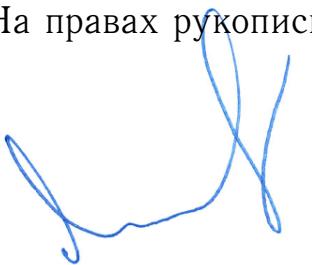


Объединённый Институт Ядерных Исследований
Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова

На правах рукописи



ЯКУШЕВ Евгений Александрович

**Применение спектрометрических методов и
низкотемпературных германиевых
детекторов-болометров для прямого поиска
частиц темной материи и других редких
процессов**

1.3.15. – Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких
энергий

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна – 2022

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Проблема темной материи и подходы к ее экспериментальному поиску.	22
1.1. Космологические и астрофизические данные, неопровергимые доказательства	23
1.2. Методы поиска ТМ	29
1.3. Кандидаты на роль темной материи	32
1.4. Модель сигнала WIMP	33
1.5. Ограничения из прямого поиска WIMP	35
1.6. Выводы к первой главе	38
Глава 2. Использование германиевых детекторов болометров в эксперименте EDELWEISS. Понимание фоновых условий.	39
2.1. Необходимость создания установки EDELWEISS, основные подходы и методы	39
2.2. EDELWEISS-I	42
2.3. Гамма-фон EDELWEISS-I	45
2.4. Фон от α и загрязнений на поверхности	46
2.5. Фон нейтронов в EDELWEISS-I	51
2.6. Выводы ко второй главе	52
Глава 3. EDELWEISS-II	53
3.1. ID детекторы EDELWEISS-II	53
3.2. Установка EDELWEISS-II	58
3.3. Данные EDELWEISS-II	59
3.4. Ограничения на WIMP из EDELWEISS-II	63
3.5. Совместный анализ данных с CDMS	66

3.6. Исследования региона малых масс WIMP в EDELWEISS-II	68
3.7. Выводы к третьей главе	68
Глава 4. EDELWEISS-III	71
4.1. EDELWEISS-III FID детекторы	71
4.2. Изменения в криогенной системе	73
4.3. Защита	79
4.4. Система набора данных	82
4.5. Параметры детекторов EDELWEISS-III	93
4.6. Поиск ТМ в EDELWEISS-III	107
4.7. Выводы к четвертой главе	116
Глава 5. Фон	118
5.1. Модель экспериментальной установки	119
5.2. Гамма фон	122
5.3. Нейтронный фон	122
5.4. Улучшение фона в EDELWEISS-III	125
5.5. Космогенный фон в германиевых детекторах	127
5.6. Выводы к шестой главе	135
Глава 6. Аксионы	136
6.1. Возможные источники аксионов: Солнце и галактическое гало	137
6.2. Детектирование аксионов в EDELWEISS	145
6.3. Поиск аксионов в EDELWEISS-II	147
6.4. Поиск аксионов в EDELWEISS-III	160
6.5. Выводы к седьмой главе	164
Глава 7. EDELWEISS-LT	166
7.1. От EDELWEISS-III к EDELWEISS-LT	166
7.2. Новые детекторы и результаты поиска в наземной лаборатории	169

7.3. К нулю энергий	179
7.4. От исследования темной материи к прецизионному исследованию когерентного рассеяния нейтрино на ядрах.	184
7.5. Выводы к седьмой главе	186
Заключение	188
Словарь терминов	192
Список литературы	197
Список иллюстративного материала	228
Список таблиц	246

Введение

Ядерная спектрометрия в Лаборатории ядерных проблем имени В.П. Джелепова (ЛЯП) Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ) в Дубне имеет многолетнюю успешную историю. Спектрометрические методы десятилетиями развивались и использовались для изучения ядра и свойств радиоактивных изотопов, нарабатываемых на Фазotronе ЛЯП. В середине 1980-х годов у Цветана Вылова (1941-2009), который в 1984 году возглавил Научно-экспериментальный отдел ядерной спектроскопии и радиохимии (НЭОЯСиРХ) ЛЯП, а в 1988 - стал директором Лаборатории, возникла идея и начала реализовываться программа по применению имеющихся методик для исследований нейтринного сектора в неускорительных экспериментах. Эта идея была особенно значимой для ЛЯП, основатели которой В.П. Джелепов и Б.М. Понтекорво создали школы как нейтринной физики, так и ядерной спектроскопии, хорошо известные в мире. Новые задачи включали: поиск двойного безнейтринного бета распада, прямое измерение массы нейтрино, определение магнитного момента нейтрино, исследования двойного бета захвата и т.д. Такая переориентация на спектрометрию редких процессов потребовала создания новой спектрометрической школы в НЭОЯСиРХ ЛЯП с освоением новейших подходов и зачастую заимствованием лучшего в культуре проведения экспериментов у наших иностранных партнеров. Долгие годы бессменным руководителем всего этого нового направления был Виктор Борисович Бруданин (1950-2020).

В начале 2000-х годов на передний план стала выходить проблема небарионной темной материи. По инициативе Цв. Вылова и В.Б. Бруданина автор диссертации присоединился к коллегам из Франции и Германии для создания новой уникальной установки EDELWEISS, которая используя HPGe детекторы-болометры при температуре ниже 20 мК, и инновационные методы идентификации событий, предназначалась для прямого поиска частиц темной

материи, составляющих гало нашей Галактики Млечный путь, по их рассеянию на ядрах германия. В ЛЯП ОИЯИ, под руководством автора диссертации, была создана группа, которая при всесторонней поддержке Дирекций Лаборатории и Института последовательно выполняла проект EDELWEISS в разных фазах его развития. Описание полученных результатов поиска идается в этой диссертации. По сути, можно сказать, что она посвящена применению новейших спектрометрических методов для изучения одной из самых ключевых проблем современной физики – установлению природы темной материи.

Актуальность темы исследования.

Существование частиц небарионной темной материи (ТМ) считается практически безальтернативным объяснением многочисленных данных астрофизики и космологии, полученным в последнее время [1–4]. Более того, оказалось, что известная нам материя составляет только $\sim 5\%$. Оставшаяся доля распределена между неизвестной темной материи и темной энергией. В Стандартной модели нет частиц, которые могли бы составлять темную материю, поэтому поиск частиц темной материи различными методами одновременно является поиском Новой физики. Довольно интригующим является тот факт, что суперсимметрия (SUSY) предсказывает, что Вселенная заполнена слабовзаимодействующими массивными частицами (WIMP). При этом для большого пространства параметров таких моделей предсказываемая плотность WIMP согласуется с требованиями астрофизики. Поэтому перспектива подтверждения SUSY на Большом адронном коллайдере является довольно захватывающей. Однако, ключевым элементом для подтверждения того, что WIMP, аксионы, или другие частицы, действительно образуют галактическое гало ТМ, является наблюдение в лаборатории рассеяния таких частиц на обычной материи.

Настоящая диссертационная работа подводит итог результатам многолетних усилий автора, совместно с коллегами, по созданию и проведению

проекта мирового уровня, направленного на прямое детектирование частиц темной материи из галактического гало по их рассеянию в Ge детекторах-болометрах. Общее название проекта EDELWEISS на разных этапах его выполнения приобретало дополнительные приставки-индексы, говорящие о фазе выполнения проекта: EDELWEISS-II, EDELWEISS-III, EDELWEISS-LT. В настоящее время из проекта EDELWEISS по прямому детектированию темной материи вырос новый проект (Ricochet), связанный с применением созданных EDELWEISS детекторов для прецизионного изучения свойств нейтрино по его когерентному рассеянию на ядрах.

Из-за экстремально низкого ожидаемого количества событий рассеяния частиц темной материи на обычной материи основные ограничения на чувствительность их прямого поиска связаны с фоновой радиоактивностью. Поэтому, эксперимент проводился в глубокой подземной лаборатории и применял специальные детекторы, позволяющие выполнять высокоэффективную дискриминацию фоновых событий.

В ходе реализации проекта, EDELWEISS осуществил прорыв в технике детектирования, последовательно создавая HPGe детекторы-болометры, применение которых позволяет проводить исследования с все более низким фоном и исследовать область энергии вблизи нуля. В результате, получены данные на передовом уровне для частиц-кандидатов на роль темной материи в области энергий недоступных для других экспериментов.

Уникальность EDELWEISS состоит в многообразии применяемых методов для дискриминации фона:

- Идентификация типа события из двух каналов измерений (фононного и ионизационного);
- Использование детекторов со специальной схемой электродов, позволяющей отсеивать фон поверхностных загрязнений;
- Применение комплексной низкофоновой пассивной и активной защиты;

- Создание экспериментальной установки из низкорадиоактивных материалов;
- Обеспечение непрерывного контроля за уровнем радона;
- Контроль внешних фонов;
- Отбор событий по форме импульса.

На последнем завершенном этапе выполнения эксперимента эффективное подавление фонов было дополнено некоторыми уникальными особенностями: 1) применено внутреннее усиление сигналов, используя эффект Неганова-Трофимова-Люка; 2) новейшие транзисторы с высокой подвижностью электронов позволили уменьшить уровень шума; 3) специальная система подвеса детекторов в оправках, привела к уменьшению влияния вибраций криостата на детекторы при работающих криокулерах. Все в совокупности дает возможность получать результаты мирового уровня.

Цели и задачи диссертационной работы:

Для достижения необходимых уровней чувствительности для прямого поиска частиц темной материи нужно было решить следующий комплекс задач:

- Создать низкофоновую установку в глубокой подземной лаборатории, создать инфраструктуру для выполнения эксперимента; Разработать процедуры и методы понижения общего радиоактивного уровня создаваемой установки и ее окружения, в частности процедуры по сертификации новых радиоактивных источников, по использованию радиоактивных источников в низкофоновом эксперименте, по работе в чистой комнате и т.д.
- Создать необходимое количество (масса) новых германиевых детекторов, в частности детекторов обладающих хорошим энергетическим раз-

решением, низким порогом регистрации, и применение которых позволяет проводить активное подавление фоновых событий; Необходимо проводить многочисленные тесты детекторов в условиях подземной лаборатории, проводить наладку систем набора данных. Было необходимо создавать новые детекторы для каждой, все более чувствительной, фазы эксперимента.

- Запустить стабильные измерения в подземной лаборатории с инновационными HPGe детекторами - болометрами, применение которых позволяет: а) дискриминировать фоновые события благодаря сравнению ионизационных и фононных сигналов; б) дискриминировать приповерхностных событий (дочерние долгоживущие продукты распада радона, ^{14}C); в) имеющих низкий энергетический порог регистрации.
- Для корректной интерпретации данных было необходимо провести тщательные калибровки: энергетической шкалы и эффективности регистрации детекторов, в зависимости от энергии.
- Необходимо контролировать уровень и стабильность фона в ходе всего времени набора данных и монтажных работ. Для сравнения экспериментальных данных с моделью необходима информация по радиоактивности всех элементов. Поэтому, новые материалы и элементы конструкции должны быть проверены на низкофоновых HPGe детекторах, имеющихся в распоряжении нашей группы и с помощью других методов (нейтрон-активационный анализ, ICP-MS).
- Провести собственно измерения с HPGe детекторами-болометрами.
- Построить реалистичную модель установки и провести всестороннее моделирование.
- Провести анализ получаемых данных, на основании которого поставить

ограничение на сечение рассеяния, либо, в случае наблюдения отклонения от уровня ожидаемого фона, определить параметры частиц ТМ.

- На основе полученных данных провести следующую итерацию для дальнейшего улучшения чувствительности эксперимента: улучшить фоновые и шумовые условия (замена материалов на еще менее радиоактивные, усовершенствование пассивной защиты, замена элементов крио-системы с использование дополнительных демпферов и новых крио-куллеров).

Как показано в данной диссертации все вышеизложенные задачи были успешно решены на разных этапах эксперимента EDELWEISS.

Результаты выносимые на защиту их научная новизна и значимость

Результаты выносимые на защиту связаны с решением основной научной проблемы диссертации: осуществить прямой поиск частиц темной материи ядерно-спектрометрическими методами с использованием HPGe детекторов-болометров на уровне чувствительности, необходимом для проверки актуальных теоретических моделей, таким образом ограничивая пространство свободных параметров для поиска и исследования темной материи альтернативными методами. Все результаты, представленные в диссертации и выносимые на защиту, являются новыми. На защиту выносятся следующие результаты, определяющие практическую ценность и научную новизну диссертации:

- Из анализа экспериментальных данных EDELWEISS-I и построения модели фона была выяснена природа событий в области экспериментального поиска WIMP с криогенными детекторами-болометрами: события с неполным сбором заряда на поверхности от следовых загрязнений дочерними продуктами распада радона и органическими соединениями, содержащими ^{14}C .
- В EDELWEISS-II были использованы детекторы, применение которых позволило эффективно подавлять фоновые события от загрязнений на их поверхности, в результате чего при длительном наборе данных было получено лучшее минимальное сечение на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон, которое составило $4,4 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ (90% CL) для WIMP с массой 85 ГэВ/с 2 .
- Результаты EDELWEISS-II закрыли результаты DAMA, интерпретируемые как неупругое рассеяния WIMP, для масс $> 90 \text{ ГэВ/с}^2$.
- В EDELWEISS-III были поставлены ограничения (90% CL) на сечение

рассеяния WIMP-нуклон на уровне: $\sigma = 1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ и $6,9 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP с массой $m_\chi = 4 \text{ ГэВ/с}^2$ и $m_\chi = 30 \text{ ГэВ/с}^2$, соответственно. Результаты, полученные EDELWEISS-III, полностью исключили область предположительной регистрации частиц темной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, эти ограничения на сечение взаимодействия WIMP-нуклон позволили проверить положительные результаты, полученные с тем же ядром (Ge), в эксперименте CoGeNT.

- Получены ограничения на солнечные аксионы: из данных EDELWEISS-II $g_{A\gamma} < 2,13 \text{ ГэВ}^{-1}$ получена из солнечного канала Примакова, что ограничивает модели аксионов в диапазоне масс $\sim 1-100 \text{ эВ}$ для адронных аксионов. Независимая от модели оценка g_{Ae} , полученная в результате поиска аксионов комптоновского-тормозного излучения на Солнце, достигает лучшей чувствительности, чем косвенная оценка, полученная из измерений потока солнечных нейтрино. Объединение результатов всех солнечных акционных каналов обеспечивает широкий диапазон исключения массы, зависящий от модели, $0,91 \text{ эВ} < m_A < 80 \text{ кэВ}$ и $5,73 \text{ эВ} < m_A < 40 \text{ кэВ}$ для двух наиболее распространенных моделей невидимых аксионов DFSZ (Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitskii) и KSVZ (Kim-Shifman-Vainstein-Zakharov), соответственно.
- Из данных EDELWEISS-III из поиска аксионов от Солнца получены следующие ограничения на параметры связи $g_{Ae} < 1,1 \times 10^{-11}$ и $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}} < 3,5 \times 10^{-17}$ (90% CL). Нами также получены ограничения на поглощение бозонных частиц темной материи, которые могли бы составлять галактическое гало темной материи. Получены ограничения мирового уровня на ALP и скрытой фотонной темной материи в диапазоне масс $0,8 - 500 \text{ кэВ/с}^2$.

- С новейшими детекторами EDELWEISS-LT удалось провести поиск различных частиц кандидатов темной материи в лаборатории на поверхности и в подземной лаборатории. Благодаря уникальным свойствам новых детекторов, в измерениях EDELWEISS-LT, выполненных на поверхности, был получен самый строгий экспериментальный предел для спин-независимых взаимодействий WIMP-нуклон в области масс выше 600 МэВ/с^2 . В измерениях, выполненных в LSM, благодаря использованию внутреннего усиления Неганова-Трофимова-Люка, удалось достичь рекордного энергетического разрешения на уровне $0,53$ электрон-дырочных пар. Из анализа накопленных данных были получены ограничения на взаимодействия сверхлегких частиц темной материи на электронах и на поглощение бозонной темной материи. Новые ограничения существенно улучшают предыдущие результаты.
- Ряд новых результатов получен при тщательном изучении фонов, так впервые экспериментально получена скорость наработки космическим излучением трития в германии, равная 82 ± 21 ядер трития/кг/день.
- При проведении EDELWEISS удалось создать и ввести в эксплуатацию новейшие детекторы, которые стали основой для эксперимента Ricochet, направленного на прецизионное исследование когерентного рассеяния нейтрино с целью поиска Новой физики.

Степень достоверности и апробация результатов.

Основные результаты диссертации докладывались автором на следующих конференциях:

The 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2020); Рабочее совещание: “Тёмная материя: теоретические предложения и экспериментальные поиски” 2020, ЛТФ, ОИЯИ, Дубна; New Trends in High-Energy Physics, 2018, Бечичи, Черногория; VLVnT-2018,

Дубна, Россия; International Workshop «40 years IN2P3-JINR collaboration anniversary», The International Workshop on Non-Accelerator New Physics, (2013); German-JINR projects in Astroparticle Physics: status and perspectives; International Workshop “Low Threshold Detectors and Their Application in Neutrino Physics”(2013), нескольких International Conference on Nuclear Physics “Nucleus”, Рабочее совещание по возможности применения сцинтилляционных кристаллов LiF в экспериментах по поиску частиц темной материи, ИЯИ РАН (2012), 9-я Международная Байкальская Школа по Физике Элементарных Частиц и Астрофизике (2009), 2nd Topical Workshop in Low Radioactivity Techniques, CNRS and Laboratoire Souterrain de Modane, Aussois, Франция.

Результаты работ, положенных в основу диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в ряде ведущих отечественных институтов: НИЯУ МИФИ, ВГУ, ИЯИ и др. Ежегодно результаты проводимой работы обсуждались на Семинаре по физике низких энергий и структуре атомного ядра ЛЯП ОИЯИ. Раз в три года результаты докладывались на лабораторном семинаре ЛЯП ОИЯИ. Проводились семинары в других лабораториях Института (ЛТФ, ЛФВЭ).

Автор диссертации читал лекции по направлению исследований: 3-я весенняя школа ОИЯИ–Болгария, г. Бачиново, Болгария: “Experimental non accelerator neutrino physics and astrophysics in JINR”; лекции для студентов физфака ВГУ (Воронежский ГУ, 2011 год): “Поиск небарионной темной материи ядерно-физическими методами”; лекция на 14-й Международной школе по физике нейтрино и астрофизике (Саров, 2022 год): “Direct search for Dark Matter”.

Достоверность диссертации определяется публикацией всех представленных результатов в ведущих рецензируемых журналах. В течение последних двух десятилетий результаты прямого поиска частиц темной материи при помощи детекторов-болометров оказывали существенное влияние на разви-

тие данной области физики, свидетельством чего является общий индекс цитирования работ, составляющий несколько тысяч. Наиболее цитируемые работы¹ [5]: 350 раз, [6]: 200 раз, [7]: 170 раз, [8]: 137 раз, [9]: 124 раза, [10]: 116 раз, [11]: 110 раз, [12]: 104 раза и [13]: 104 раза.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 33 печатных работах, из них 28 статей в рецензируемых журналах [5–32] и 5 статей в сборниках трудов конференций [33–37].

Личный вклад автора. Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад докторанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Автор является одним из руководителей экспериментальной программы EDELWEISS и руководителем проекта EDELWEISS в ОИЯИ.

С целью выполнения описанных в диссертации исследований в ЛЯП ОИЯИ была создана группа, которая активно участвовала в решении всех значимых задач эксперимента. В частности, в:

- Создании новых германиевых детекторов, а именно детекторов с низким порогом регистрации для изучения легких WIMP; Установке и тестах новых детекторов в подземном лаборатории, наладке систем набора данных;
- Создании экспериментальной инфраструктуры проекта в подземной лаборатории LSM и в ЛЯП ОИЯИ;
- Разработке процедур и методов понижения общего радиоактивного уровня установки и ее окружения, в частности процедур по сертификации новых радиоактивных источников, по использованию радиоак-

¹ В соответствии с <https://scholar.google.com/> на 1 августа 2022 года

тивных источников в низкофоновом эксперименте, по работе в чистой комнате и т.д.

- Организации набора данных (включая как каждодневные регулярные процедуры, например регенерацию детекторов, так и подготовку и проведение специальных калибровочных измерений с гамма и нейтронными источниками для выяснения характеристик детекторов и их стабильности во времени);
- В экспериментальном изучении фона, в частности контроле уровня радиона и поля быстрых и тепловых нейтронов в подземной лаборатории - месте проведения эксперимента; Создании детекторов для таких исследований. Проведении отбора материалов по их минимальному радиоактивному загрязнению с HPGe детекторами, и другими современными методами. Разработке новейших методов проведения таких исследований;
- Моделировании детекторов и анализе экспериментальных данных;
- Подготовке публикаций на основе полученных в эксперименте результатов.

В ходе выполнения проекта под руководством автора диссертации в ОИЯИ были защищены две диссертации к.ф.-м.н. (С.В. Розов и А.В. Лубашевский).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 7 глав, заключения, словаря терминов и библиографии. Общий объем диссертации [248](#) страниц, включая 85 рисунков и 17 таблиц. Библиография включает 230 наименований.

Во введении обсуждаются основные научные проблемы и вопросы, решению которых посвящена диссертация.

В первой главе обсуждается самое общее введение в проблему небарийонной темной материи и прямого поиска, составляющих ее частиц. Основой всех представленных исследований является современная стандартная космологическая модель Λ CDM. В конце двадцатого века начала вырисовываться картина с превалированием темной массы во Вселенной, при этом оказалось, что сама темная материя по большей части состоит из одной или нескольких неизвестных нам элементарных частиц. Поиск таких частиц в широком диапазоне масс является одновременно и важным тестом Новой физики. Убедительные доказательства, указывающие на существование темной материи, оставляют самый важный вопрос без ответа: что такая темная материя? Самый эффективный способ ответить на этот вопрос - найти темную материю, т.е. зарегистрировать ее в лаборатории. Из-за огромной значимости проблемы для современной науки, десятки независимых экспериментов по прямому и непрямому поиску частиц темной материи создают среду, которая является одновременно высоко конкурентной и в тоже время взаимодополняющей.

Во второй главе диссертации приводится тщательный анализ данных измерений в фазе EDELWEISS-I, с целью определения фонов и принятия решений, которые оказали влияние на создание установки EDELWEISS-II, ставшей базой для всех последующих этапов эксперимента. В ходе проведения современных экспериментов, изучающих редкие события, зачастую только сама установка может дать информацию об уровнях фонов и помочь выявить их природу. Это приводит к необходимости реализации экспериментальной программы через этапы, на каждом из которых требуется усовершенствовать установку на основе аккумулированных данных. Основной выявленной проблемой при анализе фонов EDELWEISS-I является фон от событий с неполным сбором заряда в детекторе от ничтожных загрязнений на поверхности. Его устранение оказалось невозможным без привлечения новых технологий, реализованных в EDELWEISS-II

В третьей главе диссертации дается обзор реализации эксперименталь-

ной программы EDELWEISS-II и получены важные ограничения на параметры частиц ТМ. В этой фазе эксперимента было найдено решение проблемы фона на поверхности, который ограничивал чувствительность эксперимента. Были применены детекторы со специальной схемой электродов, описание которой дается в этой главе диссертации (ID детекторы). В ходе реализации экспериментальной программы EDELWEISS-II было использовано 10 ID детекторов. После 14 месяцев измерений было накоплено $384 \text{ кг} \times \text{дней}$ данных поиска WIMP. Используя эти данные, нам удалось поставить ограничения мирового уровня на взаимодействие WIMP-нуклон:

- Минимальное сечение на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон составило $4,4 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ (90%CL) для WIMP с массой 85 ГэВ/с².
- Полученный предел на сечение неупругого рассеяния закрывает результаты DAMA для всех WIMP с массой более 90 ГэВ/с².
- Проведенный совместный анализ данных с CDMS позволил улучшить ограничения на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон. Для WIMP с массой 90 ГэВ/с² получено наилучшее ограничение $3,3 \times 10^{-44} \text{ см}^2$.

