонная составляющая из данных LVD, (b) данные об изменении потока мюонов Borexino и (c) SSA-декадная составляющая, выявленная для температуры при 175 гПа и 200 гПа (декадные плюс компоненты тренда, пунктирная кривая), (г) – среднемесячный Ар-индекс (с наложенным средним скользящим) и (д) общее количество солнечных пятен

Десятилетние вариации как температуры, так и потока мюонов повторяют 11-летний солнечный цикл, описываемый временными рядами солнечных пятен. Однако очевиден сдвиг фаз между температурой и вариациями солнечных пятен, причем максимумы и минимумы температуры опережают значения числа солнечных пятен. Улучшенное согласие может быть найдено с 11-летней солнечной модуляцией геомагнитной активности, зарегистрированной с помощью Ар-индекса (рисунке 57 (г)), которая достигает максимума в нисходящих фазах 11-летнего цикла солнечных пятен. Геомагнитная активность может влиять на температуру стратосферы, регулируя осадки энергичных частиц и их влияние на химию атмосферы.

#### 14.1.4 Географическое распределение изменений температуры

Чтобы продолжить исследование, мы исследуем географическое распределение изменений температуры на разных уровнях стратосферы. Пример показан в двух левых столбцах на рисунок 58, где среднее значение температуры и изменчивость (а именно, стандартное отклонение) за период январь, февраль и март 2005 г. (сокращенно JFM)

отображаются при разных уровнях давления в первый и второй столбцы соответственно. Как можно видеть, среднее значение и изменчивость позволяют идентифицировать различные режимы в трех регионах: стратосфера, выше примерно 100 гПа (первая и вторая карты сверху), с крупномасштабной динамикой, связанной с холодным вихрем с центром над Арктикой; верхний слой тропосферы – нижний слой стратосферы от 100 гПа и ниже до 250 гПа (с третьей по пятую карты) с началом изменчивости в более коротких пространственных масштабах; тропосферная область, ниже 300 гПа (шестые карты), где изменчивость привязана к континентальным землям и увеличивается по мере приближения к поверхности. Другой и более хаотичный режим изменчивости, возникающий в среднем слое, явно отделяется от крупномасштабной динамики, поскольку это область, на которую, как известно, сильно влияет изоэнтропический перенос. Это может объяснить начало десятилетнего компонента температурной модуляции.

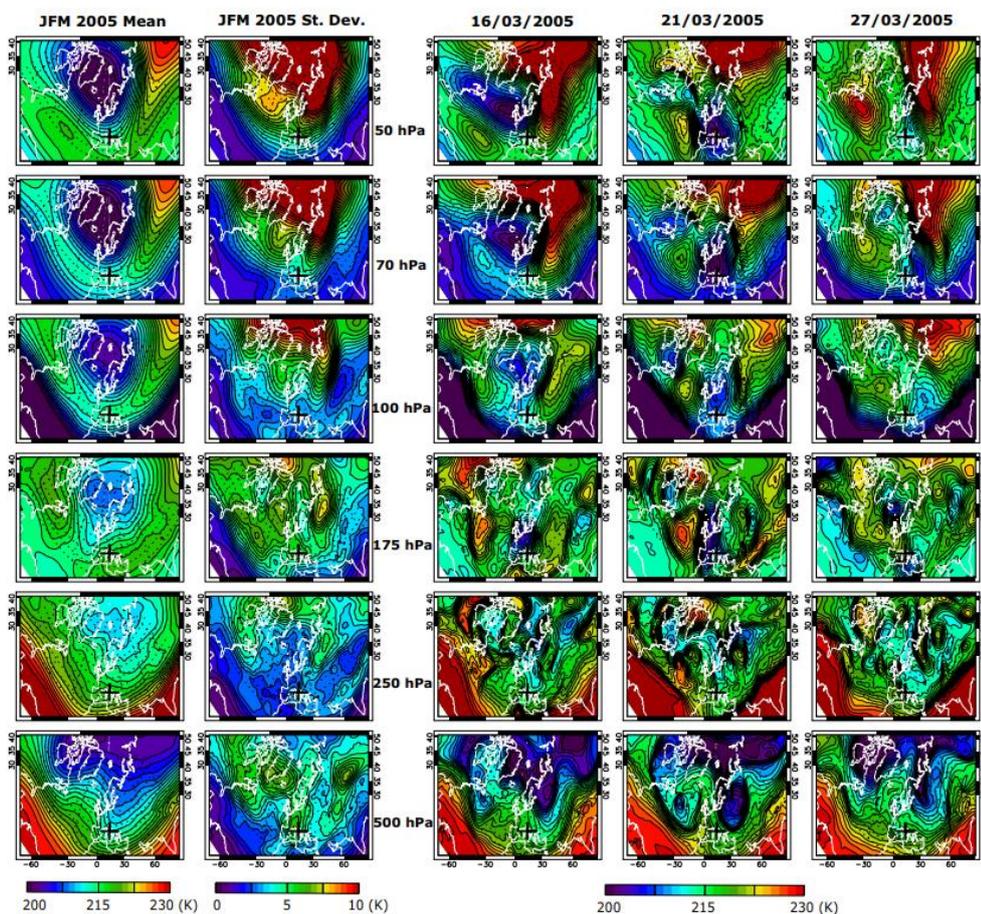


Рисунок 58 – Географическое распределение изменений температуры при значительных (от 50 до 500 гПа) уровнях давления в начале 2005 года. Левая колонка: средняя температура и стандартное отклонение за период с января по март (JFM) 2005 года. Правая колонка: дневная температура с 16 по 27 марта, 2005 г. Данные представлены для значительной части Северного полушария (см. Пунктирные меридианы и параллели) с акцентом на LNGS (черный крест) и полярный регион

На рисунке 58 также показаны в трех последних столбцах изменения температуры в течение периода тематического исследования с 16 по 27 марта 2005 года, что соответствует внезапному падению эффективной температуры. Идентификация трех вертикальных областей помогает понять изменения температуры в этот период. Ситуация типична для прохождения нарушенного вихревого воздуха непосредственно над зоной LNGS, с изменениями, распространяющимися по глубокой вертикальной части атмосферы.

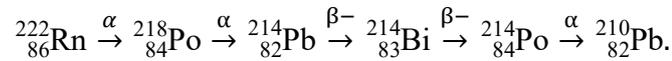
В заключение подчеркнем, что амплитуда долговременных модуляций, запечатленных в серии мюонов, намного больше, чем ожидаемые при изменении температуры. В частности, амплитуды 4-летней и декадной модуляций соответственно примерно в 10 и 30 раз меньше, чем те, которые необходимы для объяснения амплитуды соответствующих колебаний, наблюдаемых в мюонной серии. Эти незначительные по амплитуде колебания температуры вносят настолько малый вклад в эффективную температуру, что не являются значимыми в спектре ее ряда. Все эти результаты могут предполагать трудности принятого набора данных для правильного представления изменчивости стратосферной температуры с возможным ослаблением долгосрочных модуляций в исходных температурных рядах и в эффективных температурных данных. В свою очередь, наш анализ показал, что интенсивность мюонов под землей очень чувствительна к изменению температуры в нижних слоях стратосферы, что позволяет предположить, что измерение вариаций потока мюонов может представлять собой дополнительный объективный показатель локальных температур в стратосфере с высоким временным разрешением.

#### **14.2 Изучение фона естественной радиоактивности**

Еще одной интересной задачей, решаемой на LVD, является исследование низкоэнергетического фона под землей [88]. Изменения этого фона важны для экспериментов по поиску редких событий, например, темной материи и безнейтринного бета-распада.

Ведется постоянный контроль темпа счета на LVD с целью изучения вариации концентрации радона, выходящего в атмосферу подземного помещения из горных пород перед землетрясениями. Радон образуется в грунте в результате деления и распадов элементов урановых и ториевого рядов и выходит в атмосферу подземного помещения через множественные микротрещины в породе или из воды, насыщающейся радоном (радон хорошо растворяется в воде) на пути через скальную породу до подземного зала. Поскольку количество микротрещин увеличивается при деформациях земной коры перед землетрясениями, то усиливается и испускание радона.

Установка LVD регистрирует гамма-кванты от распадов дочерних ядер радона, период полураспада которого 3,8 сут. Наиболее вероятная цепочка радиоактивных распадов:



Гамма-излучение создается в основном ядрами висмута, за счет бета-распада превращающимися в полоний с характерным временем 19,7 мин. Энергетический спектр гамма-излучения охватывает диапазон от 0,6 до 2,5 МэВ.

В поведении фона были найдены составляющие сезонной вариации (фаза которой приходится на начало сентября), недельные и дневные вариации [89]. Установка LVD может наблюдать выбросы радона, связанные с сейсмической активностью в регионе [88]. Эти исследования могут помочь геофизикам, быть еще одним инструментом для успехов в предсказании разрушительных землетрясений.

### Скорость счета гамма-квантов

Темп счета детектора с энергией  $E > 0,5$  МэВ представлен на рисунке 59 (верхняя кривая, правая ось). Это импульсы  $\gamma$ -квантов от распадов дочерних ядер радона  ${}^{222}\text{Rn}$ . Гамма-излучение создается, в основном, ядрами  ${}^{214}\text{Bi}$ , за счёт  $\beta$ -распада превращающимися в  ${}^{214}\text{Po}$ . Выбросы во временном ряде событий  $E > 0,5$  МэВ связаны с инъекцией радона в атмосферу зала из микротрещин в грунте. На изменение концентрации радона в зале влияет техническая деятельность на экспериментах, сейсмическая активность и приливные силы.