В четвертой главе диссертации описана реализация EDELWEISS-III фазы эксперимента, первоначальной целью которого являлось достижение чувствительности к сечению WIMP-нуклон лучше 10^{-45} см^2 для масс WIMP $\sim 50 \text{ ГэВ/с}^2$ с $12000 \text{ кг} \times \text{дней}$ данных. Для улучшения чувствительности эксперимента до нужного уровня, наряду с увеличением статистики в десятки раз, было необходимо существенно понизить индекс ожидаемого фона. В частности, нейтронный фон, связанный с остаточной радиоактивностью электроники, коннекторов и кабелей, расположенных внутри и на криостате установки, было необходимо подавить, по крайней мере, на порядок. Еще

один потенциальный источник фоновых событий для поиска WIMP – события, которые возникают в области детектора, где на электрическое поле велико влияние охранного электрода. Для решения данной проблемы были созданы новые детекторы с кольцевыми электродами улучшенной конструкции (Fully Interdigitized Detectors, или, сокращенно: FID800 детекторы): все поверхности этих детекторов, включая боковые, имеют систему кольцевых электродов. В ходе выполнения EDELWEISS-III ряд параллельно идущих экспериментов заявили о наблюдении частиц ТМ в области относительно малых масс WIMP, исследование которой требует хорошего энергетического разрешения. В это же время, проведение экспериментов с сжиженными благородными газами (Ar, Xe) значительно улучшило ограничение на сечение WIMP-нуклон для масс более $20 \text{ ГэВ}/c^2$. Поэтому основной анализ данных EDELWEISS-III был проведен для области малых масс. Поставлены ограничения (90% C.L.) на сечение рассеяния WIMP-нуклон на уровне: $\sigma = 1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ и $6,9 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP с массой $m_\chi = 4 \text{ ГэВ}/c^2$ и $m_\chi = 30 \text{ ГэВ}/c^2$, соответственно. Результаты, полученные EDELWEISS-III, полностью закрывают области предположительной регистрации частиц темной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, наше ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон позволило проверить положительные результаты, полученные с тем же “обычным веществом” детектора – ${}^{\text{nat}}\text{Ge}$, в эксперименте CoGeNT [38].

Пятая глава диссертации посвящена одной из важнейших проблем в экспериментах по поиску исследованию редких событий – проблеме фона. Понимание фонов является одной из основных задач таких экспериментов для корректной интерпретации получаемых данных. В данной главе диссертации были в деталях описаны фоновые условия в EDELWEISS-II и их улучшение для последующих фаз эксперимента. Тщательная и многолетняя работа, проделанная по изучению фонов и нахождение методов их устранения, привела к созданию установки, имеющей возможность проводить прямой

поиск частиц на мировом уровне.

При анализе космогенных фонов в Ge детекторах EDELWEISS-III нам удалось установить важные для будущего развития техники низкофоновых измерений скорости наработки ряда долгоживущих изотопов, дающих вклад в низкоэнергетический спектр. Впервые экспериментально была получена скорость наработки космическим излучением трития в германии, равная 82 ± 21 ядер трития/кг/день. Эти данные особенно ценные для нейтринных экспериментов по исследованию когерентного рассеяния нейтрино на ядрах германия.

В шестой главе диссертации мы показали, что детекторы и установка, первоначально разработанные для прямого поиска частиц темной материи в форме WIMP, являются высокоэффективными для исследования аксионов. Данные EDELWEISS-II и -III фаз эксперимента были использованы для поиска аксионов для различных сценариев их происхождения. Некоторые из полученных результатов обеспечивают наилучшие ограничения из прямого поиска. Из EDELWEISS-II $g_{A\gamma} < 2,13 \text{ ГэВ}^{-1}$, полученная из солнечного канала Примакова, ограничивает модели аксионов в диапазоне масс $\sim 1 - 100 \text{ эВ/с}^2$ для адронных аксионов. Примечательно, что независимая от модели оценка g_{Ae} , полученная в результате поиска аксионов комптоновского-тормозного излучения на Солнце, достигает лучшей чувствительности, чем косвенная оценка, полученная из измерений потока солнечных нейтрино. Объединение результатов всех солнечных акционных каналов обеспечивает широкий диапазон исключения массы, зависящий от модели: $0,91 \text{ эВ/с}^2 < m_A < 80 \text{ кэВ/с}^2$ в рамках DFSZ и $5,73 \text{ эВ/с}^2 < m_A < 40 \text{ кэВ/с}^2$ для аксионов KSVZ.

Из данных EDELWEISS-III из поиска аксионов от Солнца получены следующие ограничения на параметры связи $g_{Ae} < 1,1 \times 10^{-11}$ и $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}} < 3,5 \times 10^{-17}$ (90% C.L.). Также получены ограничения на поглощение бозонных частиц темной материи, которые могли бы составлять галактическое гало ТМ. Получены ограничения мирового уровня на ALP и скрытой фотонной

темной материи в диапазоне масс $0,8 - 500$ кэВ/с 2 .

В седьмой главе диссертации приводится актуальный статус исследований. Благодаря хорошему энергетическому разрешению и низкому порогу регистрации, детекторы-болометры позволяют проводить поиск частиц темной материи в областях масс недоступных для Ar/Xe детекторов (легких WIMP и аксионо-подобных частиц в области низких энергий). При этом, как не удивительно, отрицательные результаты больших экспериментов мотивируют развивать технологии болометрических измерений до своих предельных параметров и увеличивают актуальность поиска в области легких масс. С новыми детекторами EDELWEISS удалось провести поиск различных частиц кандидатов темной материи в лаборатории на поверхности и в подземной лаборатории. Благодаря уникальным свойствам новых детекторов результат EDELWEISS на поверхности устанавливают самый строгий экспериментальный предел для спин-независимых взаимодействий WIMP-нуклон в области масс выше 600 МэВ/с 2 . В измерениях в подземной лаборатории удалось достичь разрешения в 0,53 электрон-дырочных пар с использованием усиления Неганова-Трофимова-Люка. Из анализа накопленных данных были получены ограничения на взаимодействия сверхлегких частиц темной материи на электронах и на поглощение бозонной темной материи. Новые ограничения существенно улучшают предыдущие результаты. Разработанные EDELWEISS детекторы являются основой для нового проекта *Ricochet*, цель которого – прецизионное изучение свойств нейтрино по изучению спектра ядер отдачи при упругом когерентном рассеянии, с энергиями менее 100 эВ, где ожидается проявление Новой физики.

В заключении подводятся итоги проделанной работы.

Глава 1

Проблема темной материи и подходы к ее экспериментальному поиску.

История развития нашей цивилизации связана с желанием понять окружающую нас Вселенную. В начале единственным прибором, позволявшим проводить наблюдения за движением звезд и планет, были наши собственные глаза. Однако, сила человеческого разума смогла преодолеть эти ограничения и произвести существенные прорывы в понимании космоса: от модели Аристотеля с Землей в центре, до революции, сделанной Коперником, поместившим Солнце в центр Солнечной системы [39]. Развитие технологий немедленно приводило к новым открытиям в естественных науках. Создание телескопа в начале 15 века дало возможность провести невероятные наблюдения, и уже при одном из его первых применений Галилео Галилей пришел к выводу о бесчисленном количестве звезд в Млечном пути [40]. В двадцатом веке развитие всех технологий и науки в целом привело к тому, что мы наконец начали понимать как устроена Вселенная, как она возникла, какие физические законы в ней работают. Однако, полученные ответы поставили и новые интригующие вопросы, решением которых и занимается современная наука.

Одной из таких загадок является темная материя. История вопроса относится к началу двадцатого века, когда первые прецизионные наблюдения за движением космических объектов: звезд в галактике, скоплений галактик, свидетельствовали о наличии скрытой невидимой массы. Собственно говоря, наличие не излучающих свет объектов, темной материи, не представляет проблемы само по себе. Такими объектами могли быть планеты, астероиды, холодный межзвездный газ. Однако, в конце двадцатого века начала вырисовываться картина с превалированием темной массы во Вселенной, при этом

оказалось, что сама темная материя по большей части состоит из одной или нескольких неизвестных нам элементарных частиц, т.е. не из электронов, протонов, нейтронов или известных нейтрино, и является небарионной [4]. При этом, в Стандартной модели нет частиц, подходящих на роль темной материи, поэтому поиск таких частиц в широком диапазоне масс является одновременно и важным тестом Новой физики. Поэтому, в настоящее время экспериментальное обнаружение частиц темной материи стало центральной проблемой как для физики частиц, так и для астрофизики. Изучение ведется широким фронтом: астрофизические и космологические данные, ускорители, прямые и непрямые поиски в лабораториях. Наиболее значимые данные, приводятся в следующих разделах первой главы.

1.1. Космологические и астрофизические данные, неопровергимые доказательства

1.1.1. Λ CDM

Современная стандартная космологическая модель Λ CDM несет в своем названии указание на общепринятую в космологии картину Вселенной, лямбда — это лямбда-член, отвечающий за темную энергию, CDM — это Cold Dark Matter (холодная темная материя). Параметрами модели являются плотность барионов и темной материи по отношению к критической плотности. Критическая плотность определяется как плотность энергии необходимой для пространственно ограниченной Вселенной. Результаты космического детектора PLANCK, направленного на изучение анизотропии реликтового микроволнового излучения (СМВ) (рисунок 1.1), говорят нам о том, что наша Вселенная пространственно практически однородна [41, 42].

В вышеуказанном эксперименте наблюдались небольшие температурные флуктуации реликтового излучения. Их спектр мощности показан на рисун-

ке 1.2. Относительная высота пиков в этом спектре напрямую зависит от состава Вселенной, причем количество ТМ оказывает значительное влияние на более высокие мультипольные пики. Эти отношения могут быть смоделированы численно, и путем сопоставления моделей со спектром мощности СМВ можно найти относительное содержание каждого компонента. Для объяснения наблюдавшихся возмущений необходимо, чтобы возмущения плотности и гравитационного потенциала обеспечивались другим (небарионным) веществом, не связанным с излучением к моменту рекомбинации. Из этих данных было получено, что ТМ составляет 26,8% от критической плотности. В тоже время, эти измерения показывают, что 4,9% от общей энергии-массы Вселенной составляет обычная барионная материя. Оставшиеся 68,3% приходятся на темную энергию, субстанцию, природа которой практически полностью не известна, но которая по всей видимости отвечает за продолжающееся с ускорением расширение Вселенной. Результаты современных экспериментов PLANCK и WMAP [43] по сути заново поставили старый вопрос о ТМ перед современной физикой и астрофизикой, значительно прибавив доказательный вес тому, что темная материя состоит из частиц.

1.1.2. Кинематика движения космических тел

Ранние свидетельства о существовании скрытой массы относятся к наблюдениям Джеймса Джинса, Яacobуса Каптейна, Бертилья Линдблада, Яна Оорта [44] и др., выполненным в 1920–1930 гг, из изучения кинематики ближайших к Солнцу звезд. Однако, рождением физики ТМ многими считается 1933 год, когда Франц Цвики провел наблюдение и анализ красного смещения индивидуальных галактик в скоплении галактик Волосы Вероники [45]. Его наблюдения показали, что радиальные скорости соответствуют значительно большей массе, чем масса основанная на оптических наблюдениях. Другими словами: скорости отдельных галактик были слишком высоки, что-

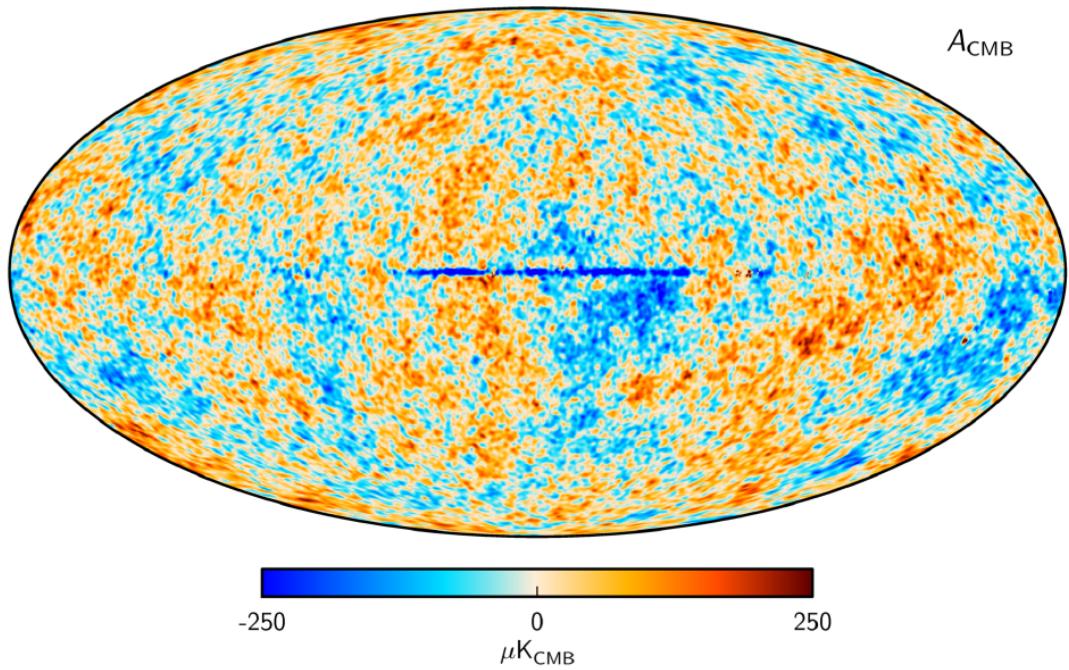


Рис. 1.1. Температурная карта реликтового микроволнового излучения, полученная PLANCK из [42].

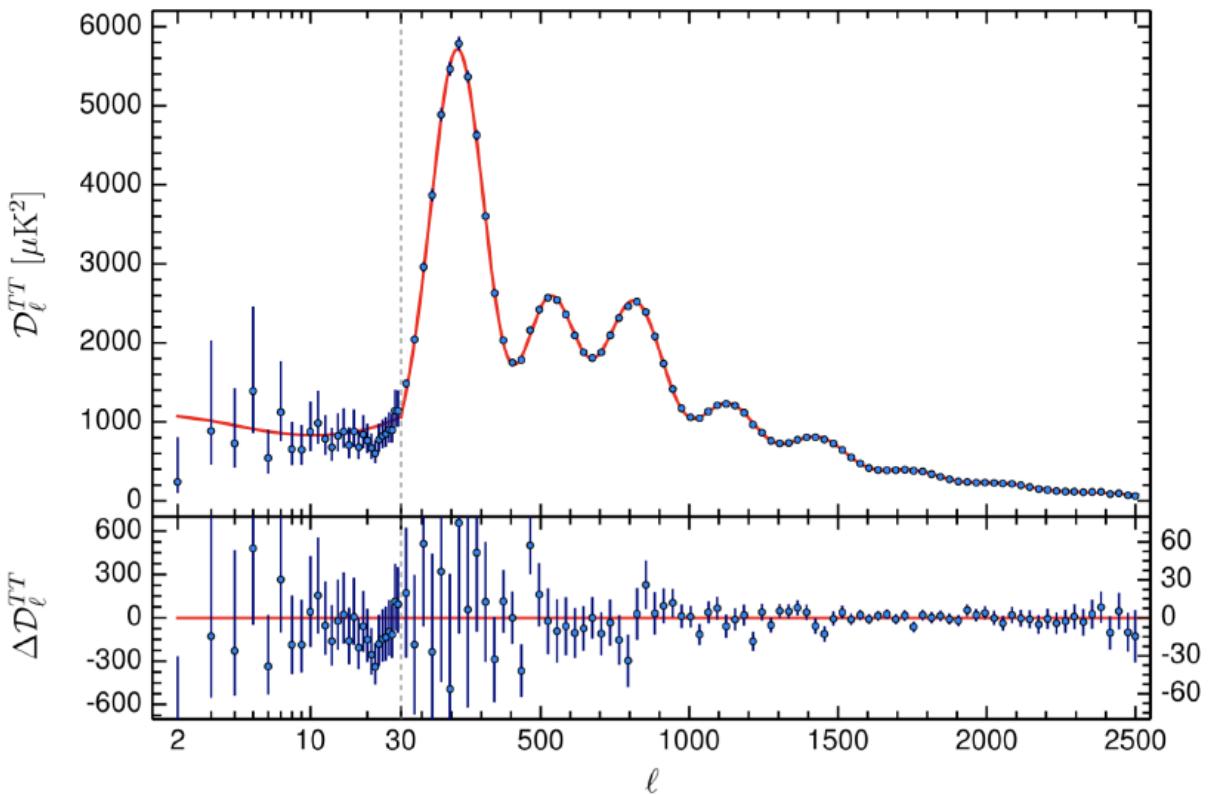


Рис. 1.2. Спектр мощности СМВ. Относительные высоты и положения пиков модельно связаны с составом ранней Вселенной и помогают определить относительное количество темной энергии, темной материи, барионной материи и излучения. Точки данных получены из наблюдений СМВ, а красная кривая является наилучшим результатом численных моделей. Рисунок взят из [42].

бы составлять связанное скопление. А масса скопления, полученная из собственных скоростей отдельных галактик, полученных из дисперсии красного смещения, значительно (в 500 раз) отличалась в большую сторону от массы скопления, полученной по суммарным светимостям галактик и их красному смещению. Такое значительное отличие было невозможно объяснить без введения дополнительной массы, например абсорбцией света. При своем анализе Цвики использовал теорему вириала из классической механики о связи между средним значением суммарной кинетической энергии системы частиц, движущихся в ограниченной области пространства, и действующими в этой системе силами. Для связанной системы из N частиц, средняя во времени суммарная кинетическая энергия может быть записана как:

$$\langle T \rangle = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^N \langle \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \rangle, \quad (1.1)$$

где \vec{F}_k – сила, действующая на частицу k , находящуюся в \vec{r}_k . Если потенциальная энергия между частицами в системе описывается законом $V \propto r^n$, то теорема вириала принимает вид:

$$2\langle T \rangle = n\langle V \rangle, \quad (1.2)$$

где, в случае гравитационного потенциала, $n = -1$. Это важный закон, который простым образом показывает, что в системе с большей массой (большим гравитационным потенциалом) средняя кинетическая энергия отдельных частиц будет больше. Наблюдения Цвики уже в 1936 году нашли подтверждения в наблюдениях за скоплением Девы, выполненных Сенклером Смитом [46].

Изучать движение звезд в галактиках оказалось гораздо труднее. Тем ни менее, при тщательном изучении кинематики движения звезд в спиральных галактиках [47] (рисунок 1.3), оказалось, что звезды движутся так, как

будто имеется огромное гало темной материи, простирающееся далеко за пределы видимой области. Простыми словами – звезды, имея наблюдаемые скорости, в отсутствии скрытой массы должны были давно покинуть пределы галактики. Однаковое поведение наблюдается для всех исследованных галактик. Эти результаты, полученные в конце 1970х годов, были важной вехой в утверждении значимости ТМ для астрофизики и космологии.

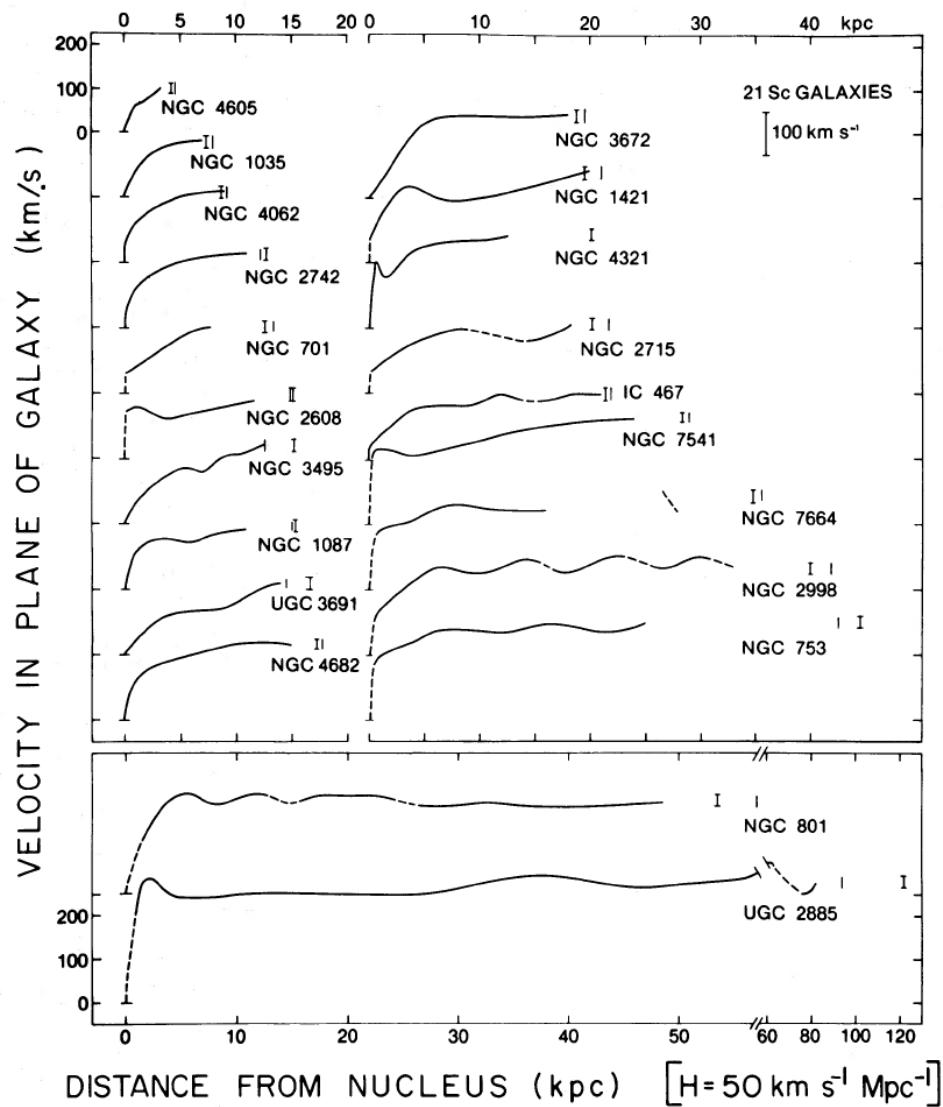


Рис. 1.3. Ротационные кривые распределения скоростей в спиральных галактиках из [47].

1.1.3. Гравитационное линзирование

Кинематическое рассмотрение движения галактик и звезд в галактиках является самым наглядным примером существования скрытой массы, однако эти аргументы требуют предположений о вириализации, гидростатическом равновесии, о замкнутости системы, которые никогда не бывают в точности верными и иногда сильно нарушаются.

Гравитационное линзирование обеспечивает метод оценки масс скоплений, который не зависит от этих предположений. Изучение гравитационного линзирования скоплений галактик подтверждает существование темной материи, избегая каких-либо непрямых предположений о массе скоплений. Идея состоит в том, что скопление гравитационно преломляет свет, излучаемый фоновой галактикой. Изучение такого линзирования наглядно продемонстрировало, что в дополнение к ожидаемым и видимым объектам кластеры имеют равномерно распределенную массу [48].

Совсем недавно изучение кластерного линзирования дало еще более впечатляющее прямое эмпирическое доказательство существования темной материи [49]. В работе были представлены новые наблюдения со слабым линзированием кластера галактик Пуля ($z = 0,296$), уникального кластерного слияния, наблюдение которого позволило напрямую обнаружить темную материю, независимо от предположений относительно природы закона гравитационных сил. Из-за столкновения двух скоплений бессипативная звездная составляющая и флюидоподобная рентгеновская плазма пространственно разделены. Карты гравитационного линзирования (рисунок 1.4) показывают, что гравитационный потенциал не отслеживает распределение плазмы, доминирующего компонента барионной массы, а скорее приблизительно отслеживает распределение галактик.

Розовая область на рисунке 1.4, справа, – это горячий газ (нормальная

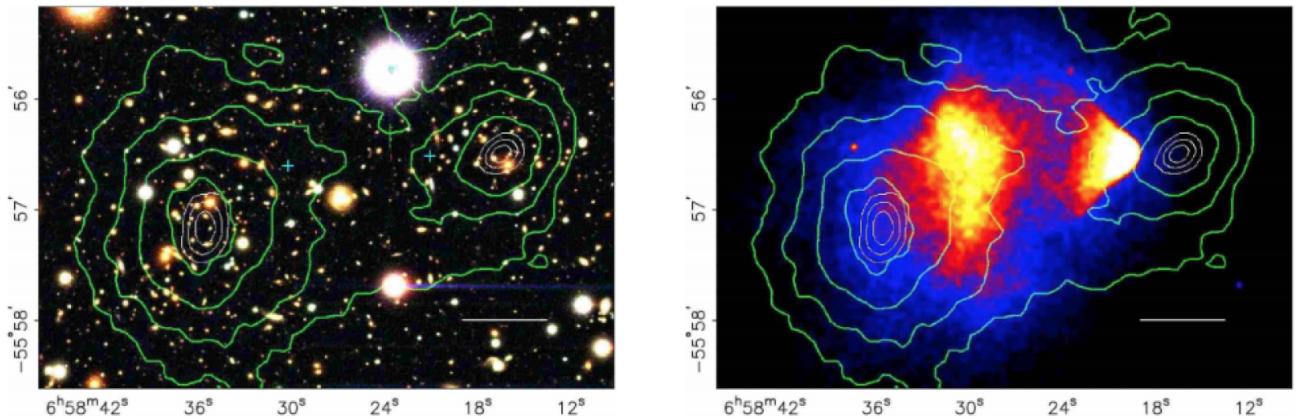


Рис. 1.4. Восстановление распределение массы в кластере Пуля по гравитационному линзированию [49].

материя). Он зарегистрирован рентгеновской обсерваторией *Chandra*¹. При столкновении горячий газ наиболее подвержен “трению”, поэтому отстает от звезд и темной материи. Темная материя, распределение которой получено из гравитационного линзирования, изображена синим. Пространственное смещение центра общей массы со значением 8σ от центра пиков барионной массы не может быть объяснено изменением закона гравитации и, таким образом, доказывает, что большая часть материи в системе невидима.

1.2. Методы поиска ТМ

Убедительные доказательства, указывающие на существование темной материи, оставляют самый важный вопрос без ответа: что такое темная материя? Самый эффективный способ ответить на этот вопрос - найти темную материю, т.е. зарегистрировать ее в лаборатории. Подтвержденное обнаружение частиц темной материи начало бы раскрывать ключевую информацию об этой недостающей массе, такую как масса составляющих ее частиц, силы, которыми эти частицы взаимодействует с обычной материи и между собой.

В целом существует три метода обнаружения частиц темной материи:

¹ <https://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>

прямое обнаружение, косвенное обнаружение и создание частиц темной материи на ускорителях.

- Прямое обнаружение: Эксперименты с прямым обнаружением направлены на непосредственное наблюдение за взаимодействием частиц ТМ с обычным веществом детектора в лаборатории, когда частицы ТМ проходят через Землю. Наиболее часто рассматриваемым является рассеяние на ядрах, результатом которого являются низкоэнергетические ядра отдачи. Всевозможные методики применяются для обнаружения таких ядерных отдач в разных детекторах. Эксперименты SuperCDMS [50], EDELWEISS [материалы этой диссертации] и CRESST [51] используют детекторы-болометры с охлаждением до мК температур для одновременного измерения ионизации и тепловой энергии, образующихся при взаимодействии частиц ТМ с веществом детекторов. Детекторы на сжиженных благородных газах измеряют сцинтилляцию, возникающую при взаимодействии частиц ТМ с жидким ксеноном или аргоном, и используются такими коллаборациями, как XENON [52], DarkSide [53], PandaX [54] и LUX [55]. Коллаборации SENSEI [56] и DAMIC [57] используют твердотельные многопиксельные устройства для обнаружения ионизации по массиву пикселей. Современные пузырьковые камеры используются коллаборацией PICO [58], TPC используются коллаборациями DRIFT [59], и экспериментами на сжиженных благородных газах (XENON, DarkSide и др.) и резонансные детекторы, используемые для исследования кандидатов в ТМ с чрезвычайно низкой массой. Основной проблемой прямого поиска является сильная зависимость интерпретации результатов от модели ТМ, тем ни менее именно эти эксперименты нужны для обнаружения частиц ТМ, составляющих гало ТМ нашей галактики.
- Косвенное обнаружение: Эксперименты по косвенному обнаружению

ищут продукты, образующиеся в результате аннигиляции частиц ТМ или, если темная материя нестабильна, результаты распада. Ожидается, что эти продукты в первую очередь будут представлять собой либо высокоэнергетические гамма-лучи, либо пары частица-античастица всевозможных частиц Стандартной модели. Эксперименты часто направлены на поиск избытка продуктов распада вокруг массивных объектов, таких как звезды или черные дыры, где гравитационное скопление ТМ вблизи этих объектов значительно увеличило бы вероятность аннигиляции или распада. Например, космический гамма-телескоп Ферми искал избытки гамма-излучения вокруг сверхмассивной черной дыры в центре Млечного Пути и проводил поиск карликовых сфероидальных галактик, чтобы установить ограничения на поперечное сечение самоаннигиляции для различных каналов аннигиляции. Кроме того, измерения избытка позитронов в космических лучах, полученный PAMELA и AMS-02, были использованы для ограничения ТМ [60, 61]. Большие нейтринные телескопы, такие как BAIKAL-GVD [62], создающийся при ключевом участии ОИЯИ, также являются чувствительным инструментом для непрямого поиска ТМ. Из-за огромного разнообразия явлений в космосе возникает основная проблема косвенного обнаружения – всегда найдется второе, третье и т.д. объяснение наблюдаемым отклонениям.

- Ускорители: Частицы темной материи также могут быть обнаружены путем их создания на ускорителях в реакциях частиц обычной материи. Особенно перспективным является проверка SUSY на Большом адронном коллайдере, исследуя частицы, образующиеся при столкновении протонных пучков [63], а также с помощью детектора Belle II с использованием электрон-позитронного коллайдера SuperKEKB [64]. Из-за того, что ТМ очень слабо связана с обычной материей, она может быть обнаружена только как недостающая масса или импульс среди

продуктов столкновения. В ускорительных экспериментах невозможно сказать является ли недостающая масса стабильной частицей, той самой которая составляет темное вещество во Вселенной. Следовательно, обнаружение ТМ на ускорителях должно быть подтверждено с использованием других методов [65].

Огромное количество экспериментов по поиску ТМ создает среду, которая является одновременно высоко конкурентной и в тоже время взаимодополняющей. Различные методы обнаружения лучше подходят для проверки определенных моделей и каналов взаимодействия. Кроме того, любое потенциальное открытие может быть подтверждено другими экспериментами, которые также чувствительны к предполагаемому взаимодействию ТМ. Эксперимент EDELWEISS и полученные результаты, представленные в этой диссертации, относятся к прямому поиску темной материи. В следующем разделе описываются различные модели ТМ, которые имеют отношение к прямому поиску.

1.3. Кандидаты на роль темной материи

С момента открытия ТМ с помощью астрофизических исследований было предложено много кандидатов на роль частиц ТМ. В общем, частицы ТМ существуют в неизвестном “темном секторе” и взаимодействуют с известными частицами Стандартной модели через некоторую посредническую силу. Мы не знаем, если этот неизвестный “темный сектор” состоит из нескольких, или только из одного типа частиц ТМ. Одно из основных предположений о частицах темной материи состоит в том, что они являются Слабо взаимодействующими массивными частицами (WIMP). Аргумент в пользу именно такой ТМ проистекает из определения усредненного по скорости сечения аннигиляции σ_v , которое приводит к наблюдаемой сегодня плотности ТМ. Как подробно описано в [63] наблюдаемое реликтовое количество ста-

бильных частиц ТМ, остающихся после периода охлаждения, соответствует $\sigma_v \approx 3 \times 10^{-27}$ см³/сек. Это значение оказывается примерно таким же, как по-перечное сечение аннигиляции для новой частицы со слабо-масштабным взаимодействием и массой ~ 100 ГэВ/с² [63]. Удивительно, но теории, выходящие за пределы Стандартной модели, независимо предсказывают появление новой частицы в этом диапазоне масс [66]. В частности, различные суперсимметричные модели (SUSY) [63, 67, 68] предсказывают новую частицу с массой от 20 до 300 ГэВ/с². Это удивительное совпадение между астрофизическими наблюдениями и теорией элементарных частиц было названо чудом WIMP, и, в результате, WIMP были основным кандидатом на поиск в экспериментах с прямым обнаружением в течение последних нескольких десятилетий. Хотя поиск WIMP продолжается, предпочтительное пространство параметров предполагаемого взаимодействия ТМ-стандартная модель для WIMP почти полностью исключено. В результате за последние несколько десятилетий появилось несколько других кандидатов на ТМ. Одним из таких кандидатов является новый бозон, или аксионо-подобная частица. Более подробно выполненный поиск таких частиц и сравнение с другими экспериментами описан в Главе 6.

1.4. Модель сигнала WIMP

Для сравнения разных экспериментов по прямому поиску между собой принимается стандартная модель гало темной материи со скоростями частиц темной материи, имеющими обрезанное сверху распределение Максвелла-Больцмана. В земной системе координат:

$$f(\vec{v}) = \begin{cases} \frac{1}{N_{\text{esc}}(2\pi\sigma_v^2)^{3/2}} \exp\left[-\frac{(\vec{v} + \vec{V}_{\text{lab}})^2}{2\sigma_v^2}\right] & \text{if } |\vec{v} + \vec{V}_{\text{lab}}| < v_{\text{esc}} \\ 0 & \text{if } |\vec{v} + \vec{V}_{\text{lab}}| \geq v_{\text{esc}} \end{cases} \quad (1.3)$$

где \vec{v} – скорость частиц ТМ, σ_v – дисперсия скорости связанный с локальной скоростью вращения v_0 так, что $\sigma_v = v_0/\sqrt{2}$, \vec{V}_{lab} и v_{esc} – скорость лаборатории и скорость вылета в галактической системе отсчета, N_{esc} – коррекция для ренормализации распределения, связанный со скоростью вылета (v_{esc}).

Дифференциальная скорость счета на мишени МТ определяется как [69]:

$$\frac{dR}{dE_r} = MT \times \frac{\rho_0 \sigma_0}{2m_\chi m_r^2} F^2(E_r) \int_{v_{\text{min}}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v \quad (1.4)$$

где ρ_0 – локальная плотность ТМ, m_χ – масса частицы ТМ, $m_r = m_\chi m_N / (m_\chi + m_N)$ – приведенная масса системы и σ_0 – спин-независимое сечение рассеяния. $F(E_r)$ – ядерный форм фактор. Обычно используется как стандарт форм-фактор Хелма [69]. Соответствующие параметры принимаются, как: $\rho_0 = 0,3 \text{ ГэВ/с}^2/\text{см}^3$, $v_0 = 220 \text{ км/сек}$, $V_{\text{lab}} = 232 \text{ км/сек}$ и $v_{\text{esc}} = 544 \text{ км/сек}$.

Одним из важнейших параметров для оценки ожидаемого сигнала в эксперименте является локальная плотность темной материи (рисунок 1.5).

Применение такой модели позволяет напрямую сравнивать экспериментальные данные, однако не означает, что эта модель верна, и что в действительности не реализуются более сложные сценарии распределения ТМ в Галактике. Например, существует альтернативная модель распределения темной материи в галактиках в виде диска [70], образующегося в результате дополнительного взаимодействия между частицами темной материи. В любом случае, проверить модели без наблюдения спектра, а еще лучше направления и спектра, частиц ТМ в лаборатории невозможно.

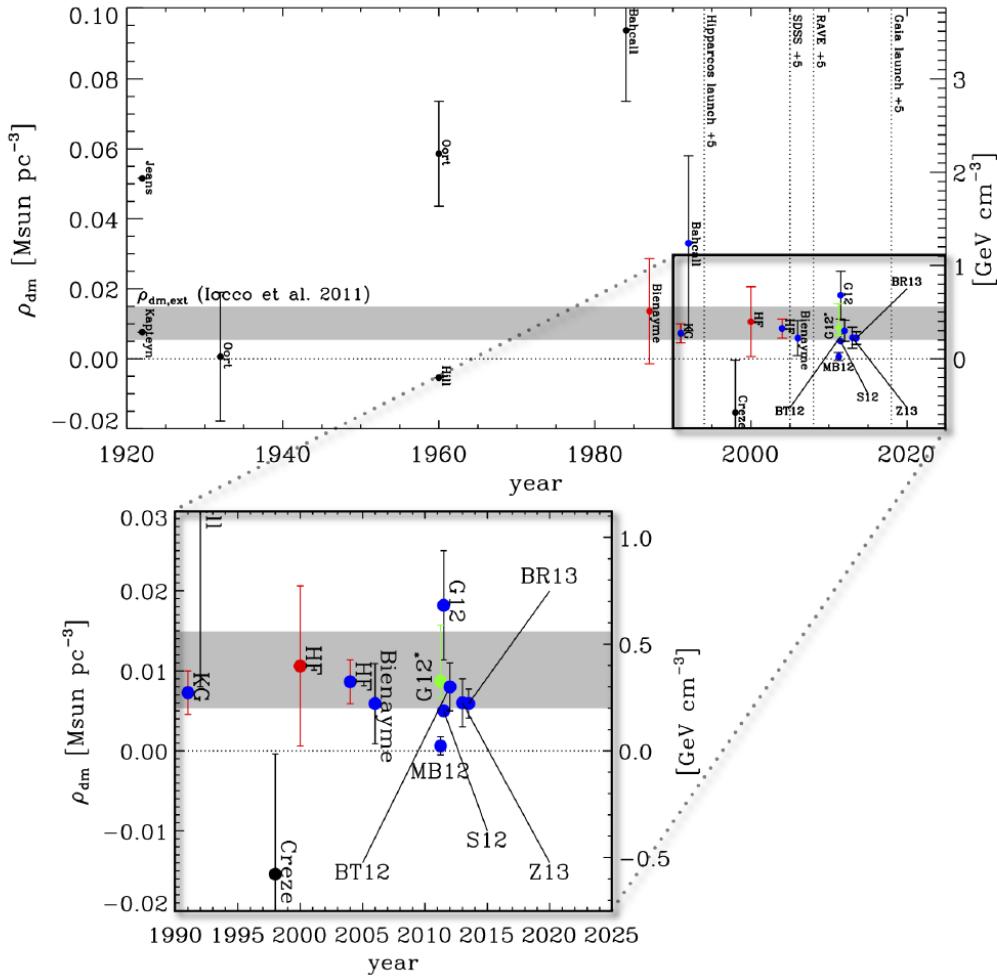


Рис. 1.5. Измерения локальной плотности темной материи на шкале времени. В настоящее время принятное значение составляет 0.3 ГэВ/см^3 . Серая полоса - это плотность ТМ, экстраполированная на все гало. Из [71].

1.5. Ограничения из прямого поиска WIMP

За последние два десятилетия усилия по прямому обнаружению и исследованию частиц темной материи в лаборатории остаются безуспешными. Это несмотря на то, что в ряде экспериментов на сжиженных благородных газах уже набраны эффективные экспозиции в тонны вещества в год (рисунок 1.6 [72]). В этих наборах данных положительного сигнала от темной материи обнаружено не было.

Прогресс в чувствительности к детектированию темной материи, достигнутый за последние 20 лет, впечатляет. Для примера приведены данные EDELWEISS и других экспериментов, полученные 20 лет назад (рису-

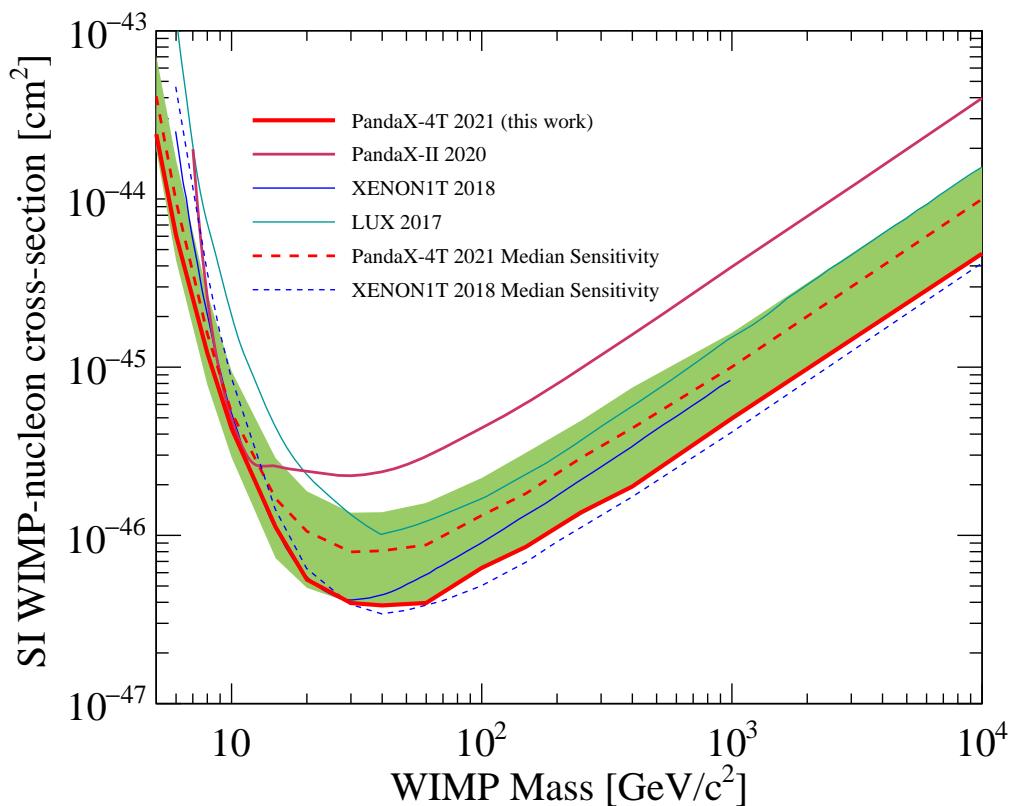


Рис. 1.6. Ограничения на спин-независимое взаимодействие, опубликованные PandaX-4T экспериментом [72], в сравнении с другими экспериментами на сжиженных благородных газах: LUX [55], XENON1T [52] и PandaX-II [54].

нок 1.7). При сравнении этого рисунка с 1.6 видно, что улучшение чувствительности составило 100000 раз.

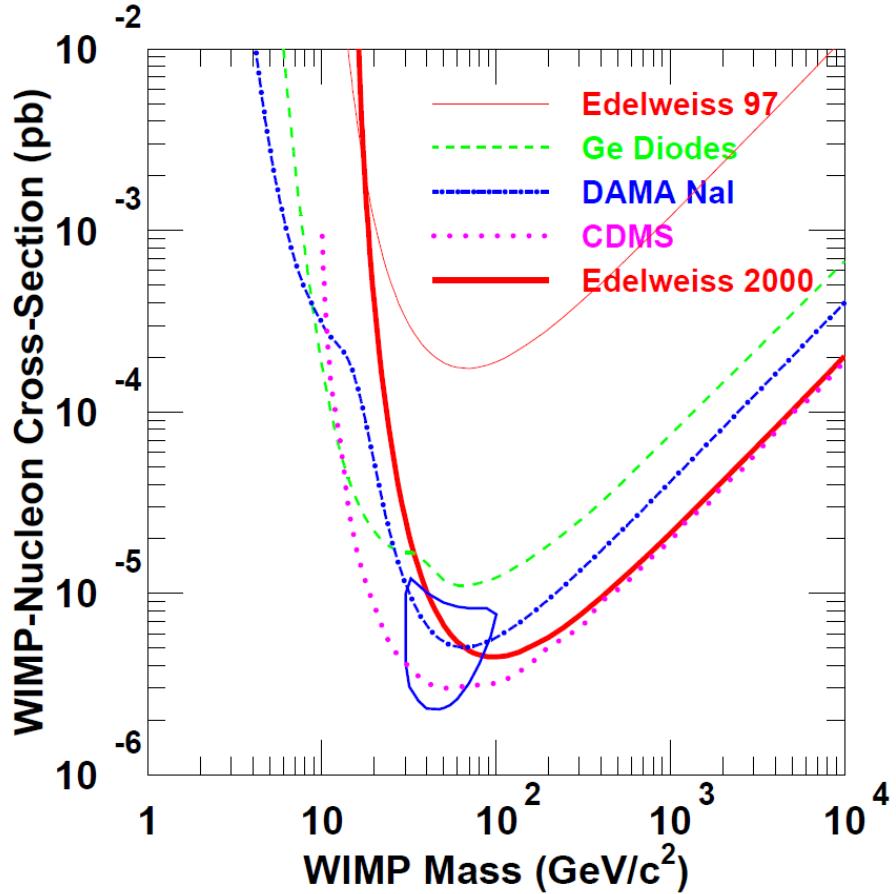


Рис. 1.7. Ограничения на спин-независимое взаимодействие, опубликованные EDELWEISS в 2000 году.

Отсутствие результатов “больших” экспериментов мотивирует развивать альтернативные технологии, которые позволяют расширить область поиска. Например, технологии болометрических измерений увеличивают чувствительность поиска в области легких масс (Глава 7). Конечно, мотивацией для расширения поиска также является отсутствие доказательств SUSY на Большом адронном коллайдере. Все это приводит и к появлению новых теоретических моделей, отдающих предпочтение частицам массой меньше 10 ГэВ/с² (например, модели асимметричной темной материи [73]).

1.6. Выводы к первой главе

Первая глава посвящена самому общему введению в проблему небарийонной темной материи и прямого поиска, составляющих ее частиц.

Из-за огромной значимости проблемы для современной науки, десятки независимых экспериментов по прямому и непрямому поиску частиц темной материи создают среду, которая является одновременно высоко конкурентной и в тоже время взаимодополняющей. Различные методы обнаружения лучше подходят для проверки определенных моделей и каналов взаимодействия. Кроме того, любое потенциальное открытие может быть подтверждено другими экспериментами, которые также чувствительны к предполагаемому взаимодействию ТМ. Эксперимент EDELWEISS и полученные результаты, представленные в этой диссертации, относятся к прямому поиску частиц темной материи. Проведенные исследования, как будет показано в следующих главах, имели важную роль в общем развитии экспериментального поиска на мировом уровне.

Глава 2

Использование германиевых детекторов болометров в эксперименте EDELWEISS. Понимание фоновых условий.

2.1. Необходимость создания установки EDELWEISS, основные подходы и методы

Согласно астрофизическим данным темная материя является небарионной и состоящей из одной или нескольких элементарных частиц, однако не из электронов, протонов, нейtronов или известных нейтрино. Возможными кандидатами являются аксионы, стерильные нейтрино, и как наиболее интересный вариант, частицы, сгруппированные под общим термином WIMP, что означает слабовзаимодействующие массивные частицы, такие например, как легчайшая суперсимметричная частица. В большинстве современных суперсимметричных моделей стабильные WIMP частицы возникают естественным образом, примером чего является нейтралино. Таким образом, экспериментальное обнаружение WIMP становится центральной проблемой как для физики частиц, так и для астрофизики.

На рубеже 20–21 веков для физики стало очевидным, что большая часть Вселенной не исследована, а свойства частиц составляющих ТМ не известны. Было понятно, что сечение взаимодействия WIMP-нуклон находится на уровне или ниже электрослабого масштаба, и ожидаемые частоты событий соответственно низки. Поэтому идентификация взаимодействия WIMP в детекторе в лаборатории является сложной задачей, в основном из-за того, что частота взаимодействий WIMP очень мала по сравнению с частотой событий, ожидаемой от фоновой радиоактивности. Кроме того, энергии от-

дачи, создаваемые упругим рассеянием WIMP-ядро, малы: в диапазоне до нескольких десятков кэВ. Поэтому для поиска и исследования ТМ в лаборатории необходимы детекторы: 1) массой в кг и больше, 2) имеющие хорошее энергетическое разрешение и низкий порог, 3) с минимальным уровнем собственного радиоактивного фона. Дополнительными важными параметрами являются возможность проводить длительные исследования со стабильным откликом детекторов и масштабируемость.

В начале 1980-х годов ряд групп начали применять криогенные детекторы, работающие в мК диапазоне температур, для исследований, связанных с физикой нейтрино и поиском темной материи. Основной причиной начала интенсивной программы развития этих технологий была четко обозначенная потребность в более низком энергетическом пороге и лучшем энергетическом разрешении в массивных детекторах для поиска редких событий. Криогенные детекторы считались и считаются наиболее перспективным методом, требующим всего мэВ для получения полезного сигнала, по сравнению с ~ 3 эВ для полупроводниковых детекторов и ~ 100 эВ для сцинтилляторов. В реальных измерениях, для энергии 5,89 кэВ (источник ^{55}Fe) полученные энергетические разрешения составляют 3,2 эВ (Si-термисторы) и 3,9 эВ (Ti/Au TES) для небольших криодетекторов. Это можно сравнить с разрешением ~ 100 эВ для германиевых детекторов и ~ 2 кэВ для сцинтилляторов NaI-Tl. Хотя хорошее энергетическое разрешение, возможно, и не является главным приоритетом, особенно это было не очевидным в начале поиска WIMP, для точной идентификации фонов оно необходимо. Поскольку всегда будет какая-то форма фона, особенно когда периоды измерений должны составлять много месяцев или лет, его идентификация имеет первостепенное значение. В ходе развития экспериментальной программы EDELWEISS выяснилось, что низкий энергетический порог важен для исследований целого ряда моделей ТМ (Глава 7).