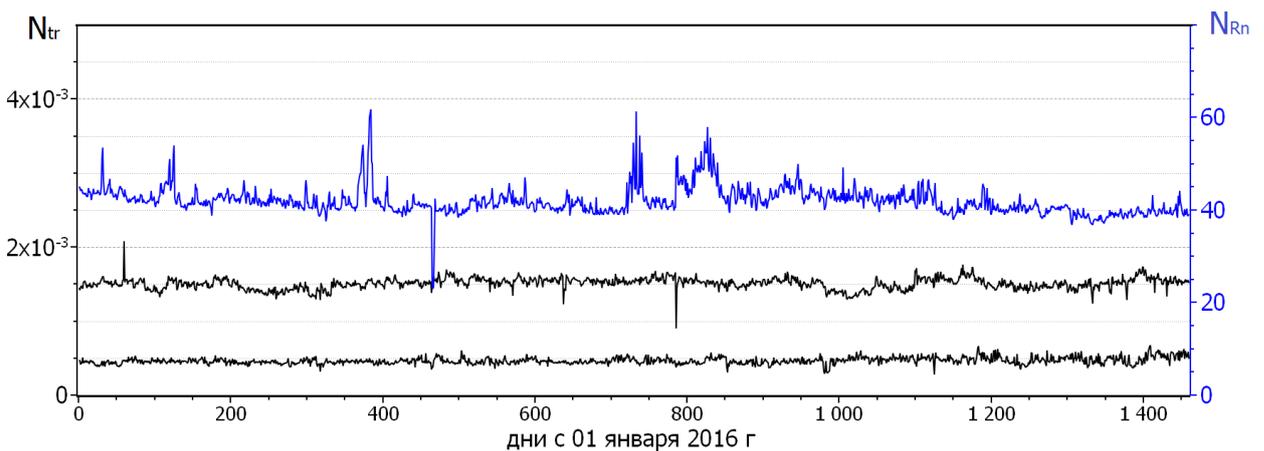


Рисунок 59 – Временной ряд скорости счета данных, приведенных на 1 счетчик в 1 секунду: верхняя кривая (правая ось) – низкоэнергетические импульсы, кривая посередине (левая ось) – одиночные триггеры для внешних счетчиков, нижняя кривая (левая ось) – одиночные триггерные импульсы для внутренних счетчиков

Фон одних импульсов в LVD с энергией  $E > 5$  МэВ вызывается нейтронами от взаимодействия мюонов в грунте вокруг детектора, от радиоактивности грунта и

материалов установки (*ол* - реакция). На рисунке 59 приведен фон  $E > 5$  МэВ (черные кривые), для внутренних и наружных счетчиков, нижняя и средняя кривая, соответственно. Средние значения скоростей счета за 4 года статистики  $1,5 \times 10^{-3}$  имп/сек/сч и  $0,5 \times 10^{-3}$  имп/сек/сч, соответственно.

Измерения темпа счета позволили разделить общий фон детектора на две компоненты: переменную, связанную с вариациями потока радона, и постоянную составляющую, связанную с радиоактивностью материалов установки и породы. Максимальная концентрация радона в подземных помещениях лаборатории Гран Сассо достигается в сентябре при максимальном насыщении породы водой подземными водами.

Параметры землетрясений сильно отличаются друг от друга. За 2-3 месяца до сильного землетрясения 6 апреля 2009 году, было много форшоков (около 2-4 баллов). В это время на LVD наблюдался общий повышенный темп счета (больше на 10 – 15 %) относительно минимального среднего значения в зимне-весенний период  $\sim 40$  имп.  $\text{с}^{-1}\text{сч}^{-1}$ . Во время самого землетрясения (6 апреля 2009) и после темп счета увеличился еще на 20 %. Значения в максимумах пиков составляло около 55 – 57 имп.  $\text{с}^{-1}\text{сч}^{-1}$ . Напротив, же перед землетрясением в 24 августа 2016 года геофизических форшоков не было. Мы увидели, по данным LVD «предвестник» за 3,5 дня – пик на временном распределении темпа счета.

Повышение концентрации радона в фоновых данных нейтринного детектора LVD наблюдается за два-три дня до землетрясения. Однако же необходимо дальнейшее накопление информации и выполнение анализа зависимости величины «предвестников» землетрясений на LVD от магнитуды, глубины и удаленности землетрясения от установки. Данные LVD показывают потенциальную роль эманации радона как предшественника землетрясения. Несомненно, аномалии выбросов радона могут быть предшественниками крупных сейсмических событий, но могут также быть досейсмическими, постсейсмическими и/или связанными с микросейсмичностью.

## 15. Анализ экспериментальных данных первого этапа эксперимента NEWSdm с использованием результатов расчетов для корректного выделения событий взаимодействия темной материи с учетом фоновых событий

### 15.1 Эксперимент NEWSdm

Эксперимент NEWSdm (Nuclear Emulsions for WIMP Search – directional measurement) направлен на поиск возможных частиц тёмной материи WIMP (weakly interacting massive particles или слабо взаимодействующие тяжёлые частицы). Эксперимент будет осуществлять прямой поиск этих частиц по их упругому взаимодействию с ядрами, измеряя направление отдачи этих ядер [90, 91]. В качестве детектора и мишени выступают высокоточные чувствительные эмульсионные пластины. В этих пластинах след от ядер отдачи будет иметь длину порядка нескольких сотен нанометров. Сами пластины используют новейшую эмульсионную технологию NIT (Nano Imaging Tracker), разработанную в Нагойе, Япония. Сам детектор будет состоять из ряда таких пластин, окружённого защитой для того, чтобы уменьшить внешний фон. Этот детектор помещается в экваториальный телескоп для того, чтобы сохранять своё направление на предполагаемый поток WIMP, то есть в сторону созвездия Лебедь, таким образом компенсируя вращение Земли (конструкция эксперимента показана на рисунке 60). Эмульсионные пластины будут расположены таким образом, чтобы их поверхность всегда была перпендикулярна плоскости Галактики. Таким образом, угловое распределение ядер, рассеянных частицами WIMP, предполагается анизотропным с пиком, совпадающим с направлением, противоположным движению Солнечной системы в нашей Галактике.

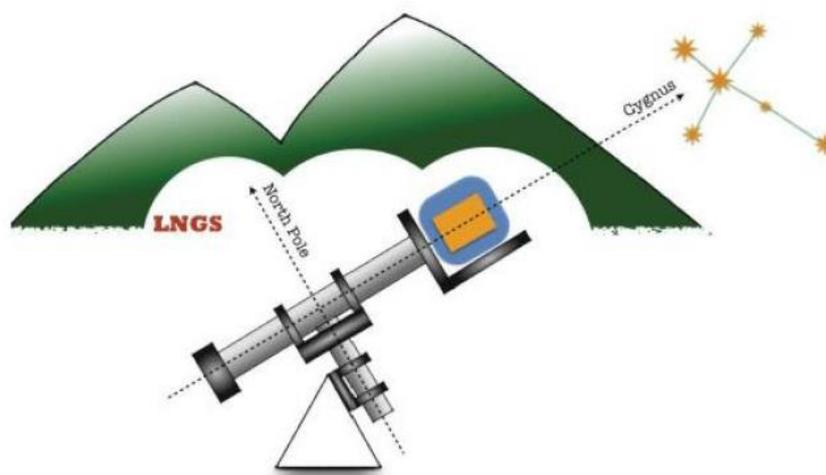


Рисунок 60 – Принципиальная схема эксперимента NEWSdm

NEWSdm эксперимент находится в стадии подготовки, проводятся тесты, необходимые перед запуском, в том числе тесты на измерение фона от радиоактивного источника. На первом этапе проводится эксперимент с массой эмульсии 10 г.

## 15.2 Изучение фона эксперимента

Наиболее опасным источником фона для эмульсионного эксперимента по поиску тёмной материи NEWSdm является внешний гамма-фон. Первичные внешние гамма-кванты при взаимодействии с эмульсией образуют вторичные электроны посредством фотоэффекта. Затем эти электроны быстро теряют энергию в эмульсии через кулоновское рассеяние и ионизацию ядер эмульсии. Некоторые электроны, согласно моделированию, сделанному с помощью программного кода GEANT4, могут испытывать множественные взаимодействия в достаточно маленькой области (<100 мкм). Эти электроны могут образовать микрокластеры, которые могут быть ложно интерпретированы как события с несколькими грейнами и, тем самым, представлять опасный фон для эксперимента.

Для того чтобы оценить потенциальную опасность внешнего гамма-фона на разных этапах обработки эмульсионных пластин эксперимента и определить различные варианты защиты, чтобы ослабить поток гамма-квантов, которые проникают в эмульсию, и количество вторичных электронов, которые образуются в эмульсии от взаимодействий с ней первичных гамма-квантов, было моделирование прохождения внешнего гамма-фона через ряд геометрий, включающих различные варианты защиты.

При моделировании для всех вариантов геометрии были построены спектры входящих в эмульсию гамма-квантов, спектры образующихся в эмульсии вторичных электронов и электронов, входящих в эмульсию извне (спектры входящих гамма-квантов показаны на рисунке 61).

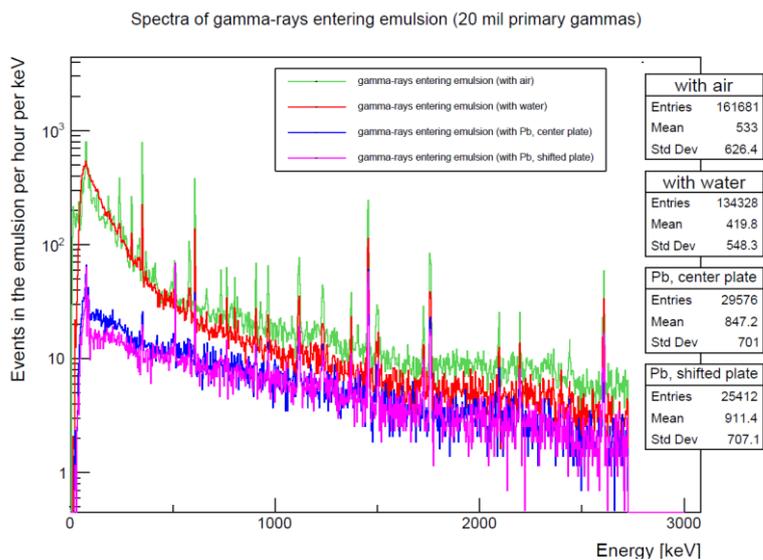


Рисунок 61 – Спектры входящих в эмульсию гамма-квантов для разных случаев геометрии

Для моделирования процесса вымочки и проявления пластин была использована геометрия, в которой одна пластиковая пластина (размерами 10x12x0,2 см), покрытая с двух сторон эмульсионным слоем (8x10x0,005 см), находится в контейнере с водой, помещённом в ещё один контейнер, который находится в ванне, заполненной водой (размеры ванны 30x25x17 см) – рисунок 62. В одном из вариантов геометрии между двумя контейнерами, а также сверху и снизу этих контейнеров помещается слой свинца толщиной 1 см. В одном из вариантов геометрии пластина помещается ближе к стенке внутреннего контейнера, в другом – в центр. Все эти варианты сравниваются с простейшей геометрией одной эмульсионной пластины, подвешенной в воздухе, и рассчитывается коэффициент ослабления потока входящих в пластину гамма-квантов и количества образующихся в эмульсии электронов – рисунок 63.



Рисунок 62 – фотография «ванны» для 10-г эксперимента

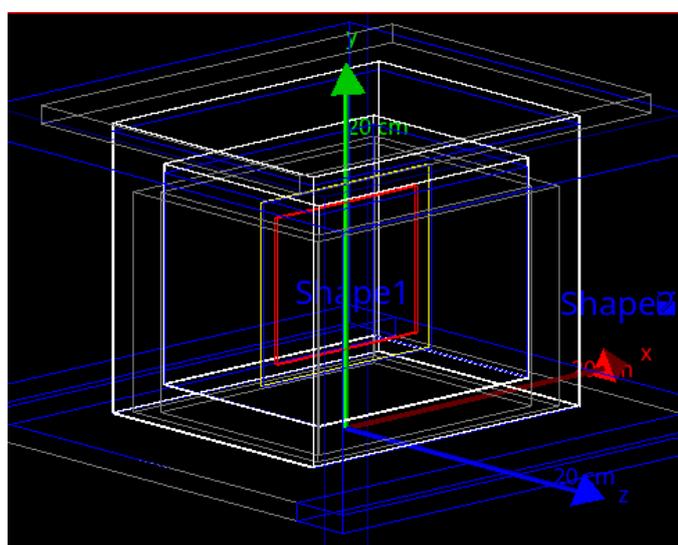


Рисунок 63 – Схема моделирования

Моделирование процесса хранения пластины показывает, что, например, добавление свинцовой защиты толщиной 1 см уменьшает количество входящих в эмульсию гамма-квантов в 5 раз, а количество образованных в эмульсии электронов примерно в 30 раз, а защиты толщиной 7 см – в 70 и 1000 раз соответственно. Для железной защиты толщиной 1 см количество входящих в эмульсию гамма-квантов уменьшается в 2 раза, а количество образованных в эмульсии электронов примерно в 10 раз, то время как для защиты толщиной 14 см – в 200 и 1000 раз соответственно. Количество входящих электронов для всех вариантов геометрии меньше количества образующихся в эмульсии электронов примерно в 6 раз меньше для свинцовой защиты и примерно в 15-16 раз меньше для железной защиты. Таким образом, для достижения поставленной задачи необходимо использовать железную защиту толщиной 14 см или свинцовую защиту толщиной 7 см.

Моделирование внешнего гамма-фона для различных вариантов геометрии защиты детектора поможет учесть дополнительные факторы, связанные как с внешним, так и внутренним фоном (в том числе внутреннюю радиоактивность свинца, который используется в качестве защиты). Планируется перейти на точное моделирование эмульсии детектора, что предполагает учёт неоднородности её структуры. Помимо этого, планируется продолжение исследования взаимодействий различных вариантов тёмной материи с детектором эксперимента (в том числе неупругих взаимодействий), а также сравнение полученных результатов с аналогичными результатами для других экспериментов, направленных на поиск тёмной материи, которые также будут получены.

## 16. Физические результаты коллаборации LHCb в 2022 г.

Выполнено измерение соотношений эффективных ширины распадов  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  и  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  к ширинам распадов  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  в эксперименте LHCb с использованием протон-протонных столкновений при энергии центра масс 13 ТэВ и соответствующей интегральной светимости  $6 \text{ fb}^{-1}$ . Данные измерения позволяют определить параметры смешивания очарования с точностью в четыре раза лучше, чем предыдущие измерения [92].

Был рассмотрен распад  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$  в данных протон-протонных столкновениях, собранных в эксперименте LHCb при энергии центра масс 13 ТэВ и интегральной светимости  $5,4 \text{ fb}^{-1}$  [93]. Было установлено, что распад  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$  восстанавливается частично, где фотон из распада  $\Xi_c^+ \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$  не восстанавливается, и используется  $p K^- \pi^+$  конечное состояние  $\Xi_c^+$  бариона. Отношение вероятности распада  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$  к вероятности распада  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$  измеряется равной  $1,41 \pm 0,17 \pm 0,10$ , где первая неопределенность является статистической, а вторая систематической.

Исследован полупертоновый распад b-бариона со значимостью  $6,1 \sigma$  с использованием выборки данных, соответствующей  $3 \text{ fb}^{-1}$  интегральной светимости, собранной экспериментом LHCb при энергиях центра масс 7 и 8 ТэВ [94].

Представлено первое исследование углового распределения  $\mu^+ \mu^-$  пар, образующихся в реакции Дрелла-Яна с использованием данных, собранных детектором LHCb при энергии центра масс 13 ТэВ, что соответствует интегральной светимости  $5,1 \text{ fb}^{-1}$  [95].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2022 год выполнен полностью.

### **1. Задача «Построение новых теорий и моделей, предсказывающие существование частиц за рамками Стандартной Модели физики частиц. Разработка необходимого математического аппарата для описания моделей квантовой теории поля и теорий за рамками Стандартной Модели»**

План работ на 2022 год выполнен полностью. Сформулируем кратко полученные за отчетный период результаты теоретических исследований:

– Было показано явным вычислением в квантовой теории, что в нелинейной электродинамике в резонаторе-прямоугольном параллелепипеде с двумя модами накачки, третья гармоника и мода комбинированной частоты  $2\omega_1 + \omega_2$  не усиливаются резонансно, в то время как мода частоты  $2\omega_1 - \omega_2$  усиливается при определенной геометрии резонатора.

– Разработана новая количественная модель неупругих структурных функций протона в широкой кинематической области инвариантных масс  $W$  и переданного импульса  $Q$ . Проведен глобальный фит наиболее полного набора данных по дифференциальным сечениям неупругого рассеяния лептонов на водороде и впервые получено надежное описание этого набора данных.

– Было показано, что измерения MARATHON на настоящий момент дают наиболее точное определение отношения структурных функций протона и нейтрона. Данные измерения позволяют кардинально минимизировать теоретические неопределённости и уменьшить систематическую ошибку эксперимента.

– Было построено последовательное эффективное описание скалярных осциллонов с произвольными амплитудами в пределе их большого размера.

– Была изучена возможность электрослабого фазового перехода первого рода в модели с легкими голдстино. С помощью численных программных пакетов найдено несколько точек в пространстве параметров модели, допускающих фазовый переход первого рода. Для этих точек оценен спектр гравитационных волн, рождаемых при фазовом переходе первого рода. Показано, что детектировать такие гравитационные волны можно с помощью будущих гравитационно-волновых обсерваторий LISA, BBO и DECIGO.

– Рассмотрены сферически-симметричные светоподобные тонкие оболочки и двойные слои, разделяющие два сферически-симметричных решения конформной гравитации. А именно, были исследованы сшивки между различными сферически-

симметричными вакуумами и решениями типа Вайдья.

– Получены решения задачи на начальные данные в ОТО плюс фантомное скалярное поле. Решения описывают начальную конфигурацию кротовой норы, устья которой взаимодействуют друг с другом. В случае когда след внешней кривизны гиперповерхности равен нулю, показано что задача начальных данных может быть сведена к одному комплексному квазилинейному эллиптическому уравнению.

– В ковариантном формализме явно построена связь между теорией Хорндески и расширенной теорией Хорндески при дисформном преобразовании. Показано, что для устойчивых решений в расширенной теории Хорндески, то есть при нарушении запрещающей теоремы, дисформное преобразование становится сингулярным, и теории перестают быть эквивалентными.

– В теории Хорндески нами были построены эпохи генезиса и отскока (и их модификации), которые предшествуют инфляции и, таким образом, возможно решение проблемы начальной сингулярности, которая существует, например, в теории инфляции. Были найдены амплитуды первичных скалярных/тензорных возмущений, а также наклоны спектров и отношение амплитуды тензорных возмущений к скалярным.

– В рамках точного метода, основанного на точном выражении для формфакторов спиновых операторов вычислены фазовые сдвиги и получено значение критической экспоненты пороговой сингулярности для XXZ- спиновой цепочки.

– В результате работы были впервые определены области параметров моделей с минимальным суперсимметричным расширением Стандартной Модели, которые могут быть исследованы в эксперименте FASER на БАК.

– В результате вычислений получено, что для значительной части разрешенного экспериментально пространства параметров модели ALP можно объяснить регистрацию фотонов с энергиями как 18 ТэВ, так и 251 ТэВ от гамма-всплеска GRB 221009A.

– Проведено детальное сравнение разработанного нами кода CRbeam с теоретическими предсказаниями и с широко известными компьютерными кодами CRProa и Elmag, моделирующими распространение гамма-излучения в космологической среде. После устранения найденных в CRProa3 и ELMAG ошибок, все три кода демонстрируют согласие с точностью 10%.

## **2. Задача «Построение новых теорий и моделей, предсказывающих существование частиц — кандидатов на роль темной материи Вселенной. Разработка математического аппарата для описания таких теорий»**

В рамках общей теории относительности для реализации варп-решений необходима экзотическая материя, которая нарушает энергетические условия, хотя в литературе обсуждались и варианты без нарушения. Экзотическая материя могла бы быть ответственна и за существование кротовых нор. В частности, через кротовую нору возможно было бы перемещение объектов из внутренней области черной дыры наружу [2]. В данном исследовании мы показываем, что варп-двигатель также дает принципиальную возможность вылетать из черной дыры наружу в направлении возрастания радиуса за конечное собственное время. Мы рассматривали варп-волны в форме сферической оболочки, концентрической с горизонтом черной дыры. Однако, конкретная конфигурация варп-двигателя для вылета из черной дыры, по-видимому, не имеет принципиального значения. Интересной, но пока только гипотетической возможностью является появление решений в виде варп-волн на планковском масштабе (масштаб пространства и энергий). Такие варп-волны могли бы рождаться вблизи сингулярности черной дыр и вылетать наружу, что представляло бы новый канал испарения сингулярностей и самих черных дыр.

## **3. Задача «Проверка различных моделей с лёгкими гипотетическими частицами на установке NA64»**

План работ на 2022 год выполнен полностью.

### **1. Проведение сеансов набора данных на установке NA64**

В 2022 году была закончена сборка доставленного в 2021 г. в ЦЕРН оборудования, а также успешно проведен первый сеанс на установке NA64e по поиску легкой темной материи. Накоплен большой статистический материал, анализ которого продолжается. Успешно проведен и первый сеанс на установке NA64μ по поиску легкой темной материи.