Криогенные детекторы можно относительно легко масштабировать до

больших масс. Отдельные криогенные системы уже разработаны и оптимизированы: для расширения масштабов просто требуется производство большего количества модулей (из низкорадиоактивных материалов) и большего пространства в криостате. К началу программы EDELWEISS большие криогенные установки на основе криостатов растворения ^3He - ^4He уже начали широко использоваться, например, для антенн гравитационных волн. Крупномасштабное криогенное оборудование, работающее при температуре ниже температуры жидкого гелия, также используется на 27-километровой окружности Большого адронного коллайдера.

К 2005 году достигнутые экспериментальные пределы на взаимодействие WIMP-нуклон лежали на два порядка выше, чем самые оптимистичные реалистичные модели SUSY. Поэтому только новое поколение экспериментов, рассчитанных на повышение чувствительности на несколько порядков, могло достичь теоретических предсказаний. Одним из возможных путей решения данной проблемы являлось проведение экспериментов с использованием новой генерации криогенных детекторов, сочетающих низкий энергетический порог, высокое инструментальное разрешение и мощную возможность выделения фоновых событий. Для реализации этого метода по детектированию WIMP была создана международная коллаборация EDELWEISS, объединившая несколько десятков ученых.

Принцип детектирования заключается в измерении энерговыделения производимого при упругом рассеянии WIMP, движущихся как составная часть гало нашей Галактики, на ядрах мишени (^{nat}Ge), состоящей из обычной материи. В EDELWEISS детекторы, являющиеся одновременно мишенью для WIMP, представляют из себя криогенные германиевые болометры (рабочая температура < 20 мК), имеющие возможность одновременного измерения фононного и ионизационного сигналов. Сравнение двух сигналов дает возможность эффективного отбора событий, между теми, в которых начальное рассеяние происходит на ядре мишени (такие события являются результатом

рассеяния WIMP или нейтрона), и на электронах (результат, производимый $\beta-$ или $\gamma-$ излучением).

Первой целью эксперимента являлось достижение чувствительности к важному классу SUSY моделей (“Focus Point”), предсказывающему сечение взаимодействия между WIMP и нуклонами на уровне в 10^{-44} см², что соответствует регистрации одного столкновения в день в 500 кг обычного вещества.

2.2. EDELWEISS-I

Основой всей программы EDELWEISS стало проведение первой серии измерений EDELWEISS-I с компактным криостатом, защитой и всего тремя детекторами (схема установки представлена на рисунке 2.1).

Понимание фоновых условий явилось фундаментом для построения новой экспериментальной установки (EDELWEISS-II), на основе которой проводились все последующие фазы эксперимента.

В данной главе приводится интерпретация и анализ фонов EDELWEISS-I. Даётся детальная информация на события, связанные с фонами от γ , α и нейтронов, события от поверхностных загрязнений. Проведено восстановление картины источников фоновых событий с их локализацией. В соответствии с этой интерпретацией, были сделаны выводы о схеме подавления фоновых событий в последующей фазе эксперимента EDELWEISS-II (Глава 3).

2.2.1. Общее описание установки EDELWEISS-I

EDELWEISS расположен в подземной лаборатории LSM (Laboratoire Souterrain de Modane) во французских Альпах в тоннеле, соединяющем Францию и Италию. Скальные породы над лабораторией LSM обеспечивают ~ 4800 метров водного эквивалента защиты от космического излучения. Три HPGe детектора-болометра EDELWEISS-I массой 320 г, каждый, работали

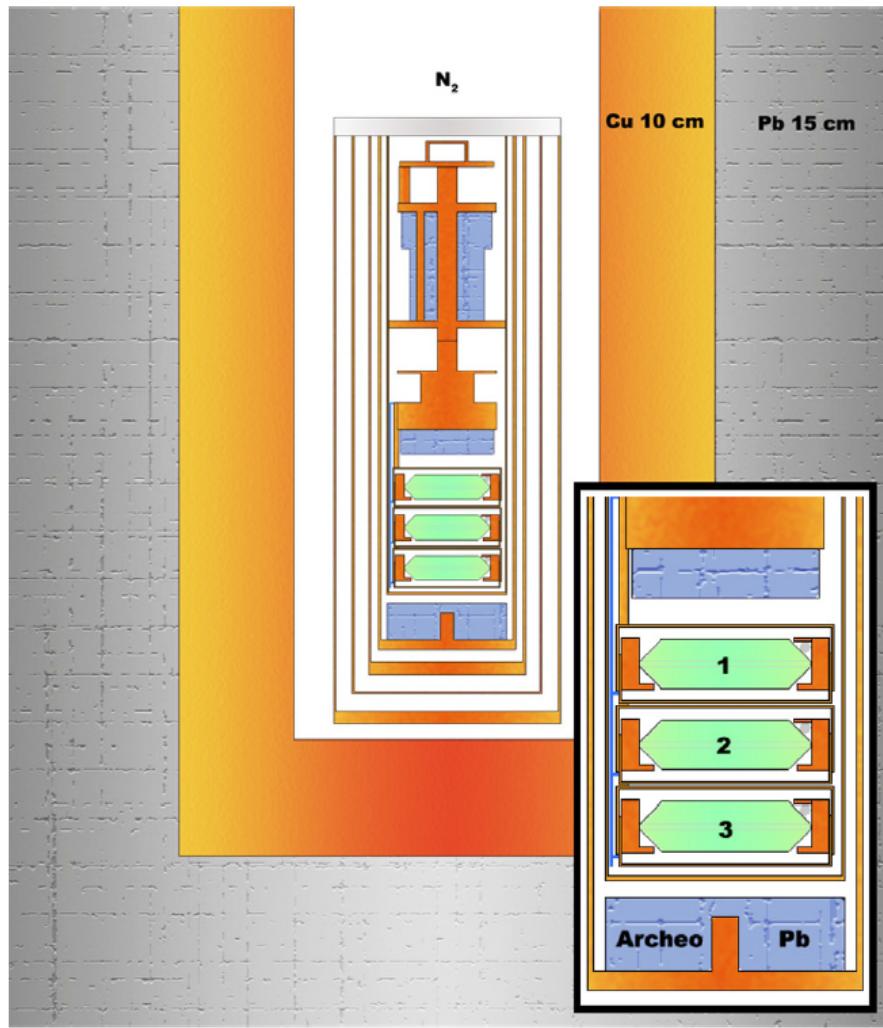


Рис. 2.1. Схематическое представление установки EDELWEISS-I.

при температуре 17 мК, обеспечиваемой криостатом растворения. Данный криостат, сделанный практически полностью из ультра-чистой меди, для измерений был окружен пассивной защитой из 10 см Cu и 15 см Pb [74]. Внутрь установки непрерывно подавался газообразный азот для уменьшения влияния радона и его дочерних продуктов. Внешний слой защиты – пассивная нейтронная защита из 30 см парафина. Внутри криостата для защиты детекторов от радиоактивности в электронных компонентах был использован археологический свинец общей толщиной 7 см¹.

Электронные компоненты были расположены на максимально возможном удалении от детекторов.

¹ Данный археологический свинец был найден на затонувшем римском корабле [75]. Этот свинец, который также был использован и для защиты в последующих фазах эксперимента, был нами изучен в [76]

2.2.2. Основной метод подавления γ -фона

Из-за повсеместного присутствия радиоактивных загрязнений, связанных как с естественной радиоактивности, так и космическим излучением, практически невозможно создать экспериментальную установку в которой будет реализована 100% защита детекторов от внешнего излучения. Большая часть излучения, достигающего детекторы, это γ -лучи. Так, в EDELWEISS-I (в подземной лаборатории, в низкофоновой защите) скорость γ -взаимодействий превышает ожидаемую от WIMP, по крайней мере, в 10^5 раз. Чтобы решить эту проблему, технология детекторов EDELWEISS предлагает средства для активной дискриминации электронных отдач, вызванных фотонами и электронами, и ядерных отдач, вызванных нейтронами или WIMP. Действительно, при той же энергии взаимодействия ядерные отдачи имеют эффективность ионизации в среднем в три-четыре раза меньше, чем отдача электронов, в зависимости от энергии. Измеряя одновременно тепловой сигнал и сигнал ионизации и учитывая соотношение этих параметров, можно дискриминировать более 99,9% гамма-взаимодействий при сохранении 90% эффективности для ядерных отдач, которая конечно снижается от энергии и сильно зависит от энергетического разрешения.

Съем ионизационного сигнала осуществляется двумя алюминиевым электродам (толщина 60-100 нм), на верхней и нижней поверхностях германиевого кристалла. При приложении напряжения между электродами, носители заряда, созданные в результате взаимодействия, собираются и вызывают сигнал. Напряжение сбора составляет всего 4 В, что достаточно для эффективного сбора зарядов (значительно более медленного, по сравнению с полупроводниковыми HPGe детекторами), но не слишком велико для сохранения возможностей распознавания (что связано с влиянием работы сбора заряда на фононный сигнал, из-за эффекта Неганова-Трофимова-Люка [77, 78]). Принципиальная схема детектора изображена на рисунке 2.2.

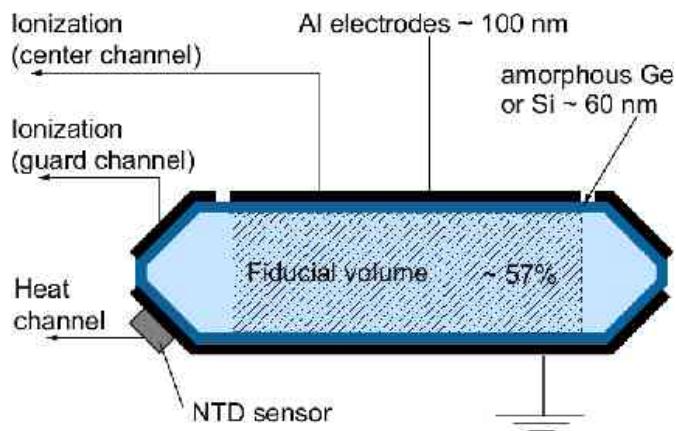


Рис. 2.2. Схема EDELWEISS детекторов. Толщины Al электродов, аморфного слоя и NTD представлены не в масштабе.

	U (ppb)	Th (ppb)	^{40}K (мБк/кг)	^{60}Co (мБк/кг)	^{210}Pb (мБк/кг)
Си, защита	$0,25 \pm 0,06$	$0,44 \pm 0,27$	< 15	$< 0,6$	300 ± 150
Оправки	$< 0,1$	$< 0,1$		$< 1,0$	
Пружины	$< 0,6$	$< 1,7$	40 ± 30		260 ± 130
Арх. Pb	$< 0,022$	$< 0,032$	$< 1,3$		< 200
Тефлон	$< 0,2$	$< 0,5$	80 ± 30	5 ± 2	40 ± 20
Кабели			1400 ± 1000		

Таблица 2.1. Результаты измерения содержания радиоактивных примесей в некоторых материалах EDELWEISS-I. Статистические ошибки – 1σ , пределы даны с 90% C.L.

2.3. Гамма-фон EDELWEISS-I

2.3.1. Радиоактивные примеси в материалах

Для отбора материалов с низкой радиоактивностью используются отдельные низкофоновые спектрометры, расположенные в подземной лаборатории. Для первых фаз проведения EDELWEISS применялся коаксиальный низкофоновый HPGe-детектор n-типа, объемом 210 см³. В таблице 2.1 показаны результаты измерений содержания радиоактивных примесей в некоторых компонентах установки EDELWEISS-I, большинство из которых расположены в непосредственной близости от детекторов: медные оправки детекторов, медные пружины, тефлоновые прокладки и коаксиальные кабели.

2.3.2. Экспериментальный фон EDELWEISS-I

Для тщательного анализа фона использовались данные, представленные в [79]. Калибровка энергетической шкалы была выполнена с радиоактивными источниками ^{57}Co (122 кэВ), ^{137}Cs (662 кэВ) и ^{60}Co (1173 и 1332 кэВ). Полученные спектры, вместе с данными моделирования в GEANT3, показаны на рисунке 2.3.

Измерения содержания радиоактивных примесей в материалах, экспериментальный спектр, соответствующие моделирования показали, что большая часть гамма-фона EDELWEISS-I возникает из-за незначительного U/Th загрязнения очень массивного медного экрана, а не от радиоактивных загрязнений вблизи детекторов.

2.4. Фон от α и загрязнений на поверхности

2.4.1. α - фон

Одной из неожиданностей в данных EDELWEISS-I были события с энергией $5,33 \pm 0,03$ МэВ и квенчингом (ионизационным выходом) $Q = 0,30 \pm 0,02$ (рисунок 2.4).

Объяснением этих событий, учитывая их энергию и квенчинг, является наличие на детекторе или рядом с ним поверхностных загрязнений ^{210}Pb (дочерний продукт в цепочке распада ^{222}Rn : $^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{210}\text{Bi} \rightarrow ^{210}\text{Po} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$).

Подтверждением этого объяснения стало наблюдение ядер отдачи с энергией 103 кэВ, возникающих в результате α - распада.

2.4.2. β на поверхности

Если наблюдаемые α действительно связаны с ^{210}Pb , то дополнительно должен возникать сложный спектр распадов ^{210}Pb и ^{210}Bi , включающий низкоэнергетические конверсионные электроны, электроны Оже, три β - спектра

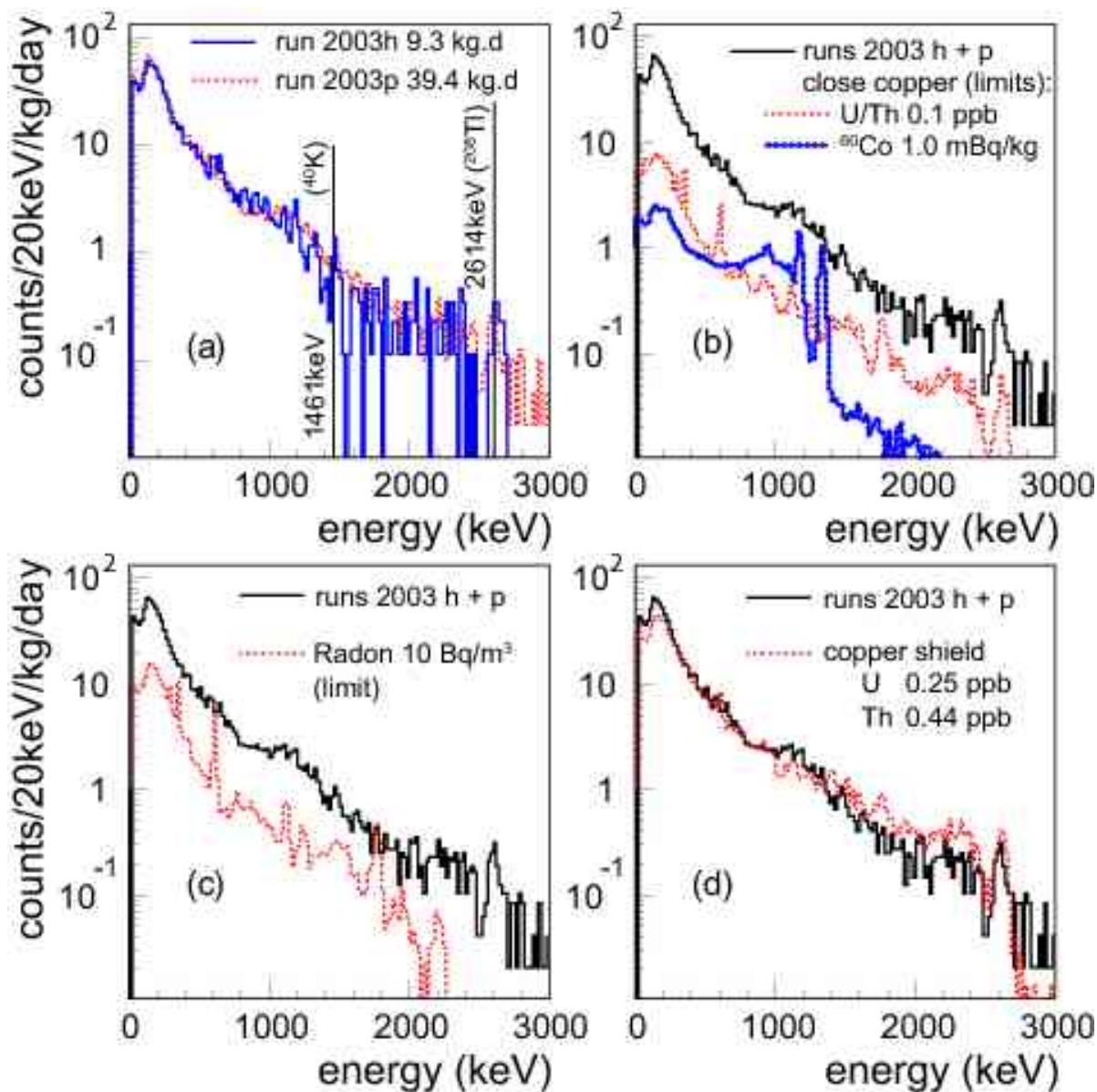


Рис. 2.3. Экспериментальный γ -спектр EDELWEISS-I в сравнении с результатами МК моделирования. (а) – Два экспериментальных набора данных 2003h (сплошная синяя линия) и 2003p (прерывистая красная линия). (б) – Сумма 2003p и 2003h (непрерывная черная линия), МК U/Th (прерывистая красная линия) и ^{60}Co (синяя линия). (в) Сумма 2003p и 2003h (непрерывная черная линия), модель влияния радона оставшегося в защите (верхний предел, красная линия). (г) Сумма 2003p и 2003h (непрерывная черная линия), МК U/Th в медной защите (прерывистая красная линия).

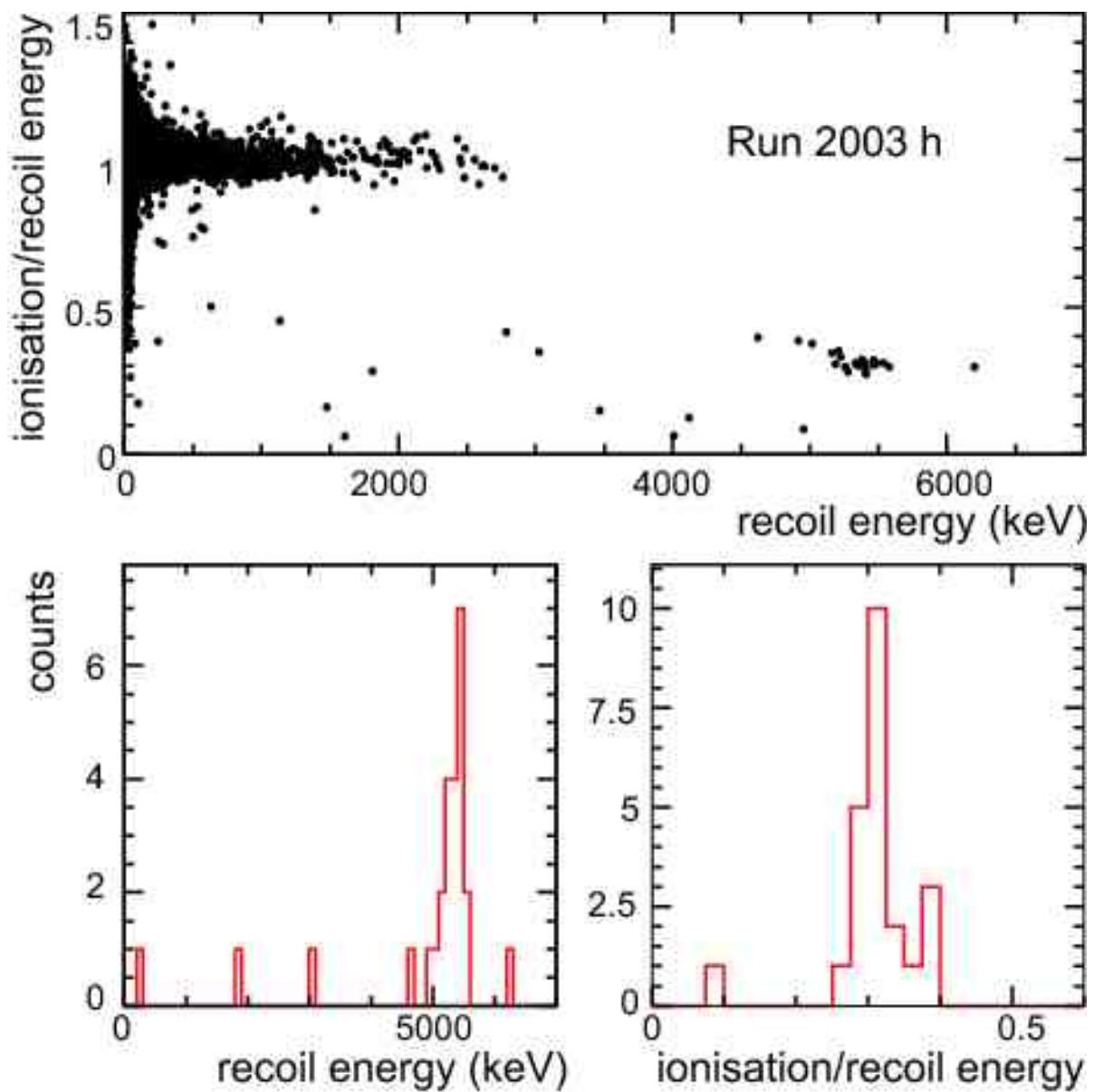


Рис. 2.4. Отношение ионизационной энергии и энергии отдачи для EDELWEISS-I. Внизу показаны соответствующие энергетические спектры.

Частица	Энергия	Cu	Ge	Pb
γ	10 кэВ	9 мкм	170 мкм	18 мкм
	100 кэВ	6 мм	8 мм	400 мкм
	1 МэВ	40 мм	80 мм	30 мм
e^-	10 кэВ	200 нм	350 нм	
	100 кэВ	11 мкм	20 мкм	
	1 МэВ	340 мкм	700 мкм	
α	5,3 МэВ	11 мкм	19 мкм	15 мкм
Po	100 кэВ	40 нм	68 нм	

Таблица 2.2. Длина проникновения для разных частиц в Cu, Ge и Pb. Для γ соответствует 90 % потерь. Для электронов – глубина на которой он оставит 90 % своей энергии.

с граничными энергиями в 1162,7 кэВ, 63,5 кэВ и 17 кэВ.

В соответствии с моделированием, используя CASINO [80] и SRIM [81] (Таблица 2.2), электроны с энергией 100 кэВ на поверхности потеряют 90% энергии в первых 20 мкм. Эта глубина увеличивается до ~ 700 мкм для энергии 1 МэВ. Из-за этого должно возникать значительное число событий с неполным сбором заряда, попадающих в промежуточную зону на графике зависимости ионизационных потерь от энергии. Такие события действительно были выявлены в экспериментальных данных (рисунок 2.5).