### **2. Поиск нового $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией $B-L$**

В рамках эксперимента NA64 на ускорителе SPS в ЦЕРНе с использованием методики учета недостающей энергии впервые проведен поиск нового  $Z'$ -бозона, связанного с (не)нарушенной симметрией  $B-L$  (разница между барионным и лептонным числами) в диапазоне масс кэВ – ГэВ. Было проведено детальное моделирование методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT4 аксептанса установки как для сигнальных, так и для фоновых событий. Для моделирования сигнала использовался полностью совместимый с GEANT4 пакет DMG4. На основе анализа данных, соответствующих  $3,2 \times 10^{11}$  электронов на мишени, были получены новые ограничения на

константу связи  $Z'-e$ , которые для диапазона масс  $0,3 \text{ МэВ} < m_{Z'} < 100 \text{ МэВ}$  являются наиболее строгими из всех, полученных на основе данных по рассеянию нейтрино - электрон. Эти результаты по ограничениям на константу связи частиц с электроном опубликованы в журнале *Physical Review Letters* [31].

### **3. Поиск нового калибровочного бозона $Z'$ , объясняющего $(g-2)_\mu$ -аномалию**

Проведен анализ по модельно-независимому поиску легких частиц ( $Z'$ ), которые связаны с электронами, с использованием данных, полученных на 100-гэвном электронном пучка канала Н4 ускорителя SPS. В результате получены уникальные, наиболее строгие на данный момент ограничения на константу связи  $Z'$  с электронами для масс меньше 1 ГэВ, существенно превышающие недавние результаты эксперимента Belle II для области масс  $m_{Z'} < 100 \text{ МэВ}$ . Полученные результаты опубликованы в журнале *Physical Review D* [43].

### **4. Задача «Поиск темных фотонов с помощью мультикатодного счетчика»**

План работ на 2022 год выполнен полностью. Полученные результаты вошли в мировую компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (Particle Data Group) в 2022 году.

Результаты измерений, выполненные по настоящее время, показывают, что предлагаемый нами метод работает и может быть использован для поиска темных фотонов. Замечательной особенностью мультикатодного счетчика является его способность выделять направление поляризации скрытых фотонов. Как видно из выражения (4.1), если вектор электрического поля направлен вдоль оси счетчика, ожидаемый эффект равен нулю. Если вектор направлен перпендикулярно оси счетчика, ожидаемый эффект максимален. Таким образом, если вектор электрического поля темных фотонов имеет выделенное направление в звездной системе координат, то при вращении Земли мы должны наблюдать вариации с периодом одни сутки. Для звездных суток этот период составляет 23 ч 56 мин 4 с, для солнечных – 24 ч. Кривая вариаций зависит от географической широты, где расположен детектор, и от его ориентации: вертикальный, горизонтальный Восток–Запад, Север–Юг, как это показано путем расчетов в [49, 50]. Здесь важным моментом является то, что кривая суточных вариаций должна обладать симметрией относительно момента времени 12:00 звездных суток, если за 00:00 принимаем момент, когда вектор электрического поля лежит в плоскости меридиана, на котором расположен детектор. Это позволяет отбрасывать как ложные любые вариации, не удовлетворяющие этому требованию. Если симметрия наблюдается только в солнечной системе координат, это является указанием на то, что темные фотоны имеют выделенное направление электрического поля в солнечной системе координат. Примечательно то, что,

если реальное угловое распределение отличается от ожидаемого распределения согласно выражению (4.1), кривая суточных вариаций все равно должна обладать симметрией. Реальный вид этой кривой может быть использован для уточнения деталей механизма конверсии темного фотона в фотоэлектроны, наблюдаемые в эксперименте. Таким образом, замечательной особенностью данного метода по сравнению с другими экспериментами в этой области является то, что открытие суточных вариаций в этом эксперименте стало бы доказательством, что наблюдаемый эффект действительно обязан темным фотонам [49–51]. Полученные результаты включены в мировую компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (Particle Data Group) в 2022 году.

## **5. Задача «Определение параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино в эксперименте T2K»**

В 2022 г. в рамках международного нейтринного эксперимента T2K была проведена большая работа по обновлению как технической части (на ускорителе J-PARC, на нейтринном канале, в ближнем ND280 и дальнем SK детекторах), так и анализа экспериментальных и моделированных данных (модернизация моделей нейтринного потока, нейтринных взаимодействий, использование новых образцов событий в ближнем ND280 и дальнем SK детекторах). Обновленный анализ-2022 показал соответствие предыдущему анализу-2020, а результаты анализа-2022 подтвердили предыдущие значения параметров осцилляций и иерархии масс нейтрино, в частности, CP фаза близка к максимально нарушающему значению ( $-\pi/2$ ), и небольшое предпочтение дается нормальной иерархии масс нейтрино.

В 2022 г. была проведена работа по доставке элементов активного 3D гранулированного нейтринного детектора, состоящего из 2 миллионов сцинтилляционных кубиков размером 1 см, из ИЯИ РАН в J-PARC, где 56 слоев кубиков на лесках (192x182 кубика на слой) были уложены в специальных кожух с отверстиями, в которые в 2023 г. планируется вставить спектросмещающие оптические волокна (около 60 тысяч) для передачи света на фотоприемники. Эти работы необходимы для подавления систематических ошибок при определении параметров осцилляции и иерархии масс нейтрино при анализе экспериментальных событий, которые будут набраны в T2K в последующих сеансах. Эта работа также является НИОКР для нейтринных детекторов будущих экспериментов, таких как T2HK (с Гипер-Камиоканде в качестве дальнего детектора), DUNE, SHIP.

### **Эксперимент JUNO**

План работ на 2022 год выполнен полностью.

– Успешно завершено массовое тестирование крупногабаритных 20-ти дюймовых фотоумножителей MCP-PMT (>18 тысяч штук) для центрального детектора и R12860 (>5 тысяч штук) для водного черенковского детектора и детектора OSIRIS. Подготовлено необходимое количество фотоумножителей для установки и монтажа в центральном и водном детекторах

– Успешно завершено массовое тестирование массовое тестирование малогабаритных 3-х дюймовых фотоумножителей (>26 тысяч штук) для центрального детектора. Подготовлено необходимое количество фотоумножителей для установки и монтажа в центральном и водном детекторах.

– Завершена разработка детектора OSIRIS для контроля радиоактивной чистоты жидкого сцинтиллятора перед окончательной заливкой в центральный детектор. Подготовлены все компоненты данного детектора для установки в подземной лаборатории.

– Завершено строительство подземной инфраструктуры эксперимента. Установлены несущие конструкции центрального детектора.

– Завершена разработка ближнего детектора ТАО эксперимента JUNO. Исследованы основные параметры жидкого сцинтиллятора и кремниевых фотоумножителей ближнего детектора ТАО при температуре  $-50^{\circ}\text{C}$ .

## **6. Задача «Изучение редких распадов каонов в экспериментах NA62 (ЦЕРН) и ОКА (ИФВЭ, Протвино)»**

В 2022 году сотрудники ИЯИ РАН принимали активное участие в наборе экспериментальных данных, анализе данных, в Монте-Карло моделировании в каонных экспериментах NA62 (CERN) и ОКА (ИФВЭ, Протвино). В эксперименте NA62 была набрана статистика с интенсивным каонным пучком с основным триггером по поиску распада каона на пион и два нейтрино, были получены новые результаты, ограничивающие вероятность запрещенных в Стандартной Модели каонных распадов с нарушением лептонного числа. С точностью лучше 1% была измерена вероятность распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$ . В 2022 г. был проведен сеанс по набору статистики в эксперименте ОКА на протонном ускорителе ИФВЭ (Протвино), проведен анализ данных и получен новый результат по поиску нарушения Т-инвариантности в радиационных распадах заряженных каонов. Было получено ограничение на Т-нечетную асимметрию:  $|A_{\xi}| < 5,4 \times 10^{-3}$  для энергии фотона больше 10 МэВ и углу между импульсами электрона и фотона  $>10$  градусов.

## **7. Задача «Нейтринные эксперименты в Фермилабе. Проведение сеансов в эксперименте NOvA с пучком мюонных (анти)нейтрино»**

Представлены результаты измерений сечений взаимодействия мюонных нейтрино в ближнем детекторе эксперимента NOvA. Проведено сравнение с результатами расчетов сечений, выполненных в рамках современных моделей нейтрино-ядерного взаимодействия. Показано, что в области малых  $Q^2$  измеренные сечения значительно меньше расчетных. Впервые измерено двойное дифференциальное сечение рассеяния электронных нейтрино как функция энергии и угла вылета электрона. Проведено подробное сравнение с результатами расчетов, которые в пределах экспериментальных ошибок согласуются с данными. Вычислены интегрированные по спектру нейтрино в бустерном пучке нейтрино полуэксклюзивные сечения квазиупругого взаимодействия нейтрино с ядрами аргона. Результаты расчета согласуются с данными эксперимента MicroBooNE.

## **8. Задача «Исследование кэвных стерильных нейтрино как кандидатов на тёмную материю на установке Троицк-ню-масс»**

*Подготовка и проведение лабораторных измерений с целью поиска стерильных нейтрино с массой в диапазоне от 0 до 6 кэВ*

– Проведен полноценный сеанс измерений спектра бета-электронов от распадов трития в диапазоне энергий 12-18,5 кэВ с использованием нового детектора, новой высоковольтной системы и программного обеспечения. Начата обработка данных.

– В ходе сеанса проведены дополнительные калибровки детектора электронами с энергией от 4 до 20 кэВ, которые позволят более детально исследовать свойства такого типа детекторов.

– Проведены расчёты для использования цифровых фильтров для обработки сигналов. На основании этого анализа написана статья, которая принята в печать.

– Установлен, испытан и откалиброван новый тип кремниевого детектора с рекордным энергетическим разрешением. Изготовлена и испытана система ввода детектора в объем спектрометра в реальных условиях глубокого вакуума.

– Разработан полный пакет программ разного уровня для управления, работы, сбора информации и её контроля в режиме реального времени.

– Проведены работы по профилактике и ремонту криогенного и вакуумного оборудования.

– Проведен комплекс технических и закупочных мероприятий для подготовки системы ожижения гелия для комплексного технического обслуживания с заменой всех элементов, выработавших ресурс.