Учитывая все вышеописанное, на основе данных EDELWEISS-I был сделан вывод о загрязнении поверхностей остаточным количеством ^{210}Pb на уровне 5 отсчетов/кг/день. Проблема событий в промежуточной области (рисунок 2.5) привела к необходимости тщательного рассмотрения и других возможных фонов. Одним из них может быть ^{14}C . Хорошо известно, и экспериментально проверено в нашей работе [15], присутствие практически на всех поверхностях тонкого слоя (1,5-4 нм) органических соединений CH_x . Учитывая отношение $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1,3 \times 10^{-12}$, это может давать от 0,5 до 3 электронов с граничной энергией 156 кэВ на поверхности детектора. Учитывая данное последнее обстоятельство, подход к построению EDELWEISS-II должен был включать нахождение новых методов подавления поверхностных событий (нельзя было ограничиться только попытками устранения радона на

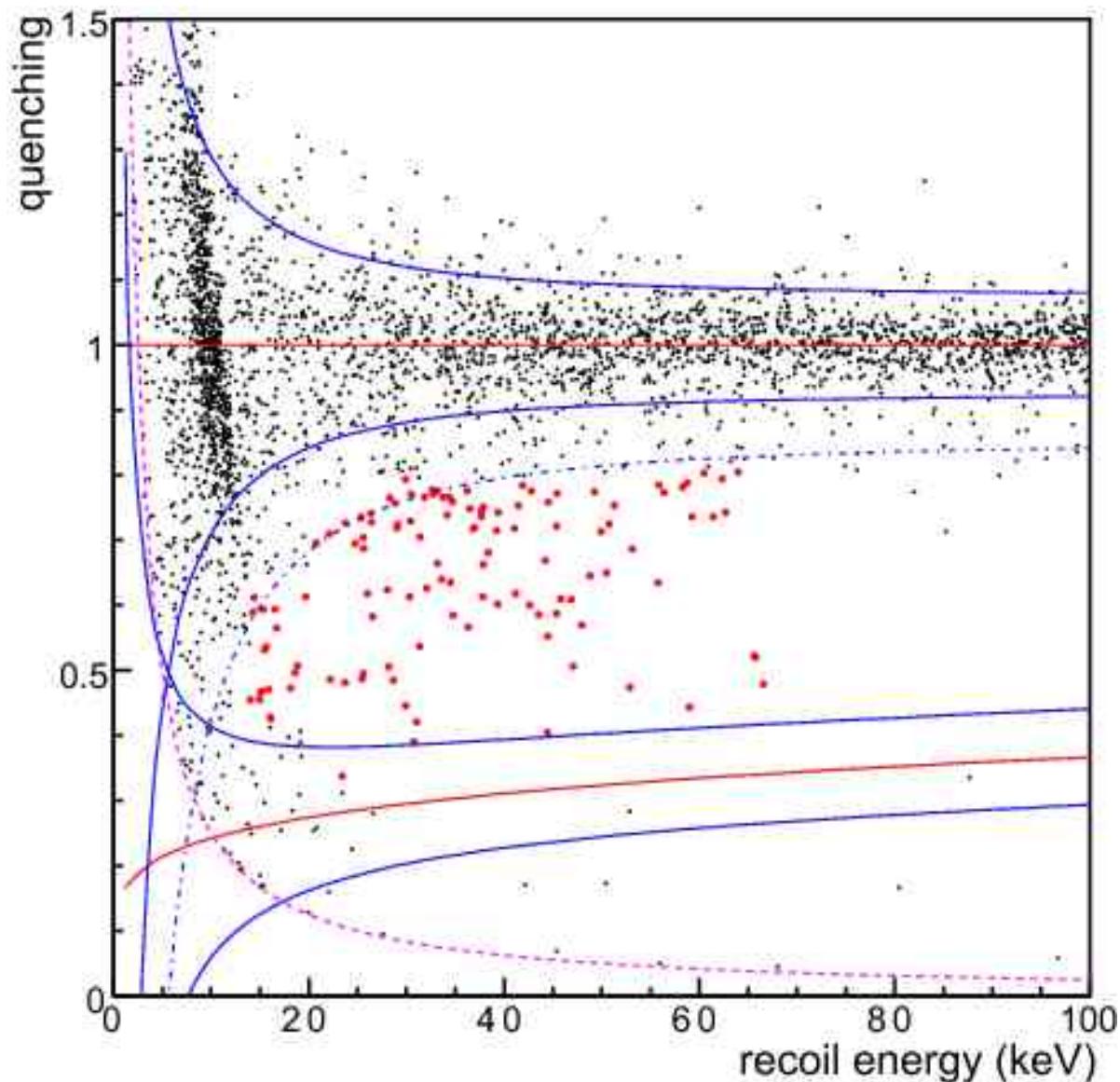


Рис. 2.5. Пример событий с неполным сбором заряда в данных EDELWEISS-I (выделены красными точками). Сплошные синие и красные линии показывают ожидаемое среднее и полосу событий ядер и электронов отдачи (внизу и вверху, соответственно). Розовая пунктирная линия – порог регистрации. Синяя пунктирная линия – ограничивает снизу зону электронных отдач, за пределами которой не ожидалась регистрация электронных (γ^-) событий.

всех этапах создания и хранения детекторов).

2.5. Фон нейтронов в EDELWEISS-I

Быстрые нейтроны являются опасным источником фона для прямого поиска частиц ТМ, т.к. при упругом рассеянии их невозможно отличить от редких искомых сигналов.

Для понимания нейтронного фона и проверки МК были проведены измерения с нейтронным источником ^{252}Cf .

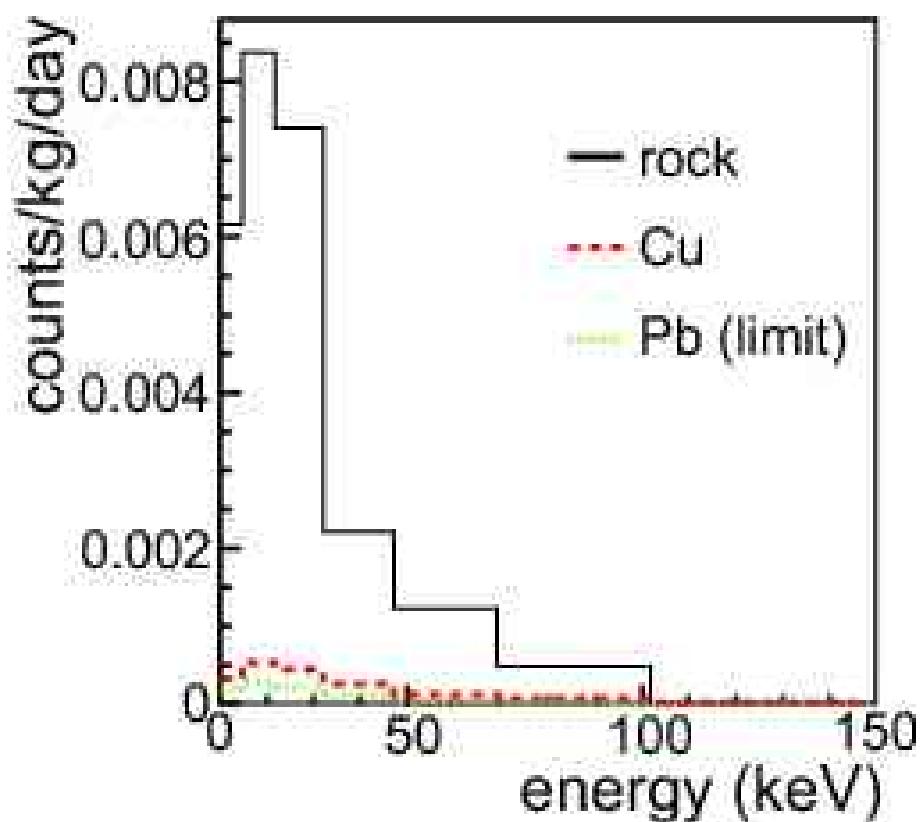


Рис. 2.6. Ожидаемый спектр ядер отдачи в EDELWEISS-I от горной породы (черная линия), ^{238}U в меди (красная линия) и в свинце (зеленая линия).

МК предсказывает $0,026 \pm 0,002(\text{stat.}) \pm 0,018(\text{syst.})$ нейтронов/кг/день от горной породы, $0,002 \pm 1,2\%$ нейтронов/кг/день от $0,25 \text{ ppb}$ ^{238}U в медной защите и менее $0,001$ нейтрона/кг/день для $0,1 \text{ ppb}$ ^{238}U в свинцовой защите. Это соответствует $1,6 \pm 0,1(\text{MK stat.}) \pm 1,1(\text{syst.})$ событий в области ядер отдачи в EDELWEISS-I данных ($62 \text{ кг} \times \text{дней}$). В этих данных в экспе-

рименте было зарегистрировано 37 событий ядер отдачи, часть из которых – нейтроны.

2.6. Выводы ко второй главе

В ходе проведения современных экспериментов, изучающих редкие события, зачастую только сама установка может дать информацию об уровнях фонов и помочь выявить их природу. Это приводит к необходимости реализации экспериментальной программы через этапы, на каждом из которых удается усовершенствовать установку на основе аккумулированных данных. Начальным этапом реализации программы EDELWEISS по прямому поиску частиц темной материи стал EDELWEISS-I. Анализ его данных, опубликованный доктором с коллегами в [14] поставил целый ряд задач для реализации EDELWEISS-II. Основной выявленной проблемой является фон от событий с неполным сбором заряда от ничтожных загрязнений на поверхности. Его устранение оказалось невозможным без привлечения новых технологий, реализованных в EDELWEISS-II (Глава 3).

Кроме того, изучение нейтронного фона привело к выводу о необходимости более толстой защиты (до 50 см) и использованию μ - вето системы. Использование большого количества детекторов дает дополнительную возможность изучать нейтронный фон из многократных рассеяний.

Результаты этой главы были опубликованы в [14, 33].

Глава 3

EDELWEISS-II

3.1. ID детекторы EDELWEISS-II

Технологию, опробованную на первой стадии эксперимента, с учетом полученного опыта и лучшего понимания источников фона было решено внедрить в эксперименте EDELWEISS-II.

В самом начале эксплуатации установки EDELWEISS-II ее характеристики были проверены с детекторами, выполненными в дизайне EDELWEISS-I. Для продолжения исследований была представлена новая конструкция криогенного германиевого детектора для поиска темной материи, использующего преимущества метода копланарной сетки локализации событий для улучшения распознавания фона. Как будет показано в последующих секциях данной главы, измерения, проведенные с данными детекторами, продемонстрировали удивительно высокую эффективность этих устройств для отбора низкоэнергетических β – событий, приближающуюся к 10^5 . Это открыло путь для исследования диапазона за пределами 10^{-44} см^2 на сечения столкновений WIMP-нуклон, что для середины двухтысячных годов представляло собой улучшение на порядок по сравнению с существовавшими пределами [82, 83], и могло закрыть значительную часть пространства параметров SUSY моделей.

К моменту начала измерений в EDELWEISS-II (2006 год) прямой поиск ТМ с германиевыми детекторами осуществлялся EDELWEISS (как описано в предыдущей главе) и CDMS [82]. Как удалось выяснить в нашей работе [14] чувствительность начальных этапов этих двух экспериментов была ограничена фоном от поверхностных загрязнений. Были разработаны методы для идентификации таких поверхностных событий, основанные на использо-

вании специальных фононных датчиков [82, 84].

В EDELWEISS-II было применено альтернативное решение этой проблемы, которое в то же время было более простым и гибким. Был применен метод копланарной сетки для локализации событий [85–87].

Сечение WIMP-нуклон 5×10^{-44} см² для массы WIMP в диапазоне от 20 до 100 ГэВ/с² соответствует скорости счета в германиевых детекторах не превышающую 5×10^{-3} событие/кг/день для энергий от 15 до 65 кэВ. Для сравнения, средняя скорость γ с детекторами в защите EDELWEISS-II в LSM составляет около 10 событий/кг/день в том же диапазоне энергий. Следовательно, для достижения нужного уровня чувствительности необходимо подавление γ -фона лучше, чем 1 на 10^4 . Как уже указывалось ранее, стратегия распознавания γ основана на том факте, что событие ядерной отдачи в германии имеет пониженный в несколько раз выход ионизации по сравнению с электронной отдачей, вызванной ионизирующими излучениями. Высокоэффективный метод подавления γ -фона в низкотемпературных криогенных детекторах, основанный на двойном измерении ионизации и температуры оказывается недостаточным из-за дополнительного фона, возникающего из-за следовых загрязнений поверхностей детектора ²¹⁰Pb и ¹⁴C [14]. Скорость счета низкоэнергетических (< 60 кэВ) событий составляет около 10^{-2} /см²/день, что требует подавления этого фона с фактором 2000.

Первоначально предложенный в коллаборации CDMS [87] метод, который мы с коллегами и внедрили для решения проблемы поверхностного фона, по сути, является вариацией из метода копланарной сетки [85, 86], в котором классические дискообразные собирающие электроды заменяются на чередующиеся полосы. Глубина события относительно поверхностей может быть определена из сравнения сигналов ионизации на разных полосах таких электродов, что делает возможным дискриминацию поверхностных загрязнений [88, 89].

Новые детекторы получили название ID. На рисунке 3.1(слева) приве-

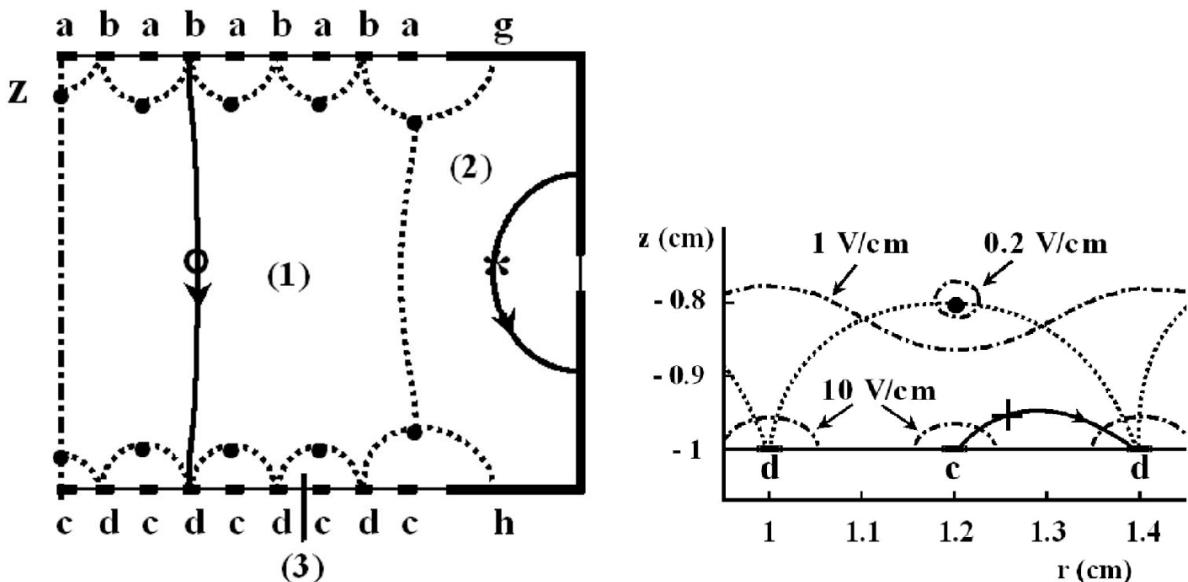


Рис. 3.1. Слева: Схема детектора в разрезе. Для наглядности электроды приведены не в масштабе. Прототип детектора EDELWEISS массой 200 г, представляет собой цилиндр диаметром 48 мм и толщиной 20 мм. Напряжения на электродах (вольт): $V_a = -0,75$, $V_b = +2,0$, $V_c = +0,75$, $V_d = -2,0$, $V_g = +0,5$, и $V_h = -0,5$. Точечная линия разделяет зоны сбора заряда: (1) чувствительный объем; (2) охранный объем; (3) приповерхностный слой. Справа: увеличенная схема поля сверху от нижней поверхности детектора.

дена схема прототипа ID детектора весом 200 г, испытанного в LSM вместе с двумя другими ID детекторами весом 400 г аналогичной конструкции. После обработки поверхности пассивацией, алюминиевые электроды толщиной 250 нм были нанесены напылением на верхнюю и нижнюю поверхности кристалла Ge в виде кольцевых концентрических колец шириной 200 мкм с шагом 2 мм. Кольца попеременно соединяются с помощью ультразвуковой пайки, образуя четыре набора чередующихся электродов: a , b , c и d при потенциалах V_a , V_b , V_c и V_d , соответственно. Защитные электроды g и h при потенциалах V_g и V_h и термистор (NTD) дополняют детектор-болометр. Вычисление геометрии поля приводит к разделению объема детектора на различные области сбора заряда, как определено пунктирными линиями на рисунке 3.1. Заряд от событий в объеме (область (1)) собирается на электродах b и d на противоположных сторонах детектора, события в зоне с плохим полем – на охранных электродах в области (2), электроды g и h , соответственно. С другой стороны, заряды от поверхностных и приповерхностных

событий (регион (3)) собираются на той же (одной) стороне детектора рядом с которой они и произошли (a и b или c и d). Таким образом удается отделить поверхностные события и избавиться от фона событий с неполным сбором заряда.

Для установления эффективности ID детекторов к отбору событий на поверхности были проведены специальные измерения, в которых рядом с детектором устанавливался медный диск с имплантированным при распаде радона и его дочерних продуктов ^{210}Pb . Полученный результат калибровок представлен на рисунке 3.2 (опубликован в [9]). Из 120000 β -событий, только 3 прошли отбор, и только одно оказалось в области ядер отдачи. Такие параметры подавления в 30 раз лучше необходимых для 1000 $\text{кг}\times\text{дней}$ эксперимента.

В дополнение была выполнена калибровка с ^{133}Ba γ -источником для определения подавления электронных отдач в чувствительном объеме. Из 10^5 событий в интервале энергий от 15 до 400 кэВ ни одно не было обнаружено в полосе поиска WIMP, более того, все они имели ионизационный выход больше 0,5.

Масса чувствительного объема была установлена из соотношения интенсивностей космогенных линий в районе 10 кэВ до и после отбора. Она составила 160 г для 400 граммового детектора.

Таким образом, испытания прототипа EDELWEISS-II ID детекторов прошли успешно, отвечая требованиям обеспечить безфоновый набор данных для сечений WIMP-нуклон 10^{-44} см^2 .

Наряду с высокоеффективным подавлением фона, ID детекторы обладают другими не менее важными преимуществами: легкость в изготовлении, относительная простота в использовании и анализе данных.

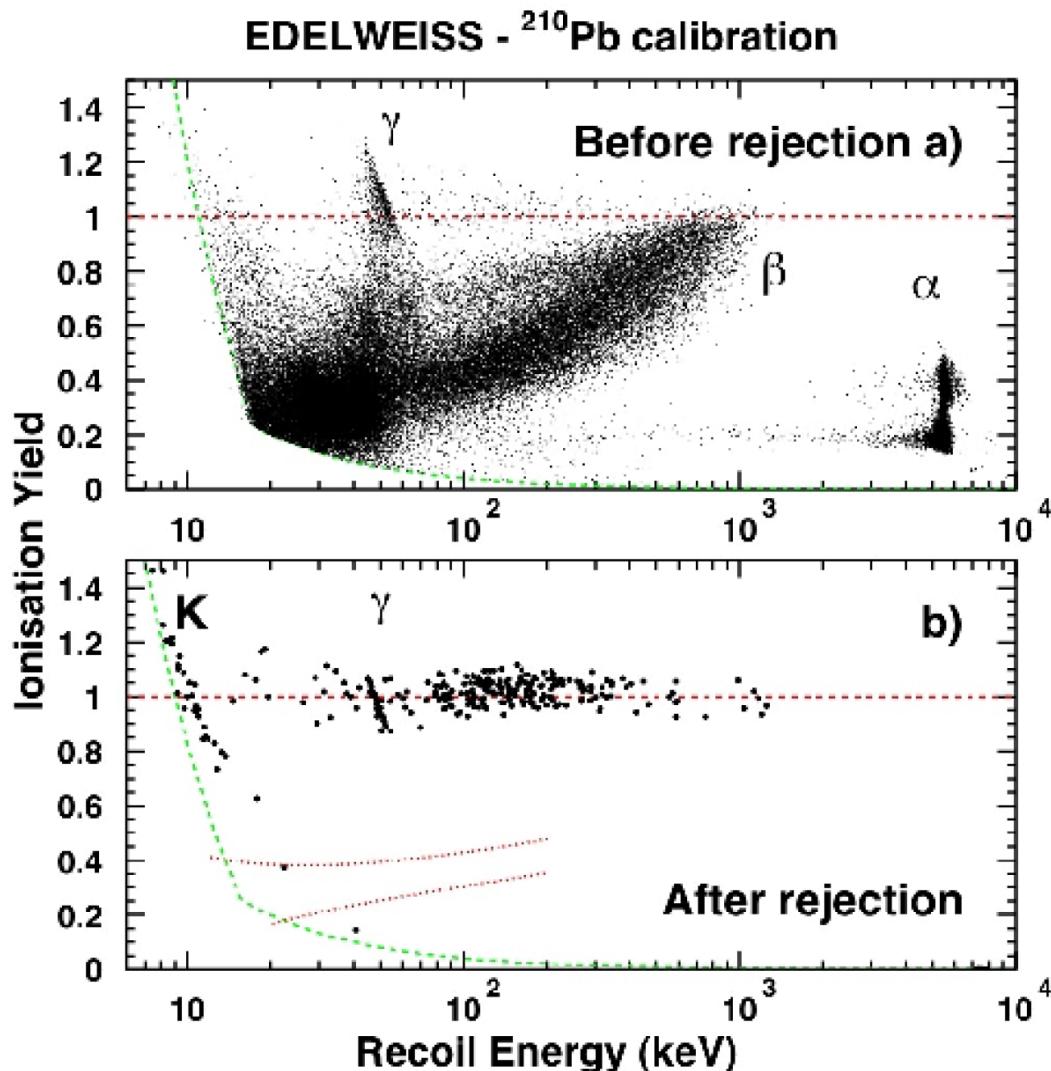


Рис. 3.2. Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи в 200 г прототипе ID детектора при калибровках с ^{210}Pb , (а) – все события, (б) – после применения отбора поверхностных событий. Полное число событий в (а) 185000, из которых 50000 5,3 МэВ α и 11000 46 кэВ линия ^{210}Pb (γ), порядка 120000 β – событий на поверхности. После отбора, оставшиеся события это в основном линии в районе 10 кэВ от космогенных изотопов ^{68}Ge и ^{65}Zn . На нижнем рисунке зона ядерных отдач (90% CL) обозначена красными пунктирными линиями в районе ионизационного выхода $\sim 0,3$. Порог обозначен зеленой пунктирной линией.

3.2. Установка EDELWEISS-II

Во избежание повторений, детальное описание установки даны в Главе 4, посвященной этапу эксперимента EDELWEISS-III, где конфигурация криогенной системы и защиты приобрели окончательный сегодняшний вид.

Тут приведем только краткий обзор (смотри также рисунок 3.3).

- Для подавления космогенной составляющей фона установка EDELWEISS расположена в подземной лаборатории LSM.
- Центральной частью и основой эксперимента EDELWEISS является низкофоновый криостат растворения ^3He - ^4He с HPGe детекторами-болометрами. В ходе всего набора данных EDELWEISS-II криостат стабильно удерживал температуру детекторов в 18 мК.
- Для уменьшения влияния работы криомашин на шумы детекторов криостат поддерживается пневмосистемой.
- Защита EDELWEISS окружает детекторы со всех сторон и состоит из 20 см свинца (36 тонн, включая внутреннюю часть защиты из археологического свинца), 50 см полиэтилена для защиты от нейтронов (30 тонн) и активной μ -вето системы (эффективность 98%).
- В пространство возле криостата непрерывно поставляется очищенный от радона воздух.
- Криостат с защитой установлен внутри чистой комнаты, класса 1000¹.
- Все конструкционные материалы, использующиеся в EDELWEISS, были отобраны в зависимости от уровня их радиоактивного загрязнения.

¹ Класс 6 ИСО, согласно ГОСТ Р ИСО 14644-1-2002, определяется собственными контрольными измерениями, количество частиц размером более 0,5 мкм не превышает 35 на литр воздуха.

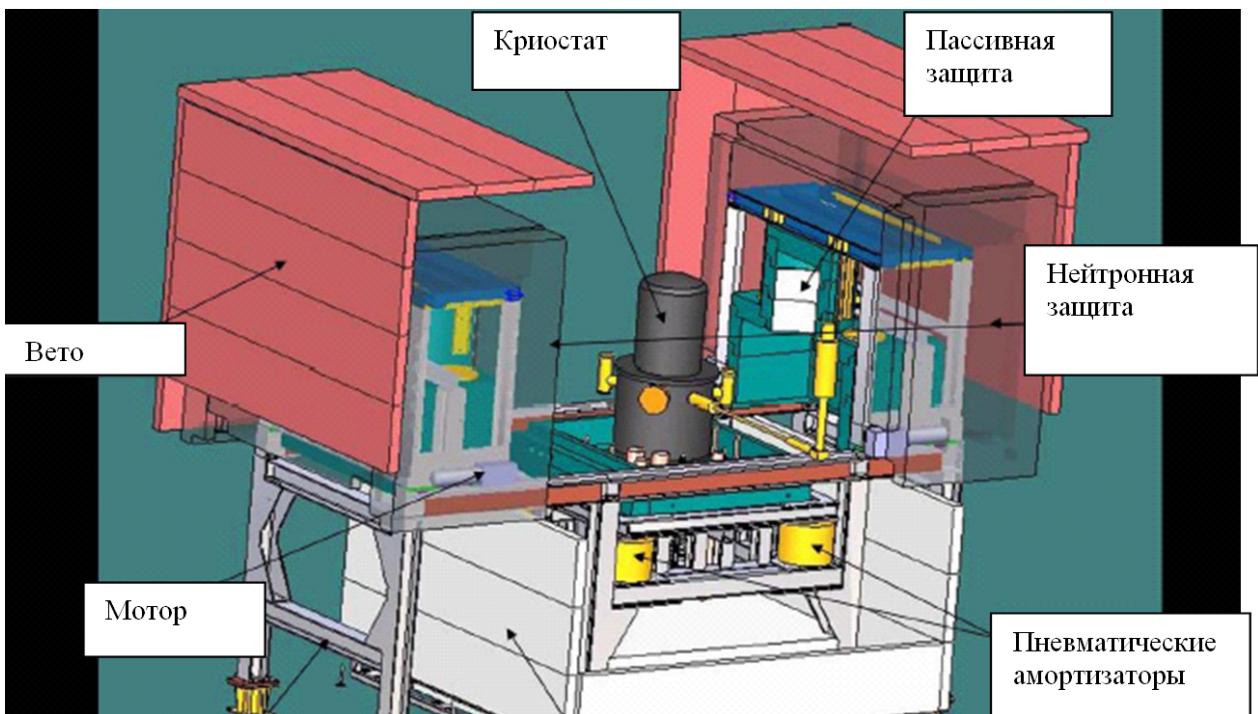


Рис. 3.3. Общая схема установки EDELWEISS-II.

В EDELWEISS-II использовались 10 ID детекторов. Они были изготовлены из десяти германиевых кристаллов цилиндрической формы, диаметром 70 мм и толщиной 20 мм. Пять из этих детекторов имеют края, скошенные под углом 45° и массы в 360 г. Масса каждого из оставшихся 410 г.

3.3. Данные EDELWEISS-II

Основной набор данных EDELWEISS-II продолжался 14 месяцев и был выполнен с апреля 2009 по май 2010 года. Тестовые измерения были выполнены в 2008 году. Физические данные составили 85%, в остальное время проводились калибровки, регенерации детекторов, заливка гелия. Всего было набрано 325 дней WIMP данных, 10,1 дней γ - калибровок и 6,4 дня нейтронных калибровок.

Нейтронные калибровки были выполнены в начале и конце длительного 14 месячного набора данных. Накопленные данные, позволяющие установить область ядер отдачи (поиска WIMP) показаны на рисунке 3.4.

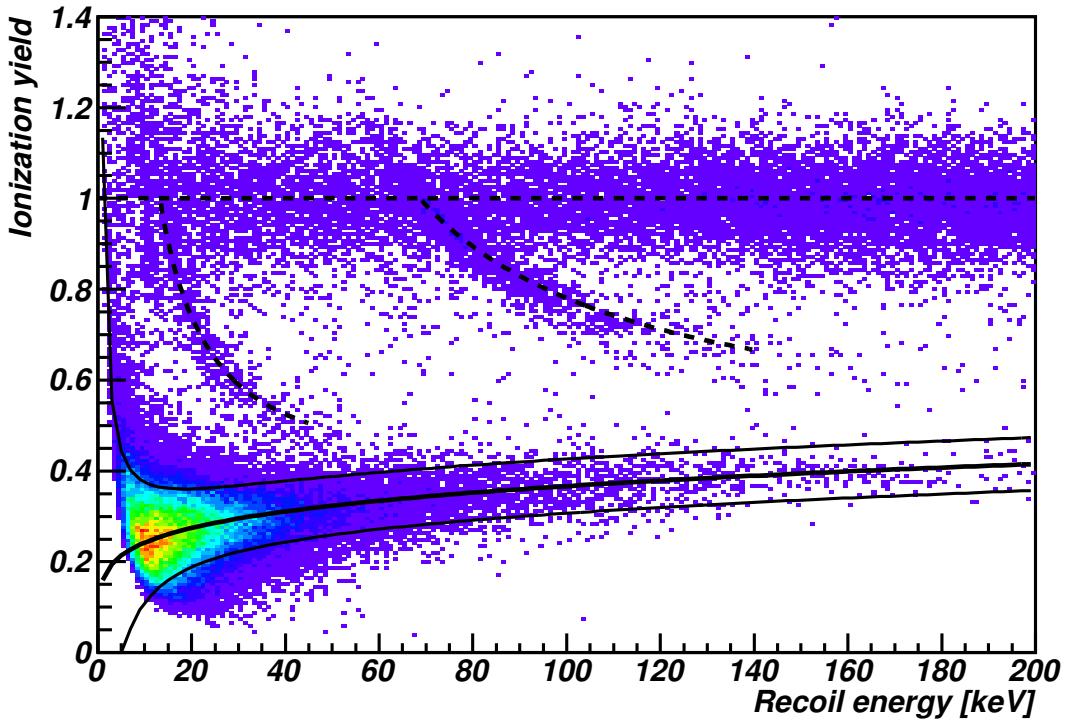


Рис. 3.4. Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных во время калибровки нейтронами. Обозначена зона ядер отдачи (90% CL).

Для γ -калибровок с ^{133}Ba источниками, накопленные события показаны на рисунке 3.5. Из $3,47 \times 10^5$ событий выше 20 кэВ, 6 событий зарегистрированы в области ядер отдачи, при ожидаемых 0,1 γ -событий, учитывая только разрешения теплового и ионизационных каналов. Для борьбы с такими событиями в следующей фазе EDELWEISS-III были применены усовершенствованные FID детекторы с дополнительными электродами на боковых поверхностях.

Для данных WIMP, события в совпадении с μ -вето системой или одновременные в двух боллометрах не рассматривались. Было выполнено два независимых анализа данных. Полная статистика составила 427 кг×дней с учетом массы чувствительного объема каждого детектора в 160 г. С учетом 90% эффективности ($1,64\sigma$) области ядер отдачи, окончательная статистика WIMP составила 384 кг×дней. События, накопленные для поиска WIMP, показаны на рисунке 3.6.

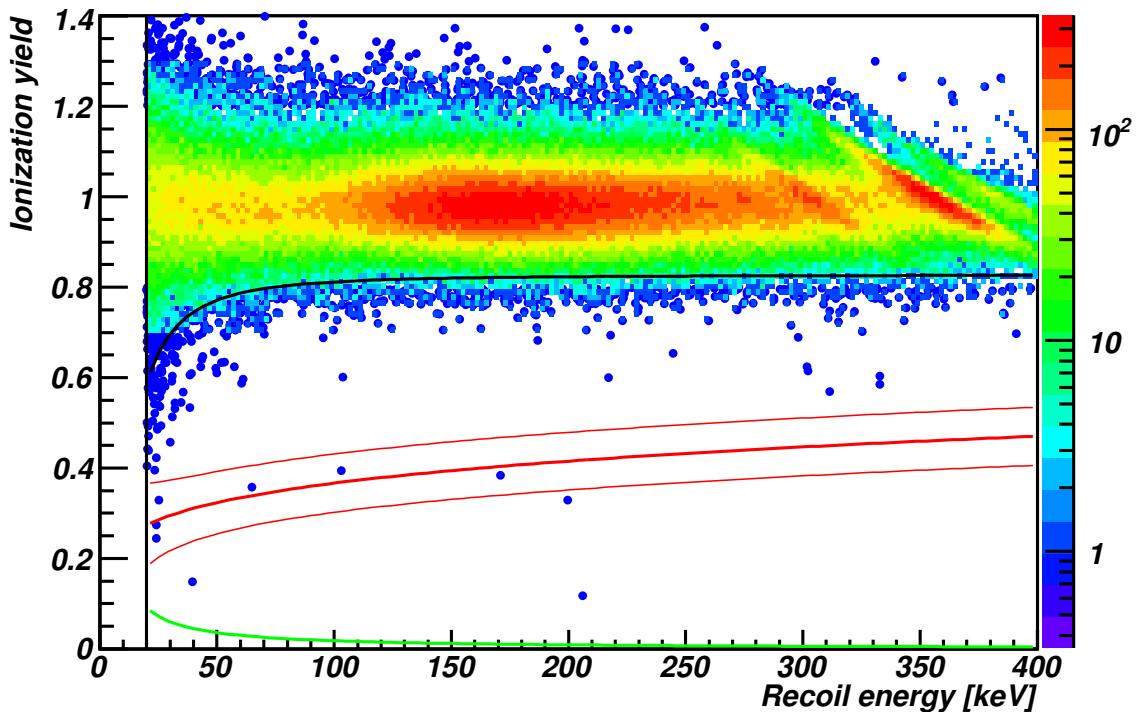


Рис. 3.5. Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных во время калибровок с ^{133}Ba . Зона ядер отдачи (90% CL) – красные линии.

В интервале от 20 до 50 кэВ скорость счета событий составила 0,14 событий/кэВ/кг/день. В основном все события имеют ионизационный выход в регионе, где 99,99% всех электронных отдач и должно находиться, считая распределение нормальным. Однако в эксперименте мы обнаружили три группы событий не отвечающих ожидаемому распределению:

1. Одиннадцать событий лежат значительно ниже зоны ядерной отдачи с энергиями отдачи от 20 до 80 кэВ. Интересно отметить, что четыре наиболее энергичных события связаны с детектором, где было обнаружено загрязнение оправки ^{210}Pb . Это говорит о том, что некоторые из этих аномальных событий могут быть вызваны α -частицами.
2. Четыре события с энергиями от 40 до 80 кэВ лежат выше зоны ядер отдачи, но имеют ионизационный выход меньше 0,65. Такие события, могут быть остаточным явлением, связанным с неполным сбором за-

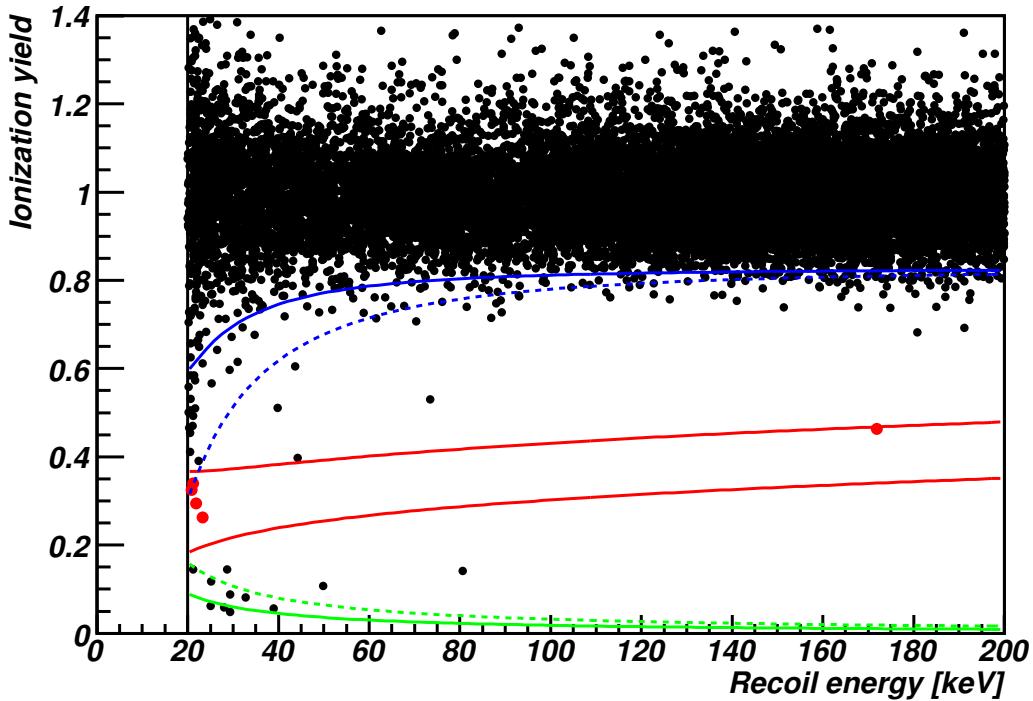


Рис. 3.6. Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных в EDELWEISS-II для полной статистики $427 \text{ кг} \times \text{дней}$. Регион поиска WIMP определен от 20 до 200 кэВ. Кандидаты на события WIMP выделены красными точками. Зона ядер отдачи (90% CL) – красные линии.

ряда в охранной зоне детектора. Однако, наблюдаемое число событий превосходит ожидаемое из калибровок $< 1,5$ (90% CL).

3. Пять событий были обнаружены в зоне ядер отдачи. Четыре имеют энергии от 20,8 до 23,2 кэВ, одно 172 кэВ.

3.3.1. Фон

Интерпретация результатов эксперимента невозможна без построения качественной модели фоновых событий. Проблемы фона подробно изложены в отдельной Главе 5. Здесь приведем только бюджет фона для вышеописанного набора данных EDELWEISS-II.

1. Учитывая данные γ – калибровок с ^{133}Ba , ожидаемое количество событий в области поиска WIMP 0,9 (90% CL).

2. Остаточный фон поверхностных событий 0,3 (90% CL).
3. Нейтронные события, связанные с не 100% эффективностью вето системы: 0,4 (90% CL).
4. Остаточный фон внешних нейтронов, проникающих через защиту: 0,11 (90% CL).
5. Остаточный фон нейтронов от элементов внутри защиты: 1,1 (90% CL). (значение, используемое при проведении анализа данных EDELWEISS-II, оно было переоценено в большую сторону, как показано в Главе 5.)

Суммируя все вышеописанные составляющие фона, 90% CL верхний предел на ожидаемое количество фоновых событий в $384 \text{ кг} \times \text{дней}$ данных составил 3,0. Вероятность найти 5 или более событий составляет 18%. Таким образом, данные EDELWEISS-II не выявили сигнала WIMP.

После проведения анализа данных EDELWEISS-II для дальнейшего продвижения в поиске частиц ТМ было необходимо тщательно разобраться с избыточным фоном. Как показано в Главах 4 и 5 это привело к значительным изменениям в установке с использованием материалов с меньшим содержанием радиоактивных примесей.

Кроме того, анализируя события вблизи энергетического порога мы пришли к выводу о сильном влиянии зоны охранного электрода на проникновение многократно рассеянных событий в зону поиска WIMP. Это привело к созданию новых FID детекторов, решающих данную проблему (Глава 4).

3.4. Ограничения на WIMP из EDELWEISS-II

Для упругого и неупругого рассеяния ограничения на сечения WIMP-нуклон были определены используя метод оптимального интервала [90] и стандартный подход к описанию гало ТМ [69, 91]. 90% CL верхний предел

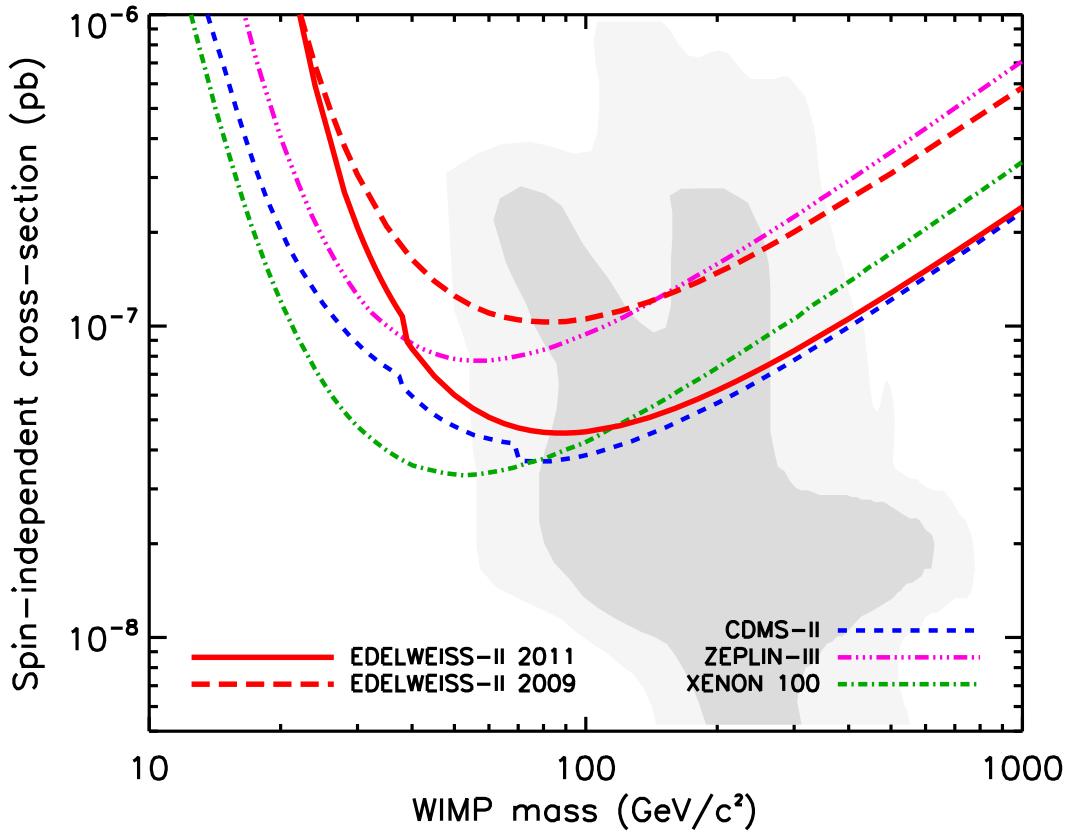


Рис. 3.7. Ограничение на сечение спин-независимого упругого рассеяния WIMP-нуклон от массы WIMP, полученное в EDELWEISS-II. Проведено сравнение с лучшими результатами на момент публикации ограничений EDELWEISS-II: CDMS [92], ZEPLIN [93] и XENON100 [94]. Закрашенная область соответствует 68% и 95% вероятности CMSSM (минимальной суперсимметричной стандартной модели) из [95].

на сечение спин-независимого упругого рассеяния WIMP-нуклон представлен на рисунке 3.7. Минимальное сечение составило $4,4 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ (90% CL) для WIMP с массой 85 ГэВ/с².

Неупругое рассеяние было предложено для объяснения противоречия с положительными результатами DAMA/LIBRA [96]. При таком рассмотрении считается, что при рассеянии WIMP происходит переход в возбужденное состояние $\delta \sim 100$ кэВ, при этом упругое рассеяние сильно подавлено. В отличие от упругого рассеяния, WIMP может рассеяться только если кинетической энергии достаточно для перехода в возбужденное состояние. Соот-

ветствующая минимальная скорость :

$$v_{\min} = \frac{1}{c^2} \sqrt{\frac{1}{2M_N E_R}} \left(\frac{M_N E_R}{\mu} + \delta \right)$$

где M_N – масса ядра мишени, μ – масса системы WIMP-ядро. Следовательно, только самые быстрые WIMP вносят вклад в сигнал, из-за чего частота событий глобально снижается и подавляется при низких энергиях отдачи, а сигнал полугодовой модуляции усиливается. Частота событий вычисляется с использованием аналитического решения [97]. На рисунке 3.8 показан полученный предел для $\delta = 120$ кэВ. Наш предел закрывает результаты интерпретируемые DAMA как неупругое рассеяние для всех WIMP с массой более 90 ГэВ/с².

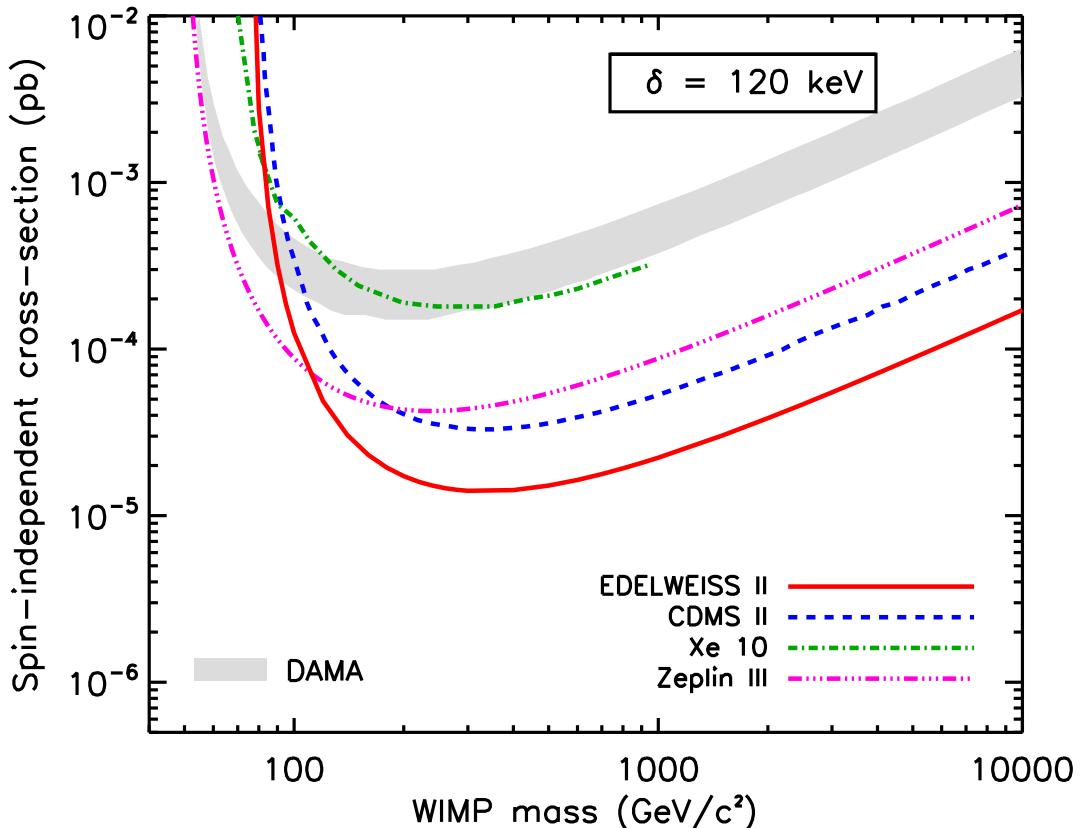


Рис. 3.8. Ограничение на неупругое рассеяние WIMP-нуклон (90% CL) для $\delta = 120$ кэВ. Также приведены актуальные на момент публикации результаты XENON10 [98], ZEPLIN-III [99] и CDMS [100]. Положительный результат DAMA (95%) [96] – закрашен светло серым.

3.5. Совместный анализ данных с CDMS

Единственным конкурирующим экспериментом, который выполняет поиск рассеяния ТМ на ядрах германия, является CDMS [92, 101]. После выполнения фазы EDELWEISS-II мы провели совместный анализ накопленных данных, опубликовав его в [10]. Целью объединения являлось улучшить существовавшие ограничения. Использование одного и того же “обычного вещества” (^{nat}Ge) в детекторах позволяло исключить влияние неизвестных параметров ТМ на результат объединения. Метод объединения был выбран до обмена данными.

Полная статистика объединенных данных составила $614 \text{ кг} \times \text{дней}$, с эффективной статистикой от энергии, показанной на рисунке 3.9.