– Получено пять регистраций о результатах интеллектуальной деятельности при написании программ ЭВМ для установки Троицк ню-масс.

#### **9. Задача «Поиск массы электронного антинейтрино»**

План работ на 2022 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты по проекту KATRIN. После приостановки нашего участия в проекте в марте 2022 центр усилий был перенесен на исследования, которые могут быть выполнены в России.

#### **Поиск эффективной массы электронного антинейтрино**

Получены лучшее в мире в мире ограничения на эффективную массу электронного антинейтрино:  $m_\nu < 0,8 \text{ эВ}/c^2$  (90% C.L.). Получено новое ограничение на существование «легкого» стерильного нейтрино, исключаяющее большую часть области «реакторной» и «галлиевой» аномалий. Получены ограничения на нарушение Лоренц – инвариантности и локальное увеличение плотности реликтовых нейтрино.

#### **Поиск «тяжелых» стерильных нейтрино**

Начата разработка проекта поиска «тяжелых» стерильных нейтрино методом интегральной регистрации потока  $\beta$ -частиц. Предлагаемый подход должен позволить использовать источники трития с максимальной доступной интенсивностью.

#### **Исследование возможности интегральной регистрации электронов $\beta$ -распада**

Исследовался пикоамперметр А2-4 производства ОАО МНИПИ (Минский научно-исследовательский приборостроительный институт). Получены исходные данные для создания электроники канала интегральной регистрации потока  $\beta$ -частиц.

#### **10. Задача «Поиск 2К-захвата в $^{124}\text{Xe}$ »**

Было предложено использовать методы машинного обучения и нейронных сетей для изучения возможности обработки данных эксперимента по поиску 2К-захвата, набранных при максимальной «деградации» качества рабочего вещества МПС, а также проверки «классического» метода обработки, применяемого ранее. Данная задача была поручена студенту первого курса магистратуры МФТИ Сегалу К. А. Поставленная перед ним задача была разбита на несколько этапов: проверка эффективности работы «классического» метода, изучение его плюсов и минусов; разработка методики обработки данных эксперимента по поиску 2К-захвата  $^{124}\text{Xe}$  на основе методов машинного обучения с использованием пакетов MatLab и Python. На данный момент закончен первый этап – проверка «классического» метода. По результатам работы первого этапа видно

дальнейшее направление исследований: 1) необходимо выяснить, насколько точно качественное восстановление при наделении физическим смыслом параметров, моделируемых гауссианов; 2) необходимо устранить неверные и принципиально неверные восстановления параметров токовых сигналов. Работа продолжается.

### **11. Задача «Поиск безнейтринного двойного бета распада $^{100}\text{Mo}$ в составе международной коллаборации AMoRE»**

В 2022 году продолжился набор статистики на этапе AMoRE-I, на данный момент время измерения составляет больше 12000 часов (3,5 кг\*год по массе кристаллов, или 1,7 кг\*год по массе  $^{100}\text{Mo}$ ). Планируется, что набор данных в фазе AMoRE-I продлится до начала 2023 года. Моделирование фона установки AMoRE-I показало, что для уменьшения уровня фона установки, вызванного ( $n^0, \gamma$ )-реакцией следует отказаться от использования 5 см слоя меди, который должен был находиться в непосредственной близости от корпуса криостата, и что основным внешним источником фона на этапе-I AMoRE-II будет фон от свинца марки Boliden окружающего криостат. Завершено строительство подземной лаборатории YemiLab, Южная Корея. Завершено сооружение защиты установки AMoRE-II. Готовится монтаж криостата растворения для AMoRE-II. Старт измерений AMoRE-II планируется летом 2023 года. На первом этапе будут использованы 63 кристалла  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  изготовленные в ИХ СО РАН (Россия, Новосибирск), а также 18 кристаллов AMoRE-I.

На конференции Neutrino-2022 был представлен доклад – «AMoRE», членом коллаборации, сотрудником IBS, Yoomin Oh.

### **12. Задача «Поиск двойного безнейтринного бета распада $^{76}\text{Ge}$ в составе международной коллаборации GERDA и LEGEND»**

В 2022 году продолжена обработка данных эксперимента GERDA по поиску двойного безнейтринного  $0\nu\beta\beta$  распада. Получены и опубликованы новые результаты.

Одновременно проводятся работы по созданию нового крупномасштабного германиевого (до 1 тонны Ge-76) эксперимента LEGEND. Первая фаза проекта LEGEND под названием LEGEND-200 в настоящее время вводится в эксплуатацию в подземной лаборатории LNGS в Италии, и ожидается, что физические данные появятся в 2023 году.

### **13. Задача «Увеличение точности измерения угла смешивания $\theta_{13}$ осцилляций нейтрино в канале электронные нейтрино – таонные нейтрино в эксперименте Double Chooz»**

По результатам измерений двумя детекторами Double Chooz получено значение угла смешивания нейтрино  $\sin^2 2\theta_{13} = 0,105 \pm 0,014$ . Это значение на одно стандартное отклонение превышает полученное в других аналогичных экспериментах (Daya Bay и

RENO). Расхождение может объясняться не учетом в текущем анализе дополнительного излучения антинейтрино от бассейнов-отстойников с отработанным топливом. Напомним, что в эксперименте Double Chooz бассейны расположены ближе к ближнему детектору, чем к дальнему. Вклад в полный поток, измеряемый детекторами, отличается на 0,5%. В то время как в других экспериментах этот вклад не дает искажения в измеряемый угол смешивания, так как бассейны-отстойники находятся на том же расстоянии, что и активные зоны ядерных реакторов.

По данным измерений Double Chooz ближним детектором был получен спектр антинейтрино, отвечающий определенному составу ядерного топлива по числу делений. Данный спектр хорошо совпадает с измеренным ранее в Ровенском эксперименте с учетом своего состава ядерного топлива. По разработанной в ИЯИ РАН методике данный спектр был разделен на компоненты, относящиеся к четырем делящимся изотопам топлива.

Был проведен расчет спектров антинейтрино с одновременной подгонкой к экспериментальным спектрам. Получено очень хорошее согласие экспериментальных спектров антинейтрино делящихся изотопов с расчетными.

Сечение реакции ОБР, полученное на основе расчетных спектров при составе активной зоны реактора Double Chooz  $\sigma_f = (5,63 \pm 0,15) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление, хорошо совпадает с экспериментальным сечением Double Chooz  $\sigma_f = (5,71 \pm 0,06) \times 10^{-43}$  см<sup>2</sup>/деление. Отличие в сечениях объясняется неучетом в экспериментальном сечении вклада от бассейнов-отстойников с отработанным топливом.

#### **14. Задача «Изучение свойств потока атмосферных мюонов, нейтронов, генерируемых ими, и фона естественной радиоактивности»**

План работ на 2022 год выполнен полностью. Получены значимые научные результаты.

В 2022 году велись исследования на детекторе LVD по изучению потоков атмосферных мюонов под землей. На статистике за 24 года наблюдений, временные ряды мюонов были проанализированы с использованием передовых спектральных методов, а именно когерентности вейвлет-преобразования (WTC) и анализа сингулярного спектра (SSA). Помимо хорошо известной годовой модуляции интенсивности мюонов, найдены две многолетние компоненты с периодами около 4 и 10 лет. Анализ рядов потока мюонов выявляет также свидетельства суточных и месячных вариаций, особенно во время сильно изменчивого зимнего периода. Амплитуды многолетних вариаций значительно больше, чем ожидаемые на основе температурных модуляций. Наше исследование показывает, что

поток подземных мюонов можно использовать как мощное средство для изучения изменчивости стратосферной температуры вокруг тропопаузы.

Исследования, изучаемого на LVD гамма-фона, связанного с естественной радиоактивностью, показывают возможность поиска предвестников землетрясений и сезонных вариаций фона. Этот фон является трудно устранимым при поиске редких событий, например, темной материи для эксперимента NEWSdm в Лаборатории Гран Сассо.

**15. Задача «Анализ экспериментальных данных первого этапа эксперимента NEWSdm с использованием результатов расчетов для корректного выделения событий взаимодействия темной материи с учетом фоновых событий»**

План работ на 2022 год выполнен полностью.

В результате работы по эксперименту NEWSdm была проведена оценка сигнала от гипотетических частиц темной материи от 1 кэВ до 1 ГэВ, ускоренных при упругом взаимодействии с космическими лучами в веществе ядерной эмульсии детектора эксперимента. Проведено моделирование внешних фонов эксперимента для различных конфигураций геометрии детектора и защиты и выбраны варианты геометрии защиты детектора, при которых количество вторичных электронов, рождающихся в эмульсии, уменьшается в 1000 раз.

**16. Задача «Физические результаты коллаборации LHCb в 2022 г.»**

Основные результаты исследований за 2022 год.

1. Выполнено измерение отношений эффективных ширин распадов  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  и  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  к ширинам распадов  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ .
2. Определено отношение вероятности распада  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$  к вероятности распада  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ .
3. Исследован полуплептонный распад b-бариона.
4. Представлено первое исследование углового распределения  $\mu^+ \mu^-$  пар, образующихся в реакции Дрелла-Яна.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Alcubierre M. The warp drive: hyper-fast travel within general relativity // *Classical and Quantum Gravity*. – 1994. – V. 11. – P. L73.
2. Frolov V., Novikov I. Wormhole as a device for studying a black hole's // *Phys. Rev. D* – 1993. – V. 48. – P. 1607.
3. Fayet P. A la recherche d'un nouveau boson de spin un // *Nucl. Phys. B*. – 1981. – V. 187. – p. 184.
4. Okun L.B. Limits on electrodynamics: paraphotons? // *Sov. Phys. JETP*. – 1982. – V. 56. – p. 502.
5. Georgi H., Ginsparg H., Glashow S.L. Photon Oscillations and the Cosmic Background Radiation // *Nature*. – 1983. – V. 306. – p. 765.
6. Proca balls with angular momentum or flux of electric field / V. Dzunushaliev. [et al.] // *Phys. Rev. D*. – 2022. – V. 105. – p. 016022.
7. Essig R., Volansky T., Yu T. New Constraints and Prospects for sub-GeV Dark Matter Scattering off Electrons in Xenon // *Phys. Rev. D*. – 2017. – V. 96. – p. 043017.
8. SENSEI: Direct-Detection Constraints on Sub-GeV Dark Matter from a Shallow Underground Run Using a Prototype Skipper-CCDO / Abramoff [et al] (Sensei Collab.) // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – V. 122. – p. 161801.
9. Constraints on Light Dark Matter Particles Interacting with Electrons from DAMIC at SNOLAB / Aguilar-Arevalo [et al] (DAMIC Collab.) // *Phys. Rev. Lett.* – 2019. – V. 123. – p. 181802.
10. An upper limit on additional neutrino mass eigenstate in 2 to 100 eV region from «Troitsk nu-mass» data / A.I. Belesev [et al.] // *JETP Letters*. – 2013. – №97. – C. 67.
11. First measurements in search for keV sterile neutrino in tritium beta-decay in the Troitsk nu-mass experiment / D.A. Abdurashitov [et al.] // *JETP Letters*. – 2017. – № 105. – C. 753.
12. Background-free search for neutrinoless double- $\beta$  decay of  $^{76}\text{Ge}$  with GERDA / M. Agostini [et al.] (GERDA Collaboration) // *Nature* – 2017. – V. 544. – P. 47. DOI: 10.1038/nature21717. ArXiv:1703.00570 [nucl-ex].
13. The Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay: LEGEND-1000 / M. Agostini [et al.] (GERDA Collaboration) // Preconceptual Design Report (Jul 23, 2021). ArXiv: [2107.11462](https://arxiv.org/abs/2107.11462) [physics.ins-det].
14. The large-volume detector (LVD): a multipurpose underground detector at Gran Sasso / G. Bari [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. – 1989. – V. 277. – P.11-16.