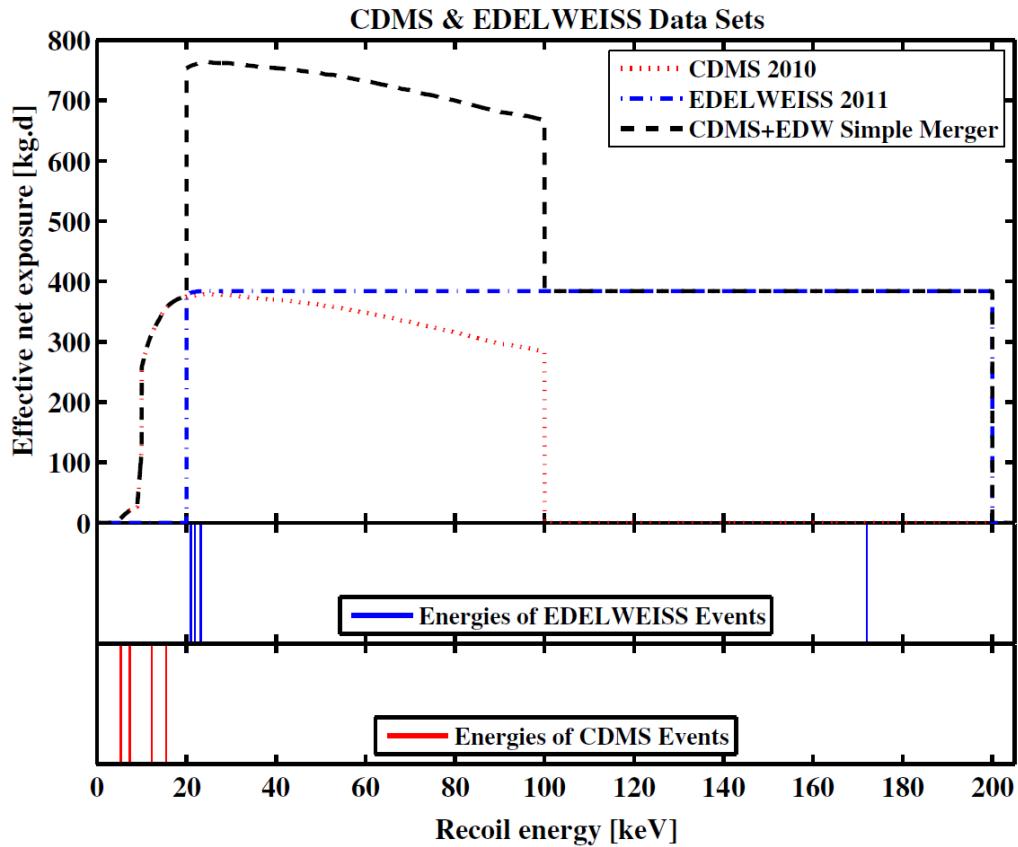


Рис. 3.9. Вверху: полная объединенная статистик двух экспериментов (черная линия), включающая данные CDMS (красная линия) и EDELWEISS (синяя линия). Средняя панель: события EDELWEISS. Нижняя панель: события CDMS.

Все события в области поиска WIMP, наблюдаемые каждым из экспериментов приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Энергии событий в области ядер отдачи (поиска WIMP).

CDMS				EDELWEISS					Энергия, кэВ
5,3	7,3	12,3	15,5	20,8 21,1 21,8 23,2 172					

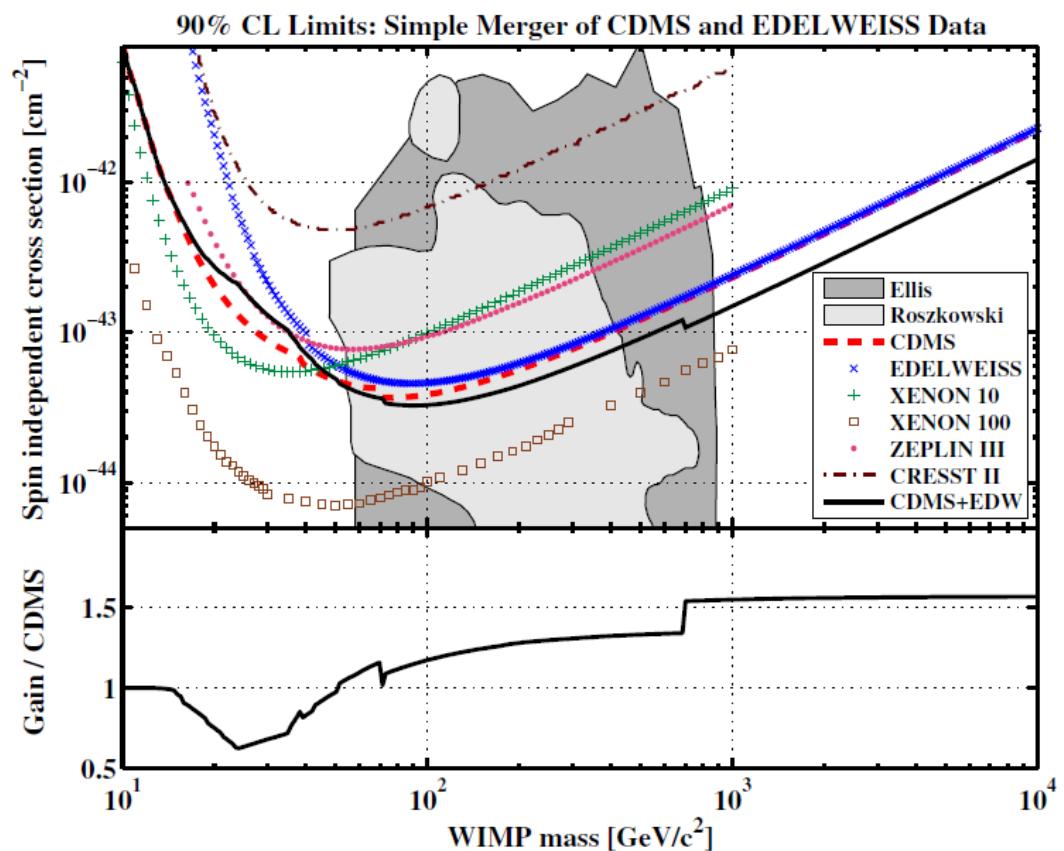


Рис. 3.10. Вверху: 90% верхний предел на спин-независимое взаимодействие WIMP-нуклон из результатов каждого эксперимента: CDMS [101] и EDELWEISS и из комбинированного анализа (черная линия). Данные других экспериментов приведены на дату публикации нашего результата: XENON 100 [94], XENON 10 [102], CRESST II [103] и ZEPLIN III [93] и пространство параметров SUSY из [104]. Внизу: выигрыш, достигнутый благодаря объединению результатов.

Результат совместного анализа представлен на рисунке 3.10.

Для WIMP с массой 90 ГэВ/с^2 получено наилучшее ограничение $3,3 \times 10^{-44} \text{ см}^2$.

3.6. Исследования региона малых масс WIMP в EDELWEISS-II

Используя данные EDELWEISS-II, мы провели дополнительный анализ с целью исследования региона малых масс WIMP. Для этого были отобраны набранные данные с минимальным энергетическим порогом. В сумме было выделено $113 \text{ кг} \times \text{дней}$ данных. Отношение теплового сигнала к ионизации показаны на рисунке 3.11.

Общий остаточный фон в областях поиска WIMP составляет от одного события при $M_\chi = 10 \text{ ГэВ/с}^2$ до трех событий при 30 ГэВ/с^2 . Если для относительно больших масс чувствительность EDELWEISS-II была ограничена фоном, то для низких масс WIMP мы в первую очередь ограничены достижимым порогом. Полученный предел показан как функция M_χ для $7 < M_\chi < 30 \text{ ГэВ/с}^2$ на рисунке 3.12. Результаты данного анализа опубликованы со всеми деталями в [6].

3.7. Выводы к третьей главе

Основываясь на данных первой фазы эксперимента EDELWEISS-I, была создана экспериментальная установка EDELWEISS-II, предназначенная для прямого поиска частиц ТМ с германиевыми детекторами-болометрами, работающими при температуре ниже 20 мК . При выполнении ранних этапов EDELWEISS было обнаружено, что чувствительность эксперимента ограничена фоновыми событиями в приповерхностном слое детекторов. Для таких

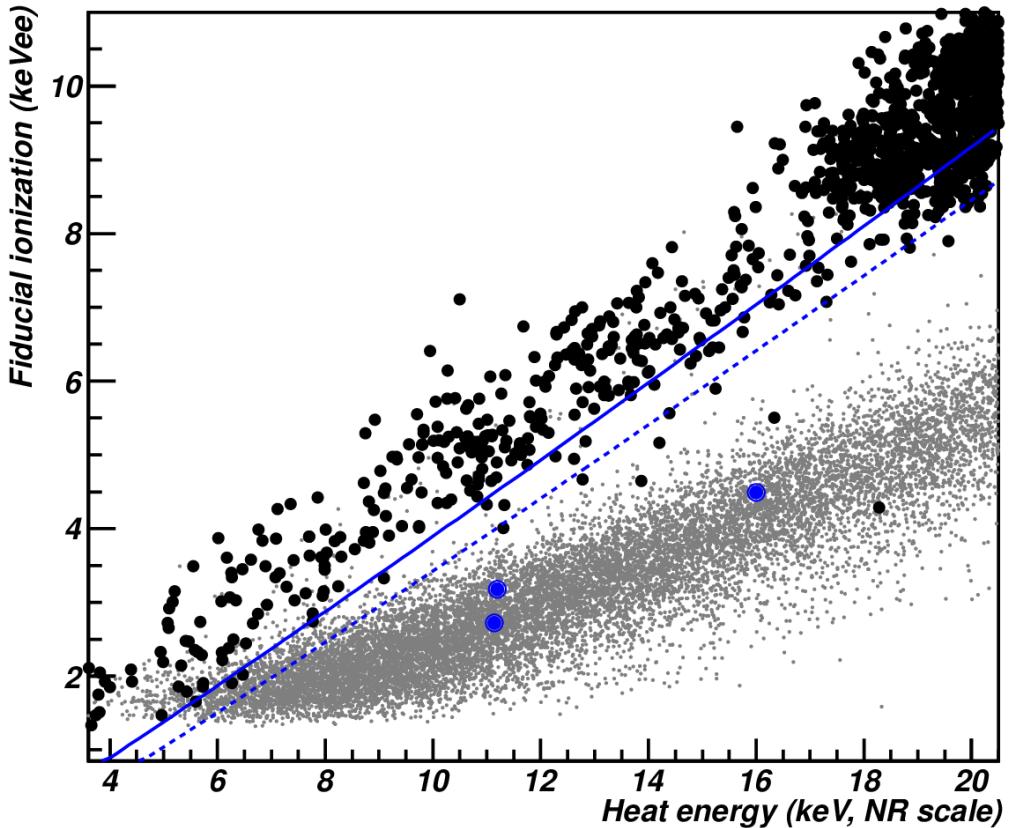


Рис. 3.11. События, изображенные в координатах: тепловой сигнал (ось абсцисс) и ионизация (ось ординат), для 113 кг×дней данных поиска легких WIMP в EDELWEISS-II. Данные нейтронных калибровок изображены серыми точками. Сплошная (пунктирная) голубая линия представляет 95% область γ – отбора для детектора ID3 (ID401). Голубые точки – события в регионе поиска WIMP.

событий происходит неполный сбор заряда, что имитирует сигнатуру WIMP. В эксперименте EDELWEISS, было найдено решение этой проблемы при помощи использования специальной схемы электродов, описанной в этой главе (ID детекторы), что позволило локализовать поверхностные события. Философия нашего подхода к проведению эксперимента состоит в непрерывной разработке новых детекторов с улучшенными (зачастую уникальными) характеристиками, в поступательном наращивании статистики, в непрерывном поиске способов понижения количества фоновых событий. В ходе проведения фазы EDELWEISS-II удалось выявить целый ряд источников фона, которые были устранены в EDELWEISS-III (Глава 4).

В ходе реализации экспериментальной программы EDELWEISS-II было использовано 10 ID детекторов. После 14 месяцев измерений было накоплено

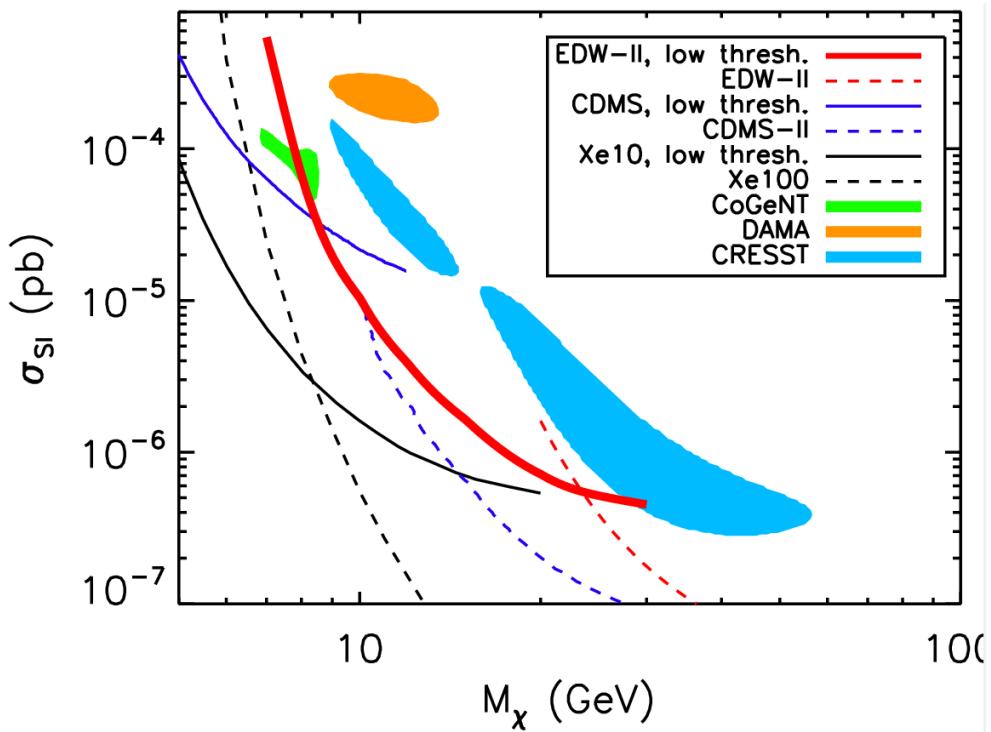


Рис. 3.12. Ограничение на σ_{SI} (90% CL), полученное из данных EDELWEISS-II для области малых масс. Положительные сигналы CoGeNT [105], CRESST [106] и DAMA [107] показаны как закрашенные области. Приведены данные других экспериментов, актуальные на момент анализа.

384 кг×дней данных поиска WIMP. Используя эти данные удалось поставить ограничения мирового уровня на взаимодействие WIMP-нуклон:

- Минимальное сечение на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон составило $4,4 \times 10^{-44}$ см² (90% CL) для WIMP с массой 85 ГэВ/с².
- Полученный предел на сечение неупругого рассеяния закрывает результаты DAMA для всех WIMP с массой более 90 ГэВ/с².
- Проведенный совместный анализ с CDMS позволил улучшить ограничения на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон. Для WIMP с массой 90 ГэВ/с² получено наилучшее ограничение $3,3 \times 10^{-44}$ см².

Результаты, представленные в этой главе, были опубликованы в работах [16], [9], [35], [36], [37], [11], [19], [10], [5], [6].

Глава 4

EDELWEISS-III

В фазе эксперимента EDELWEISS-II (Глава 3) в 2009 – 2010 гг. было установлено, что остаточный фон, не позволяющий продвигаться далее в исследованиях, вызван ограничением в дизайне ID детекторов. Кроме того, как будет показано в Главе 5, были выявлены детали установки, являющиеся источниками фоновых событий, их устранение (модификация защиты) также требовалось для продолжения исследований на новых уровнях чувствительности.

Целью, которая ставилась перед EDELWEISS-III, являлось достижение чувствительности к сечению WIMP-нуклон лучше 10^{-45} см² для масс WIMP ~ 50 ГэВ/с² с 12000 кг×дней данных.

Общая схема эксперимента показана на рисунке 4.1, элементы защиты из полиэтилена и свинца, а также мюонная вето система окружают установку детектора, обеспечивая как пассивное, так и активное подавление фона.

При рабочей температуре 18 мК ядерные отдачи вызывают повышение температуры примерно на 0,1 мК на 1 кэВ, которое измеряется с помощью тепловых датчиков. Сигнал ионизации собирается на электродах, покрывающих все поверхности детектора.

4.1. EDELWEISS-III FID детекторы

Основное принципиальное отличие EDELWEISS-III состоит в новых детекторах, названных FID (от английского Fully covered with Inter-Digitized electrodes). Детекторы изготовлены из кристаллов сверхчистого германия цилиндрической формы высотой 4 см, диаметром 7 см и массой 820-890 г. Эти детекторы оснащены электродами и термосенсорами для выполнения одно-

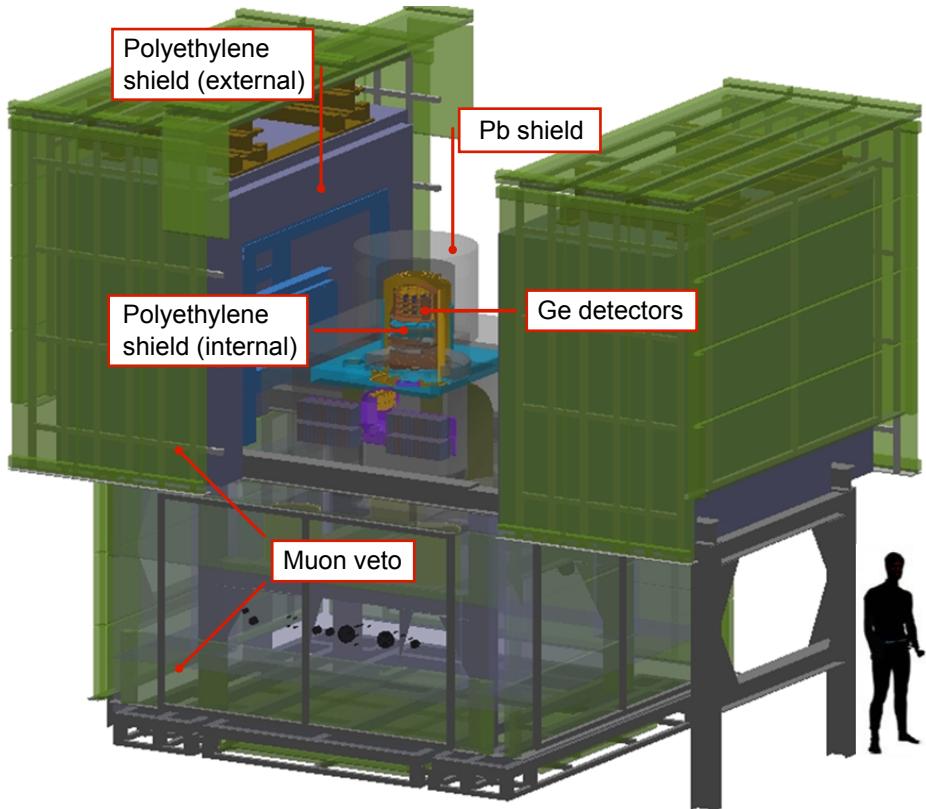


Рис. 4.1. Схема EDELWEISS-III, показывающая в центре криостат с детекторами, который окружён пассивной защитой из свинца и полиэтилена и активной μ -вето системой.

временного измерения теплового и ионизационного сигналов, возникающих в результате взаимодействия частиц.

Тепловые сигналы измеряются с помощью двух термосенсоров из Ge, легированного трансмутацией нейтронами (NTD), приклеенных к центру верхней и нижней поверхностей кристалла. Используются NTD двух разных типов с геометрией $4 \times 4 \times 0,45$ мм³ и $3 \times 5 \times 1$ мм³. Съем ионизационного сигнала осуществляется с помощью нанесенных испарением в вакууме электродов.

Схема с концентрическими электродами, основанная на методе копланарной сетки для локализации событий, впервые примененная в EDELWEISS-II, была улучшена для детекторов FID, как показано на рисунке 4.2: Al-электроды толщиной 200 нм напыляются на все поверхности кристалла Ge, как на плоские верхнюю и нижнюю, так и на боковые поверхности, в виде кольцевых концентрических колец 150 мкм шириной с шагом 2 мм. Пассивация поверхности с нанесением аморфного слоя Ge толщиной от 60 до 80 нм

делается только под электродами, поверхность между электродами остается необработанной. Чтобы уменьшить возможный остаточный ток утечки, применяется превентивная обработка (сухое травление детектора) XeF_2 .



Рис. 4.2. FID детектор массой 800-г с концентрическими электродами на всех поверхностях. Справа – детектор в оправке, в которой удерживается Тефлоновыми зажимами.

Каждый детектор помещается в низкорадиоактивную медную оправку, которая выступает дополнительной защитой от инфракрасного излучения.

Все условно четные и нечетные электроды соединены между собой ультразвуковой пайкой. Имеется два набора электродов - на верхней половине и нижней половине. Такая схема детекторов была впервые предложена и реализована EDELWEISS. В отличии от планарной схемы, FID детекторы создают собирающее поле на всех поверхностях детектора, позволяя проводить эффективную дискриминацию событий на поверхности.

Прикладывая напряжения, как показано на рисунке 4.3, становится возможным определить событие произошедшее у поверхности.

Всего в EDELWEISS-III в криостат было установлено 36 FID детекторов.

4.2. Изменения в криогенной системе

Общая схема криостата EDELWEISS показана на рисунке 4.4: Дьюар – показан как голубая камера в центре, объем с детекторами и тепловы-

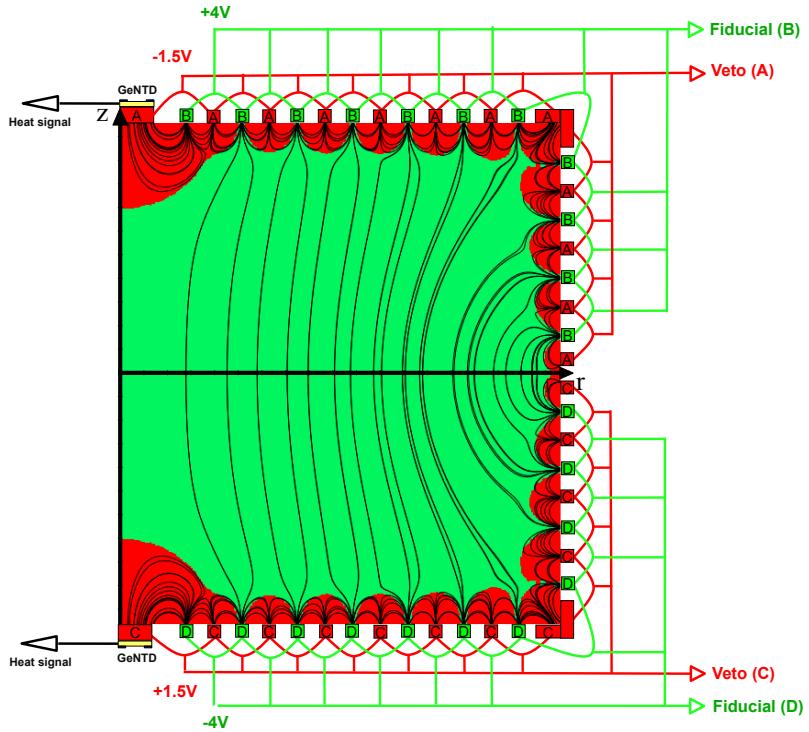


Рис. 4.3. Сечение в разрезе FID детектора, показывающее схему электродов. В стандартной конфигурации собирающие электроды B и D имеют $V_B = +4$ В и $V_D = -4$ В и определяют внутренний объем (выделен зеленым). A и C – вето электроды имеют $V_A = -1,5$ В и $V_C = +1,5$ В и определяют поверхностный объем (красный). Внутри детектора линии поля практически вертикальные, в то время как у поверхностей они им параллельны.

ми экранами – сверху. Компрессоры и вакуумные насосы установлены вне защиты установки и соединены с криостатом криолиниями, имеющими механические развязки для устранения вибраций. Криостат смонтирован на пневматических демпферах, работающих как низкочастотный фильтр (> 1 Гц).

Как выглядит открытый криостат со смонтированными электронными компонентами показано на рисунке 4.5. Камера детекторов вверху криостата сделана из четырех медных пластин на которые устанавливаются детекторы, которые образуют 12 башенок. Этот объем с детекторами последовательно закрывается пятью тепловыми экранами из меди (как матрешка). Температура уменьшается от внешнего экрана, находящегося при комнатной температуре, в четыре этапа: 80–100 К, 45–55 К, 1–4,2 К, 10–20 мК, с соответствующими названиями тепловых экранов 100К, 50К, 1К и 10мК.