15. Characterization of the varying flux of atmospheric muons measured with the Large Volume Detector for 24 years / N. Agafonova [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2019. – V. 100. – P. 062002.
16. Kulagin S.A., Barinov V.V. Hybrid model of proton structure functions // *Phys. Rev. C* – 2022. – V. 105. – P. 045204.
17. Measurement of the Nucleon  $F_{2n}/F_{2p}$  Structure Function Ratio by the Jefferson Lab MARATHON Tritium/Helium-3 Deep Inelastic Scattering Experiment. / D. Abrams [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2022. – V. 128. – P. 132003.
18. Alekhin S.I., Kulagin S.A., Petti R. Nuclear effects in the deuteron and global QCD analyses // *Phys. Rev. D* – 2022. – V. 105. – P. 114037.
19. An Effective Field Theory for Large Oscillons. / D.G. Levkov [et al.] // arXiv: 2208.04334 [hep-th].
20. Demidov S., Gorbunov D., Kriukova E. Gravitational waves from first-order electroweak phase transition in a model with light sgoldstinos. // *JHEP* – 2022. – V. 07. – P. 061.
21. Berezin V.A., Ivanova I.D. Lightlike singular hypersurfaces in quadratic gravity // *Int. J. Mod. Phys. D* – 2022. – V. 31. – N. 10. – P. 2250077.
22. Mironov S., Volkova V. Stable nonsingular cosmologies in beyond Horndeski theory and disformal transformations. // *Int. J. Mod. Phys. A* – 2022. – V. 37, N. 14. – P. 2250088.
23. Ageeva Y., Petrov P. On the strong coupling problem in cosmologies with strong gravity in the past. // *Modern Physics Letters A* – 2022. – V. 36. – P. 2250171.
24. Ovchinnikov A.A. Threshold singularities in the XXZ - spin chain. // *Modern Physics Letters. B* – 2021. – V. 35. – P. 2150044.
25. Demidov S.V., Gorbunov D., Kalashnikov D. Sgoldstino signal at FASER: prospects in searches for supersymmetry. // *J. High Energ. Phys.* – 2022. – V. 08. – P. 155.
26. Troitsky S.V. Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A // *JETP Lett.* – 2022. – V. 116. – P. 745.
27. Modelling of propagation of very-high-energy  $\gamma$ -rays with CRbeam code. Comparison with CRPropa and ELMAG codes / O.Kalashhev [et al.] // arXiv: 2201.03996 [astro-ph.HE].
28. Measurement of the Positive Muon Anomalous Magnetic Moment to 0.46 ppm / B. Abi [et al.] / (Muon  $g-2$  Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* – 2021. – V. 126. – P. 141801.
29. High purity 100 GeV electron identification with synchrotron radiation / E. Depero [et al.] // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A.* – 2017. – V. 866. – P. 196.
30. Improved exclusion limit for light dark matter from  $e^+e^-$  annihilation in NA64 / Yu. M. Andreev [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2021. – V. 104. – P. L091701.

31. Search for a New B-L  $Z'$  Gauge Boson with the NA64 Experiment at CERN / Yu.M. Andreev [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2022. – V. 129. – P. 161801.
32. Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A.* – 2003. – V. 506. – P. 250-303.
33. Geant4 developments and applications / J. Allison [et al.] // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* – 2006. – V. 53. – P. 270–278.
34. Fully Geant4 compatible package for the simulation of Dark Matter in fixed target experiments / M. Bondy [et al.] // *Computer Physics Communications.* – 2021. – V. 269. – P. 108129.
35. Missing energy signature from invisible decays of dark photons at the CERN SPS / S. N. Gninenko [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2016. – V. 94. – P. 095025.
36. The exact tree-level calculation of the dark photon production in high-energy electron scattering at the CERN SPS / S. N. Gninenko [et al.] // *Physics Letters B.* – 2018. – V. 782. – P. 406-411.
37. Measurement of  $\bar{\nu}_e$ -electron scattering cross section with a CsI(Tl) scintillating crystal array at the Kuo-Sheng nuclear power reactor / M. Deniz [et al.] (TEXONO Collaboration). // *Phys. Rev. D.* – 2010. – V. 81. – P. 072001.
38. Gemma experiment: Three years of the search for the neutrino magnetic moment / A. G. Beda [et al.]. // *Physics of Particles and Nuclei Letters.* – 2010. – V. 7. – P. 406–409.
39. Precision Measurement of the  $^7\text{Be}$  Solar Neutrino Interaction Rate in Borexino / G. Bellini [et al.] (Borexino Collaboration). // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – V. 107. – P. 141302.
40. Measurement of electron-neutrino electron elastic scattering / L.B. Auerbach [et al.] (LSND Collaboration). // *Phys. Rev. D.* – 2001. – V. 63. – P. 112001.
41. Measurement of differential cross sections for muon-neutrino electron scattering / P. Vilain [et al.] (CHARM-II Collaboration). // *Physics Letters B.* – 1993. – V. 302. – P. 351-355.
42. Search for an Invisibly Decaying  $Z'$  Boson at Belle II in  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(e^\pm\mu^\mp)$  Plus Missing Energy Final States / I. Adachi [et al.] (Belle II Collaboration). // *Phys. Rev. Lett.* – 2020. – V. 124. – P. 141801.
43. Search for a light  $Z'$  in the Lm-Lt scenario with the NA64e experiment at CERN / Yu.M. Andreev [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2022. – V. 106. – P. 032015.
44. Prospects in the search for a new light  $Z'$  boson with the NA64 $\mu$  experiment at the CERN SPS / H. Seiber [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2022. – V. 105. – P. 052006.
45. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. A multi-cathode counter in a single-electron counting mode // *Nucl. Instrum. Methods A.* – 2018. – V. 910. – p. 164.

46. Cairns R.B., Samson J.A.R. Metal Photocathodes as Secondary Standards for Absolute Intensity Measurements in the Vacuum Ultraviolet // *Optic. Soc. Amer.* – 1966. – V. 56, N 11. – p. 1568.
47. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. Results from a Hidden Photon Dark Matter Search Using a Multi-Cathode Counter // *JCAP.* – 2019. – V. 07. – p. 008.
48. Hidden Photons: Kinetic Mixing Parameter Limits / P. A. Zyla [et al] (Particle Data Group) // *Prog. Theor. Exp. Phys.* – 2020. – V. 083. – C. 01.
49. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. Present Status of the Experiment on the Search for Dark Photons by Multi-Cathode Counter // *Phys. At. Nucl.* – 2021. – V. 84. – p. 860.
50. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. On the Possibility of Observing Diurnal Variations in the Count Rate of Dark Photons Using Multicathode Counters // *Phys. Part. Nucl.* – 2021. – V. 52. – p. 31.
51. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. Diurnal Variations of the Count Rates from Dark Photons in PHELEX // *Particles.* – 2022. – V. 5. – p. 180.
52. Hidden Photons: Kinetic Mixing Parameter Limits / R. L. Workman [et al] (Particle Data Group) // *Prog. Theor. Exp. Phys.* – 2022. – V. 083. – C01.
53. KATRIN: status and prospects for the neutrino mass and beyond / M. Aker [et al.] // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* – 2022. – V. 49. – p. 100501.
54. Direct neutrino-mass measurement with sub-eV sensitivity / M. Aker [et al.] // *Nature Physics.* – 2022. – V. 18. – p. 160–166.
55. Improved eV-scale sterile-neutrino constraints from the second KATRIN measurement campaign beyond / M. Aker [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2022. – V. 105. – p. 072004.
56. The Result of the Neutrino-4 Experiment and the Cosmological Constraints on the Sterile Neutrino / A.P. Serebrov [et al.] // [Электронный ресурс]. – 2022. – URL: [arXiv:2203.09401v5](https://arxiv.org/abs/2203.09401v5) [hep-ph] (дата обращения 01.12.2022).
57. New Constraint on the Local Relic Neutrino Background Overdensity with the First KATRIN Data Runs / M. Aker [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2022. – V. 129. – p. 011806.
58. Search for Lorentz-Invariance Violation with the first KATRIN data / M. Aker [et al.] // [Электронный ресурс]. – 2022. – URL: [arXiv:2207.06326v1](https://arxiv.org/abs/2207.06326v1) [nucl-ex] [hep-ph] (дата обращения 01.12.2022).
59. Pulse shape analysis in GERDA Phase II / M. Agostini [et al.] // *Eur. Phys. J. C* – 2022. – V. 82. – P. 284. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10163-w>. [ArXiv:2202.13355v1](https://arxiv.org/abs/2202.13355v1)[physics.ins-det] 27 Feb. 2022.
60. Search for exotic physics in double- $\beta$  decays with GERDA Phase II / M. Agostini [et al.] (GERDA Collaboration) // e-Print: [2209.01671](https://arxiv.org/abs/2209.01671) [nucl-ex]. – 2022, Sep. 4.

61. Double Chooz  $\theta_{13}$  measurement via total neutron capture detection / H. de Kerret [et al.] // Nature Physics – 2020. – V. 16. – P. 558 – 564.
62. New Measurement of Antineutrino Oscillation with the Full Detector Configuration at Daya Bay / F.P. Balantekin [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2015. – V. 115. – P. 111802.
63. Observation of Energy and Baseline Dependent Reactor Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment / J.H. Choi [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2016. – V. 116. – P. 211801 – 211806.
64. Mikelyan L., Sinev V. Neutrino Oscillations at Reactors: What Is Next? // Ядерная физика – 2000. – Т. 63, №6. – P. 1077 – 1081.
65. The Double Chooz antineutrino detectors / H. de Kerret [et al.] // Eur. Phys. Journal C – 2022. – V. 82:804. – P. 1 – 34.
66. Jolle C., Onillon A., Sinev V.. Residual reactor antineutrinos observation with the Double Chooz detectors // Neutrino-2020: Междунар. конф. «Neutrino-2020».
67. Измерение спектра электронных антинейтрино ядерного реактора / Ю.В. Климов [и др.] // Ядерная физика – 1990. – Т. 52, № 6. – С. 1574 – 1581.
68. Yields and production rates of  ${}^9\text{Li}$  and  ${}^8\text{He}$  measured with the Double Chooz near and far detectors detection / H. de Kerret [et al.] // J. High Energy Phys. – 2018. – V. 11:53. – P. 1 – 20.
69. Синеv В.В. Экспериментальный спектр антинейтрино от ядерного реактора и спектры основных делящихся изотопов // Ядерная физика – 2013. – Т. 76, № 5. – С. 578 – 584.
70. База данных известных изотопов. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> (дата обращения 14.11.2020).
71. Новые спектры антинейтрино делящихся изотопов ядерного топлива: эксперимент и расчет / А.П. Власенко [и др.] // Ядерная физика – 2023. – Т. 86, № 1. – С. 305 – 314.
72. Implication for the core-collapse supernova rate from 21 years of data of the Large Volume Detector / N.Y. Agafonova [et al.] // The Astrophysical Journal. – 2015. – V. 802:47.
73. Solar influences on climate / L. J. Gray [et al.] // Rev. Geophys. – 2010. – V. 48. – P. RG4001.
74. Andrews D. G., Holton J. R., Leovy C. B. Atmosphere Dynamics // Academic Press. New York: 1987.
75. Baldwin M., Dunkerton T. Stratospheric harbingers of anomalous weather regimes // Science – 2001. – V. 294. – P. 581.

76. Torrence C., Compo G. P. A practical guide to wavelet analysis // Bull. Am. Meteorol. Soc. – 1998. – V. 79. – P. 61.
77. Grinsted A., Moore J. C., Jevrejeva S. Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series // Nonlin. Proc. in Geophys. – 2004. – V. 11. – P. 561.
78. Vautard R., You P., Ghil M. Singular-spectrum analysis: a toolkit for short, noisy chaotic signals // Physica D. – 1992. – V. 58. – P. 95.
79. Advanced spectral methods for climatic time series / M. Ghil [et al.] // Rev. Geophys. – 2002. – V. 40. – P. 3-1.
80. Vautard R., Ghil M. Singular spectrum analysis in nonlinear dynamics, with applications to paleoclimatic time series // Physica D. – 1989. – V. 35. – P. 395.
81. Allen M. R., Smith L. A. Monte Carlo SSA: detecting irregular oscillations in the presence of colored noise // J. Clim. – 1996. – V. 9. – P. 3373.
82. Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector / P. Adamson [et al.] // Phys. Rev. D. – 2010. – V. 81. – P. 012001.
83. Temperature variations of high energy muon flux / V.B. Petkov [et al.]// in Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference (ICRC, Beijing, 2011). – V. 11. – P. 386–389.
84. A lagged response to the 11-year solar cycle in observed winter Atlantic/European weather patterns / L.J. Gray [et al.] // J. Geophys. Res.: Atmos. – 2013. – V. 118. – P. 13405.
85. Amplifying the Pacific climate system response to a small 11-year solar cycle forcing / G. A. Meehl [et al.] // Science – 2009. – V. 325. – P. 1114.
86. Frame T.H., Gray L. J. The 11-yr solar cycle in ERA-40 data: an update to 2008 // J. Clim. – 2010. – V. 23. – P. 2213.
87. Modulation of the cosmic muon signal in ten years of Borexino data / M. Agostini [et al.] // J. Cosmol. Astropart. Phys. – 2019. – V. 2019. – P. 046.
88. Изучение вариаций концентрации радона под землей с помощью установки / Н.Ю. Агафонова [и др.] // Препринт № 1071/2001 ИЯИ РАН — 2001.
89. Изучение вариаций низкоэнергетического фона с помощью подземного эксперимента LVD / Н.Ю. Агафонова [и др.] // Изв. РАН. Сер. физ. – 2019. – Т. 83. – С. 673.
90. Горбунов С.А., Коновалова Н.С. Новый эксперимент NEWSdm для прямого поиска частиц тяжелой темной материи // Ядерная физика – 2020. – Т. 83, №1. – С. 84.
91. Nuclear Emulsions / Ariga [et al.] // Particle Physics Reference Library – 2020. – V. 2. – P. 383.

92. Measurement of the charm mixing parameter  $y_{CP} - y_{CP}^{K\pi}$  using two-body  $D^0$  meson decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105, № 9. – P. 092013.
93. Observation of the doubly charmed baryon decay  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ \pi^+$  / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 05. – P. 038.
94. Observation of the decay  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau^- \bar{\nu}_\tau$  / Aaij R. [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 19. – P. 191803.
95. First Measurement of the  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Angular Coefficients in the Forward Region of pp Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 129, № 9. – P. 091801.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Список публикаций исполнителей отчета за 2022 г.

A.1 Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Web of Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI)

1. Kulagin S.A., Barinov V. V. Hybrid model of proton structure functions // Phys. Rev. C. – 2022. – V. 105. – P. 045204.
2. Measurement of the Nucleon  $F_{2n}/F_{2p}$  Structure Function Ratio by the Jefferson Lab MARATHON Tritium/Helium-3 Deep Inelastic Scattering Experiment. / D. Abrams [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128. – P. 132003.
3. Alekhin S.I., Kulagin S.A., Petti R. Nuclear effects in the deuteron and global QCD analyses // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105. – P. 114037.
4. Demidov S., Gorbunov D., Kriukova E. Gravitational waves from first-order electroweak phase transition in a model with light sgoldstinos. // JHEP. – 2022. – V. 07. – P. 061.
5. Berezin V.A., Ivanova I.D. Lightlike singular hypersurfaces in quadratic gravity // Int. J. Mod. Phys. D. – 2022. – V. 31, № 10. – P. 2250077.
6. Mironov S., Volkova V. Stable nonsingular cosmologies in beyond Horndeski theory and disformal transformations // Int. J. Mod. Phys. A. – 2022. – V. 37, №14. – P. 2250088.
7. Ageeva Y., P. Petrov. On the strong coupling problem in cosmologies with strong gravity in the past // Modern Physics Letters A. – 2022. – V. 36. – P. 2250171.
8. Ovchinnikov A.A. Threshold singularities in the XXZ - spin chain. // Modern Physics Letters. B. – 2021. – V. 35. – P. 2150044.
9. Demidov S., Gorbunov D., Kalashnikov D. Sgoldstino signal at FASER: prospects in searches for supersymmetry // J. High Energ. Phys. – 2022. – V. 08. – P. 155.
10. Troitsky S.V. Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A // JETP Lett. – 2022. – V. 116. – P. 745.
11. Search for a New B-L  $Z'$  Gauge Boson with the NA64 Experiment at CERN / Yu.M. Andreev [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 129. – P. 161801.
12. Search for a light  $Z'$  in the Lm-Lt scenario with the NA64e experiment at CERN / Yu.M. Andreev [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 106. – P. 032015.
13. Passage of millicharged particles in the electron beam-dump: Refining constraints from SLACmQ and estimating sensitivity of NA64e / N. Arefyeva [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 106. – P. 035029.
14. Gninenko S.N., Krasnikov N.V. Leptonic scalar portal: Origin of muon g-2 anomaly and Dark Matter? // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 106. – P. 015003.

15. Prospects in the search for a new light  $Z'$  boson with the NA64 $\mu$  experiment at the CERN SPS / H. Seiber [et al.] // *Phys. Rev. D.* – 2022. – V. 105. – P. 052006.
16. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. PHELEX: Present Status // *Moscow University Physics Bulletin.* – 2022. – V. 77. – pp. 315-318.
17. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V. Diurnal Variations of the Count Rates from Dark Photons // *Particles.* – 2022. – V. 5. – pp. 180-187.
18. Копылов А. В., Орехов И. В., Петухов В. В. Мультикатодный счетчик как детектор скрытых фотонов // *Ядерная физика.* – 2022. – Т. 85, № 6. – С. 468 – 476.
19. The SHiP experiment at the proposed CERN SPS Beam Dump Facility / C. Ahdida [et al.] // *Eur.Phys.J.* – 2022. – V. C 82, № 5. – P. 486.
20. 3D SuperFGD detector for the T2K experiment / A. Dergacheva [et al.] // *Nucl.Instrum.Meth.A.* – 2022. – V. 1041. – P. 167219.
21. A measurement of the  $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$   $K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-$  decay / Eduardo Cortina Gil [et al.] // *JHEP.* – 2022. – V. 11. – P. 011.
22. Scintillator ageing of the T2K near detectors from 2010 to 2021 / K. Abe [et al.] // *JINST.* – 2022. – V. 17, № 10. – P.10028.
23. Searches for lepton number violating  $K^+ \rightarrow \pi^-(\pi^0)e^+e^+$  decays / Eduardo Cortina Gil [et al.] // *Phys.Lett.B.* – 2022. – V. 830. – P. 137172.
24. Combined sensitivity of JUNO and KM3NeT/ORCA to the neutrino mass ordering / S. Aiello [et al.] // *Journal of High Energy Physics.* – 2022. – V. 03. – P. 055.
25. JUNO Physics and Detector / A. Abusleme [et al.] // *Progress in Particle and Nuclear Physics.* – 2022. – V. 123. – P. 103927.
26. Damping signatures at JUNO, a medium-baseline reactor neutrino oscillation experiment / Jun Wang [et al.] // *Journal of high energy physics.* – 2022. – V. 06. – P. 062.
27. Prospects for Detecting the Diffuse Supernova Neutrino Background with JUNO / A. Abusleme [et al.] // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics.* – 2022. – V. 10. – P. 033.
28. Sub-percent Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with JUNO / A. Abusleme [et al.] // *Chinese Physics C.* – 2022. – V. 46, № 12. – P. 123001.
29. Improved measurement of neutrino oscillation parameters by NOvA experiment / M.A. Acero [er al.] // *Phys. Rev. D.* – 2022. – V.106. – P. 032004.
30. Butkevich A.V. Analysis of the flux-integrated semiexclusive cross sections for charged-current quasielastic neutrino scattering of Ar40 at energies available at the MicroBooNE experiment // *Phys. Rev. C.* – 2022. – V. 105. – P.0255.

31. Буткевич А.В. Результаты нейтринных экспериментов T2K и NOVA: упорядочивание масс нейтрино и CP-симметрия // ЖЭТФ. – 2022. – Т. 161, вып. 4. – С. 515.
32. KATRIN: status and prospects for the neutrino mass and beyond / M. Aker [et al.] // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2022. – V. 49. – P. 100501.
33. Direct neutrino-mass measurement with sub-eV sensitivity / M. Aker [et al.] // Nature Physics. – 2022. – V. 18. – pp. 160–166 (2022).
34. Improved eV-scale sterile-neutrino constraints from the second KATRIN measurement campaign beyond / M. Aker [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105. – P. 072004.
35. New Constraint on the Local Relic Neutrino Background Overdensity with the First KATRIN Data Runs / M. Aker [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 129. – P. 011806.
36. A feasibility study of extruded plastic scintillator embedding WLS fiber for AMoRE-II muon veto/ J. W. Seo [et al.] // NIM A. – 2022. – V. 1039. – P. 167123.
37. Status and Performance of the AMoRE-I Experiment on Neutrinoless Double Beta Decay / H.B. Kim [et al.] // J Low Temp Phys. – 2022. – V. 209. – pp. 962-970.
38. Erratum: First Search for Bosonic Superweakly Interacting Massive Particles with Masses up to  $1 \text{ MeV}/c^2$  with GERDA / M. Agostini [et al.] (GERDA Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 129. – P. 089901.
39. Pulse shape analysis in GERDA Phase II / M. Agostini [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2022. – V. 82. – P. 284.
40. The Double Chooz antineutrino detectors / H. de Kerret [et al.] // Eur. Phys. Journal C. – 2022. – V. 82:804. – P. 1 – 34.
41. Новые спектры антинейтрино делящихся изотопов ядерного топлива: эксперимент и расчет / Власенко А.П. [и др.] // Ядерная физика – 2023. – Т. 86, № 1. – С. 305 – 314.
42. Агафонова Н.Ю., Рязская О.Г. Изучение характеристик космогенных нейтронов и скорости счета импульсов на сцинтилляционных детекторах АСД, LSD и LVD // ЖЭТФ. – 2022. – Т. 161, вып.4. – С. 533–543.
43. Exploration of the stratosphere with cosmic-ray muons detected underground / C. Taricco [et al.] // Phys. Rev. Research. – 2022. – V. 4. – P. 023226.
44. Analysis of Neutral B-Meson Decays into Two Muons / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 4. – P. 041801.
45. Angular Analysis of  $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\mu^-$  and  $D^0 \rightarrow K^+K^-\mu^+\mu^-$  Decays and Search for CP Violation / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 22. – P. 221801.

46. Centrality determination in heavy-ion collisions with the LHCb detector / Aaij Roel [et al.] // JINST. – 2022. – V. 17, № 05. – P. P05009.
47. Constraints on the CKM angle  $\gamma$  from  $B^\pm \rightarrow Dh^\pm$  decays using  $D \rightarrow h^\pm h^\mp \pi^0$  final states / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 07. – P. 099.
48. Evidence for a new structure in the  $J/\psi p$  and  $J/\psi \bar{p}$  systems in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi p \bar{p}$  decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 6. – P. 062001.
49. First Measurement of the  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Angular Coefficients in the Forward Region of pp Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 129, № 9. – P. 091801.
50. Identification of charm jets at LHCb / Aaij Roel [et al.] // JINST. – 2022. – V. 17, №. 02. – P. P02028.
51.  $J/\psi$  photoproduction in Pb-Pb peripheral collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. C. – 2022. – V. 105, № 3. – P. L032201.
52. Measurement of  $\chi_{c1}(3872)$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 8$  and 13 TeV / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 01. – P. 131.
53. Measurement of prompt charged-particle production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 01. – P. 166.
54. Measurement of the  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decay properties and search for the  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$  decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105, № 1. – P. 012010.
55. Measurement of the Nuclear Modification Factor and Prompt Charged Particle Production in p – Pb and pp Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5$  TeV / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 14. – P. 142004.
56. Measurement of the W boson mass / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 01. – P. 036.
57. Measurement of the charm mixing parameter  $y_{CP} - y_{CP}$  using two-body  $D^0$  meson decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105, № 9. – P. 092013.
58. Measurement of the lifetimes of promptly produced  $\Omega_c^0$  and  $\Xi_c^0$  baryons / Aaij Roel [et al.] // Sci. Bull. – 2022. – V. 67, № 5. – P. 479–487.
59. Measurement of the photon polarization in  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_\gamma$  decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105, № 5. – P. L051104.
60. Observation of  $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$  and  $\Lambda_b^0 \rightarrow D^{*+} p \pi^- \pi^-$  decays / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 03. – P. 153.
61. Observation of Two New Excited  $\Xi_b^0$  States Decaying to  $\Lambda_b^0 \rightarrow K^- \pi^+$  / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 16. – P. 162001.

62. Observation of the  $B^0 \rightarrow DK^+\pi^-$  and  $B_s^0 \rightarrow DK^-\pi^+$  decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. D. – 2022. – V. 105, № 7. – P. 072005.
63. Observation of the decay  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \tau_\nu \tau$  / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 19. – P. 191803.
64. Observation of the doubly charmed baryon decay  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c'^+ \pi^+$  / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 05. – P. 038.
65. Precision measurement of forward Z boson production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 07. – P. 026.
66. Search for massive long-lived particles decaying semileptonically at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / Aaij Roel [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2022. – V. 82, № 4. – P. 373.
67. Search for the decay  $B^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$  / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 05. – P. 067.
68. Search for the radiative  $E_b^- \rightarrow E^- \gamma$  decay / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 01. – P. 069.
69. Searches for rare  $B_s^0$  and  $B^0$  decays into four muons / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 03. – P. 109.
70. Aaij Roel et al. Study of  $B^+ c$  decays to charmonia and three light hadrons // JHEP. – 2022. – V. 01. – P. 065.
71. Study of Z Bosons Produced in Association with Charm in the Forward Region / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 8. – P. 082001.
72. Study of coherent  $J/\psi$  production in lead-lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV / Aaij Roel [et al.] // JHEP. – 2022. – V. 07. – P. 117.
73. Study of the doubly charmed tetraquark  $T_{cc}^+$  / Aaij Roel [et al.] // Nature Commun. – 2022. – V. 13, № 1. – P. 3351.
74. Test of lepton universality in beauty-quark decays / Aaij Roel [et al.] // Nature Phys. – 2022. – V. 18, № 3. – P. 277–282.
75. Tests of lepton universality using  $B^0 \rightarrow K_s^0 l^+ l^-$  and  $B^+ \rightarrow K^{*+} l^+ l^-$  decays / Aaij Roel [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2022. – V. 128, № 19. – P. 191802.

## A.2 Статьи в журналах, входящих в перечень RSCI

1. Перечислены в А.1

A.3 Статьи в журналах и сборниках, материалы конференций, главы в книгах, индексируемые РИНЦ

A.4 Статьи в журналах из списка ВАК, не входящих в перечень RSCI

А.5 Патенты на изобретения и полезные модели, свидетельства о регистрации программ, баз данных, иные РИД, имеющие официальную регистрацию

1. RU U1 211394 2022.

А.6 Иные публикации по теме

1. An Effective Field Theory for Large Oscillons. / D.G. Levkov [et al.] // arXiv: 2208.04334 [hep-th].
2. Modelling of propagation of very-high-energy  $\gamma$ -rays with CRbeam code. Comparison with CRPropa and ELMAG codes / O.Kalashv [et al.] // arXiv: 2201.03996 [astro-ph.HE].
3. Eroshenko Yu. N. Escape from a black hole with spherical warp drive // arXiv:2210.17468 [gr-qc]. – 2022.
4. Investigation of Light Collection in Scintillation Cubes of the SFGD Detector / A. Artikov [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2022. – Vol. 19, № 6. – P. 749–755.
5. Total Neutron Cross-section Measurement on CH with a Novel 3D-projection Scintillator Detector / H. Budd [et al.] // arXiv:2207.02685.
6. SuperFGD prototype time resolution studies / I. Alekseev [et al.] // arXiv:2206.10507.
7. A search for the  $K^+ \rightarrow \mu^- \nu_e e^+$  decay / Eduardo Cortina Gil [et al.] // e-Print: 2211.04818 [hep-ex].
8. Measurement of T-odd asymmetry in radiative  $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e \gamma$  decay using ОКА detector / A.Yu. Poliarush [et al.] // e-Print: 2211.04818 [hep-ex].
9. Measurement of the double-differential muon-neutrino charged-current inclusive cross section in the NOvA near detector / M.A. Acero [et al.] // arXiv:2109.1220 (принято к публикации в 2022 г в журнале Phys. Rev. Lett.).
10. Measurement of the  $\nu_e$  nucleus charged-current double-differential cross section at  $\langle E \rangle = 2,4$  GeV using NovA / M.A. Acero [et al.] // arXiv:2206.10585.
11. Search for Lorentz-Invariance Violation with the first KATRIN data / M. Aker [et al.] // [Электронный ресурс]. – 2022. – URL: arXiv:2207.06326v1 [nucl-ex] [hep-ph] (дата обращения 01.12.2022).
12. Search for exotic physics in double- $\beta$  decays with GERDA Phase II / M. Agostini [et al.] (GERDA Collaboration) // e-Print: [2209.01671](https://arxiv.org/abs/2209.01671) [nucl-ex]. – 2022, Sep. 4.