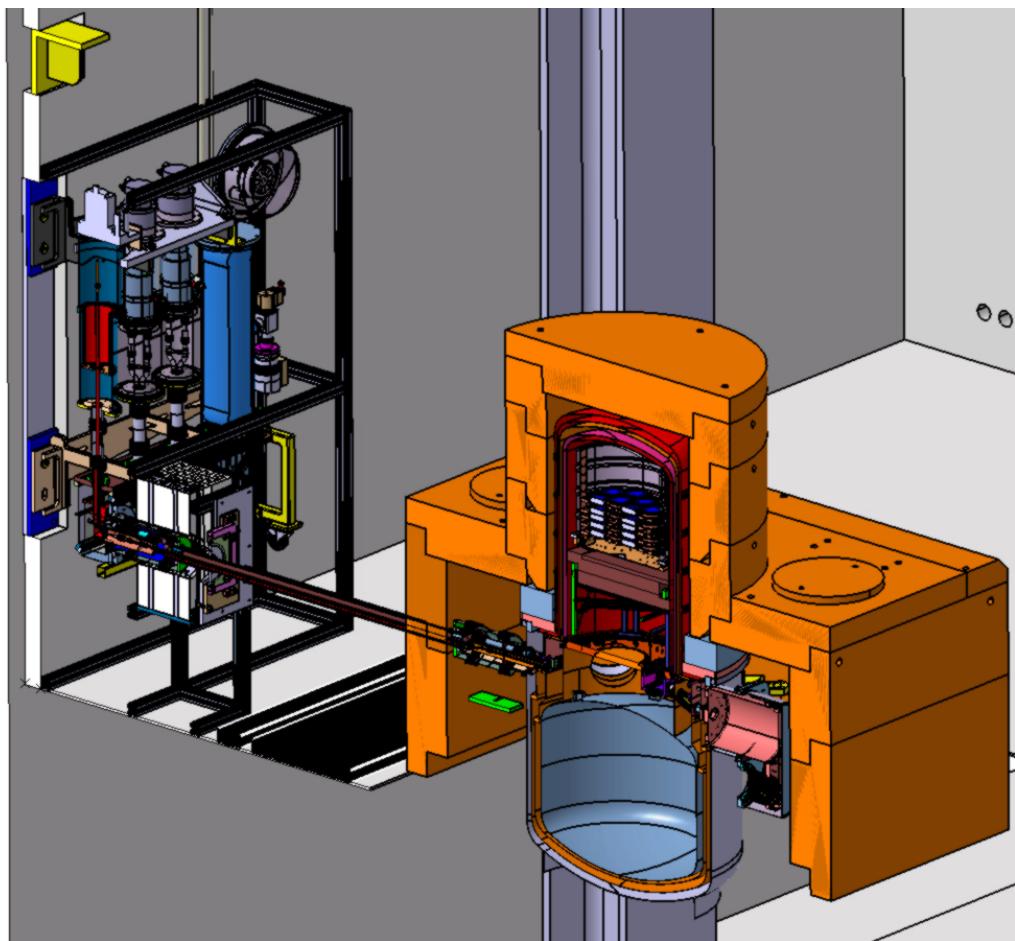


Рис. 4.4. EDELWEISS-III криостат растворения соединенный с тремя тепловыми машинами (криокулеры Гиффорда-Макмагона) смонтированными на стене чистой комнаты EDELWEISS, вне защиты, для уменьшения вибраций и радиоактивного фона. Показана только часть свинцовой защиты (оранжевая) и Дьюар с гелием (голубой, внизу).

Момент монтажа криогенной установки показан на рисунке 4.6.

Криостат установки был существенно модифицирован для третьей фазы эксперимента. Пульсирующие трубы, ранее находящиеся на самом криостате, были заменены на криокулеры Гиффорда-Макмагона, вне защиты, что значительно уменьшило микрофонный шум. Как будет объяснено в разделе 4.3, дополнительная защита толщиной 14 см из археологического свинца была установлена внутри криостата (рисунок 4.5) для защиты детекторов от излучений радиоактивных загрязнений во внешней электронике, закрепленной в нижней части криостата, от холодной электроники и частично от коннекторов и кабелей. Пространство, доступное для детекторов, слегка уменьшилось в EDELWEISS-III, что связано с установкой дополнительной

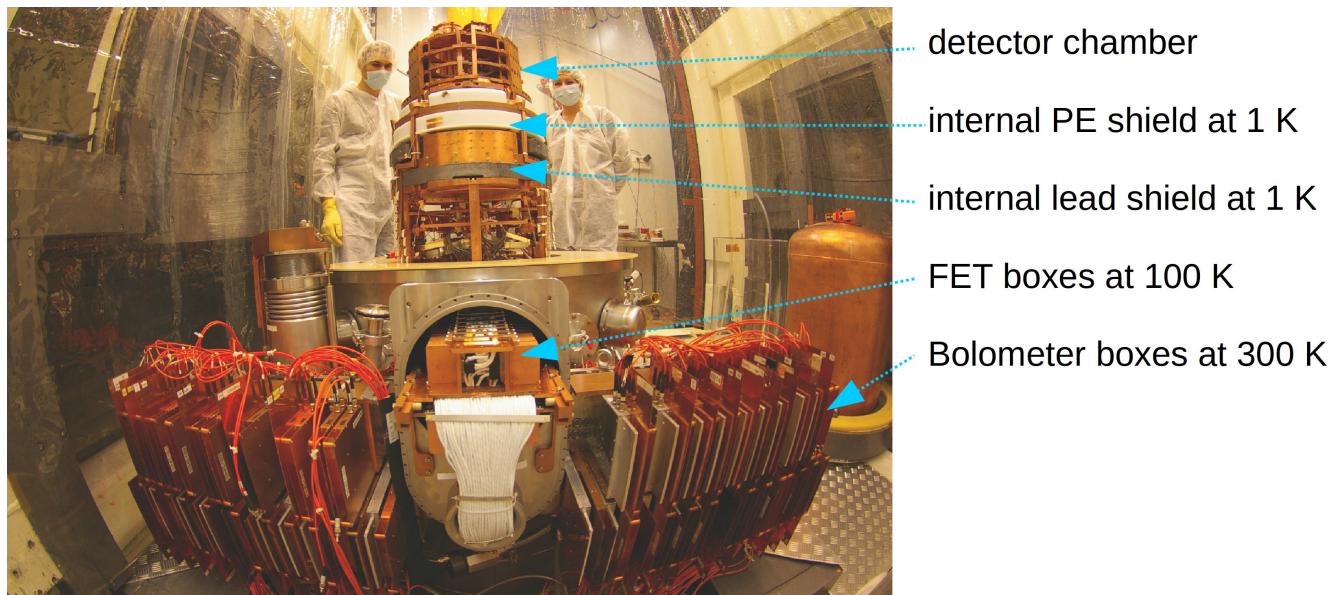


Рис. 4.5. Вид открытого криостата EDELWEISS-III с установленными болометрическими блоками и охлаждаемой электроникой. Внутренняя защита из свинца и полиэтилена видна внизу от камеры с детекторами.



Рис. 4.6. Фотографии сборки криостата EDELWEISS с участием соискателя.

нейтронной защиты, сделанной из полиэтилена. Эта защита смонтирована на уровне 1К. Каждый болометр, установленный в детекторный объем, термически соединен с экраном 10 мК.

Контроль криостата в ходе запуска и работы практически полностью осуществляется дистанционно через три NI FP контроллера и Labview интерфейса¹. TRMC2 контроллер управляет температурой криостата. 100К- и 50К- тепловые экраны последовательно охлаждаются газообразным ^4He . Давление и скорость обдува контролируются для стабилизации температуры экранов в диапазоне 50–55 К и 85–90 К, для 50К и 100К экрана, соответственно.

Примерное время охлаждения детекторной камеры от запуска криостата до температуры 20 мК составляет порядка 6-7 дней. Как видно из рисунка 4.7, рабочая температура детекторов удерживалась на постоянной величине в течение цикла набора данных (рана) 308, который продолжался 10 месяцев. Из этих данных видно, что происходящая раз в неделю заправка криостата гелием не приводит к заметным колебаниям в температуре детекторов. Нижняя часть рисунка 4.7 еще лучше демонстрирует стабильность температуры: она показывает распределение разброса температуры с $\sigma_T = 2$ мК. При температуре детекторов 18 мК, расход гелия составляет примерно 10 литров в день, что приводит к необходимости заливок гелия один раз каждую неделю.

¹ NI, 11500 N Mopac Expwy Austin, TX 78759-3504: www.ni.com

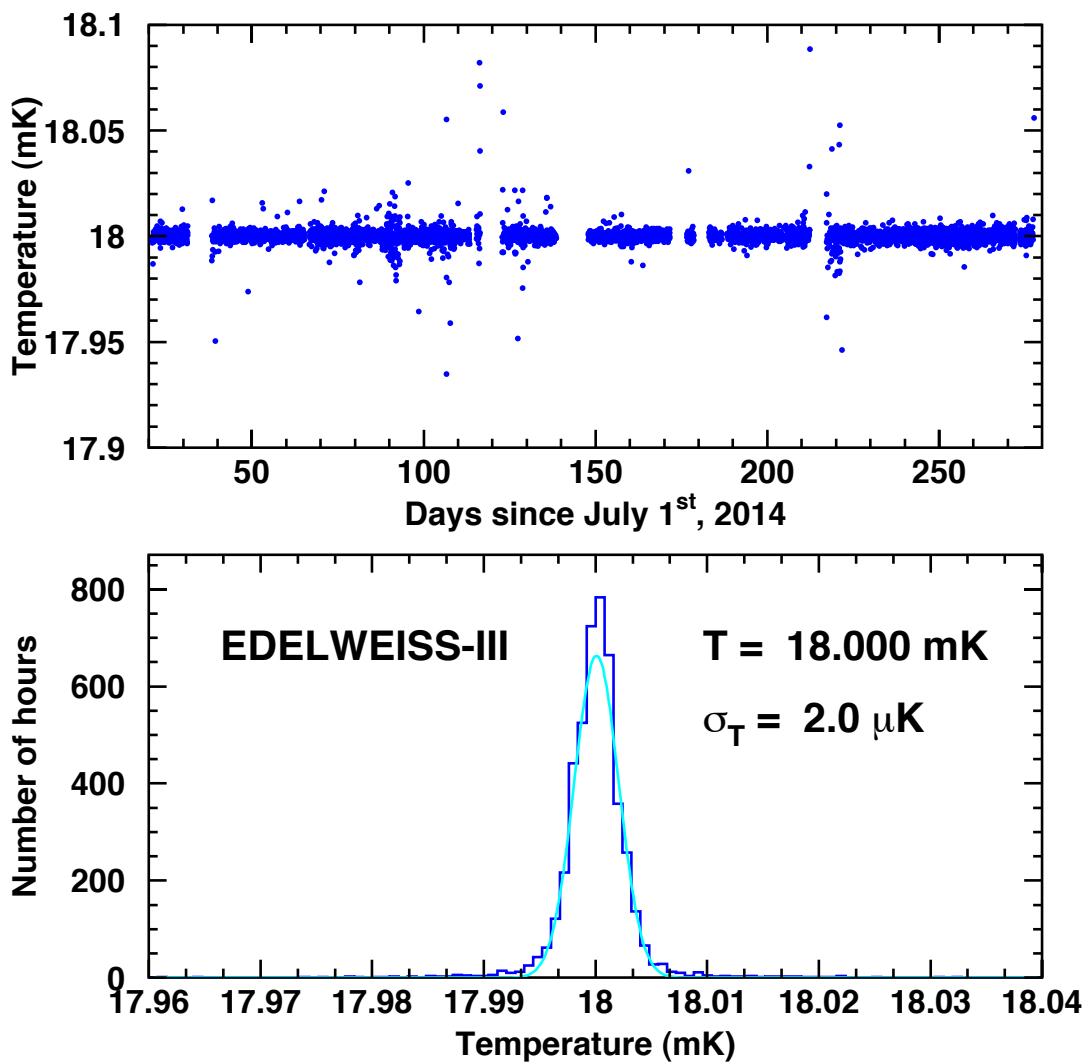


Рис. 4.7. Пример стабильности температуры болометров около 18 мК, в днях от начала 308 рана EDELWEISS.

4.3. Защита

EDELWEISS расположен в подземной лаборатории LSM в ответвлении автомобильного туннеля Frejus, соединяющего Францию и Италию, в Альпах. Горная порода над лабораторией уменьшает поток мюонов до $5 \text{ /m}^2/\text{день}$, что в 10^6 раз меньше, чем на поверхности. Подавление излучений от естественной радиоактивности стен лаборатории обеспечивается пассивной защитой.

4.3.1. Мюонная вето система

Несмотря на значительное меньший поток мюонов в LSM, космогенные нейтроны, производимые оставшимися мюонами и связанными с ними ливнями, все еще могут создавать проблемный фон. Поэтому, активное мюонное вето окружает весь эксперимент. Оно состоит из 46 отдельных пластиковых сцинтилляционных панелей (Bicron BC-412) шириной 65 см, толщиной 5 см и длиной 2 м, 3,15 м, 3,75 м и 4 м, с суммарной площадью 100 m^2 . Каждый модуль имеет две группы 2-х дюймовых ФЭУ. Для оптимизации геометрического покрытия мюонное вето состоит из двух отдельных частей: верхней, прикрепленной к внешней полиэтиленовой защите вокруг криостата, и нижней, расположенной под криостатом и закрывающей так называемую насосную секцию криостата. Верхняя часть расположена на направляющих на двух подвижных полиэтиленовых блоках, что позволяет открывать защиту и получать доступ к криостату во время периодов технического обслуживания (рисунок 4.1). Точное положение двух подвижных частей вето контролируется с помощью автоматизированных регулярных измерений положения с помощью лазерной интерферометрии. Верхняя часть почти полностью закрывает криостат, в то время как нижняя часть имеет ряд зазоров из-за криогенных линий и поддерживающих опор. Геометрическое покрытие для проходящих мюонов составляет около 98%. Из 46 модулей EDELWEISS-

III, четыре последних модуля были установлены только в июле 2010 года в рамках программы модернизации. Эти 4 модуля закрывают небольшой зазор прямо над криостатом, возникающий между двумя подвижными частями мюонного вето. Несмотря на ширину всего в несколько сантиметров, этот зазор мог приводить к значительным потерям в идентификации совпадений между мюонным вето и болометрами. Зазор появился в результате модернизации криогенной системы, в частности, установки тепловых машин за пределами защиты, что привело к необходимости увеличить диаметр криогенных линий.

В течение рабочих периодов набора данных состояние всей системы μ -вето и каждого из 46 отдельных модулей проверяется дистанционно в режиме онлайн.

4.3.2. Пассивная защита

Радиогенний γ - и нейтронный фон возникает из-за естественной радиоактивности, присутствующей в горной породе и бетоне стен лаборатории, а также в материалах экспериментальной установки.

Остаточный нейтронный фон оценивается с помощью моделирования методом Монте-Карло спонтанных делений и реакций (α, n) . Поток нейтронов в LSM ниже 10 МэВ в основном обусловлен спонтанным делением ^{238}U и (α, n) реакциями на легких материалах. Источниками альфа радиоактивности являются распады урановых и ториевых цепочек, как в горной породе, так и материалах стен лаборатории. Было измерено, что усредненный поток тепловых нейтронов в 4π вблизи эксперимента EDELWEISS, за пределами защиты, составляет $(3,57 \pm 0,05^{\text{stat}} \pm 0,27^{\text{syst}}) \times 10^{-6}$ нейтронов/см 2 /сек. Поток быстрых нейтронов выше 1 МэВ за пределами защиты $(1,1 \pm 0,1^{\text{stat}}) \times 10^{-6}$ нейтронов/см 2 /сек. Эти быстрые нейтроны могут влиять на чувствительность поиска ТМ, поскольку они производят ядерные отдачи с энергией, аналогичной энергии (от нескольких кэВ до нескольких десятков кэВ), ожидаемой от

WIMP. Радиогенные нейтроны замедляются и улавливаются полиэтиленовой защитой толщиной не менее 50 см (рисунок 4.1). 35 тонн этого полиэтилена уменьшают фоновую составляющую радиогенных быстрых нейтронов на 5-6 порядков (Глава 5).

Внутренняя часть защиты, ближайшая к криогенным детекторам, состоит из свинца толщиной 20 см. Масса этой части защиты составляет 40 тонн. Как известно, свинец может содержать долгоживущий радиоактивный изотоп ^{210}Pb с периодом полураспада 22,3 года, поэтому самые внутренние 2 см свинцовой защиты изготовлены из археологического свинца римской эпохи, в котором активность ^{210}Pb составляет менее 120 мБк/кг, что более чем на два порядка ниже, чем у оставшихся 18 см свинцовой защиты.

Другим важным источником фонового излучения является ^{222}Rn . Этот радиоактивный газ с периодом полураспада 3,8 дня является продуктом распада ^{238}U , присутствующего в горных породах и строительных материалах. Уровень радона контролируется во всей лаборатории, где его измеренная активность составляет $\sim 10\text{--}15 \text{ Бк}/\text{м}^3$, благодаря активной системе вентиляции.

Установка EDELWEISS находится в чистой комнате (класс 1000).

Она установлена на конструкции из рельс, что позволяет открывать защиту на две части для доступа к криостату. Уровень радона непрерывно контролируется, с созданным высокочувствительным детектором радона, а пространство непосредственно вблизи криостата между свинцовыми экраном и самым внешним тепловым экраном криостата дополнительно продувается очищенным от радона воздухом.

Моделирование, проведенное для эксперимента EDELWEISS-II, показало, что некоторые специфические материалы, вносящие наибольший вклад в нейтронный фон, должны были быть заменены (Глава 5). В частности заново были сделаны все медные тепловые экраны. Кроме того, установка EDELWEISS-III была значительно улучшена по элементам защиты, по сравнению с предыдущей фазой эксперимента. Как показано на рисунке 4.5, был

добавлен новый внутренний полиэтиленовый экран, а дополнительный слой полиэтилена был добавлен снаружи криостата над электроникой.

4.4. Система набора данных

EDELWEISS-III электроника была разработана внутри коллаборации с целью иметь энергетическое разрешение базовой линии лучше одного кэВ (FWHM). Такое разрешение необходимо иметь для калориметрического и ионизационного каналов для достижения фактора 10^5 дискриминации между электронной отдачей и ядрами отдачи с энергией выше 10 кэВ. Соответствующие электрические сигналы, которые необходимо обработать от каждого события – изменение напряжения на $M\Omega$ NTD термисторе (фононный сигнал) и заряд (результат ионизации), собранный на четырех системах Al электродов. Используется первый охлаждаемый усилительный каскад на основе Si-JFET², которые хорошо адаптированы для работы с высоимпедансными сигналами. Охлаждение электронных компонентов помогает снизить токовый шум JFET, а также тепловой шум от сопротивлений. Основные критерии, определяющие выбор электронники: оптимизация расстояния между детекторами и первыми элементами холодной электронники; производимая рассеиваемая мощность, которая должна соотноситься с охлаждающей способностью криосистемы, и, наконец, минимизация радиоактивных загрязнений. Время полного сбора сигнала не является критичным, т.к. скорость счета каждого канала менее 1 Гц.

Соединения между детекторами с выходами из детекторной камеры сделаны с помощью кабелей собственной разработки из каптона. Для соединения и развязок на остальных экранах охлаждения в EDELWEISS-III были применены специальные криогенные коаксиальные кабели, разработанные

² JFET это полевой транзистор с управляющим PN-переходом, является сокращением от английского Junction gate Field-Effect Transistor.

совместно с Axon Cable group.³ При разработке и тестировании особое внимание обращалось на перекрестные помехи (кросс-ток) между каналами, на минимизацию паразитной емкости (40 пФ/м), чувствительности к микрофонным шумам и рассеиваемой мощности. Охлаждаемые JFET-ы смонтированы на откручивающихся боксах, установленных на экране 100К (рисунок 4.10).

Электроника питания JFET, ЦАП для питания детекторов, предусилители, модуль фильтрации сигналов с сглаживанием и оцифровкой - все это интегрировано в один модуль, смонтированный непосредственно снаружи криостата (так называемый болометрический блок, ББ)(рисунок 4.10). Все функции ввода/вывода этого модуля реализованы через оптический кабель. Данные каждого из каналов непрерывно оцифровываются с частотой 100 кГц и 16-битным разрешением. Фильтрация импульсов, запуск и управление потоком данных выполняются в онлайн режиме на персональных компьютерах. Общее управление, частота дискретизации и тактовая частота позволяют легко идентифицировать и вычитать общие шумовые паттерны, вызванные электронными помехами.

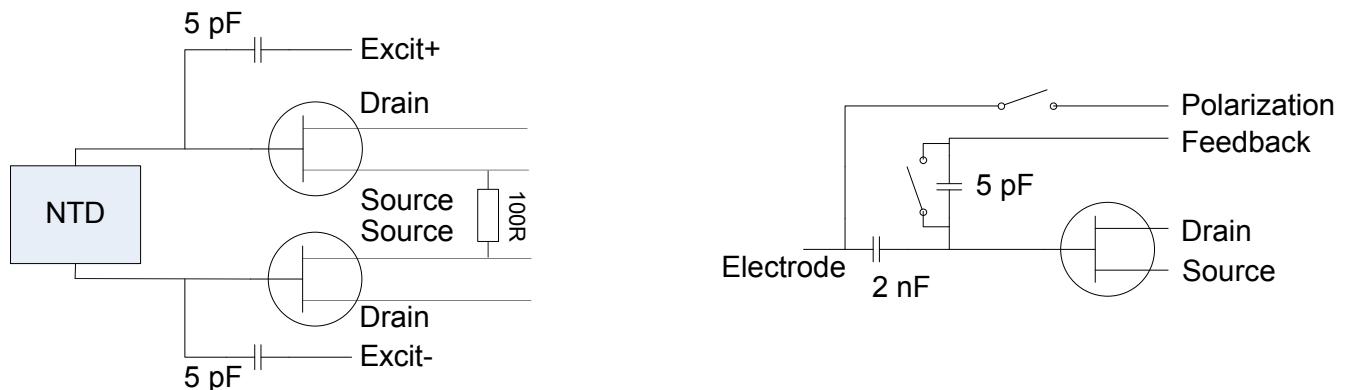


Рис. 4.8. Считывание сигнала в EDELWEISS-III: фононный канал (слева) и ионизационный (справа).

³ <http://www.axon-cable.com/en/>.

4.4.1. Термоволнистый канал набора данных

Экспериментальное оптимальное разрешение по фононному каналу получено при импедансах термисторов NTD в несколько $M\Omega$ и токе смещения в несколько нА при 18 мК. Эти значения представляют собой компромисс между чувствительностью к микрофонике при таком высоком импедансе и нелинейностью откликов $V_{NTD}(I)$ (напряжение NTD в зависимости от тока смещения). Эти нелинейности возникают из-за не идеальности тепловых контактов и, соответственно, теплопередачи от детекторов к камере растворения ^3He - ^4He , теплового отсоединения NTD и кристалла германия через клей между ними, и электрон-фононной функции NTD [108].

Теплоемкость полностью оснащенного FID детектора составляет ~ 2 нДж/К при 18 мК, что приводит к изменению температуры на 0,1 мК для энергии в 1 кэВ. При типичном тепловом отклике 0,5 В/К получается энергетическая чувствительность 50 нВ/кэВ. Типичные временные параметры сигнала при 18 мК составляют 10 мс для времени нарастания и 10 и 100 мс для двух основных времен затухания, соответственно [108].

Предусилитель теплового канала создан на базе IFN860 JFET, имеющего шумовую дорожку 1–2 нВ/ $\sqrt{\text{Гц}}$ (rms). Шумы NTD также находятся в этом диапазоне. С учетом только этих двух источников шума идеальное (лучшее) разрешение базовой линии может составлять 300 эВ FWHM. Для теплового канала частота составляет 500 Гц: на двух контактах NTD создаются два противоположных прямоугольных импульса тока путем дифференцирования треугольного импульса напряжения на емкости 5 пФ (рисунок 4.8, слева). Такой метод модуляции был позаимствован из разработок Archeops и Planck [109]. Демодуляция выполняется после оцифровки на частоте 100 кГц либо онлайн, либо после, с помощью программного обеспечения. Весь шум, который не был модулирован, отбрасывается. Таким образом, электронный шум $1/f$ эффективно подавляется модуляцией, а синфазный шум дифферен-

циальным измерением.

4.4.2. Ионизационный канал набора данных

Средняя энергия, необходимая для создания электрон-дырочной пары в германии, составляет 3 эВ [110]. Поэтому, 1 кэВ соответствует примерно 330 электронам. В присутствии поля электроны и дырки дрейфуют в детекторе к электродам. Во время этого дрейфа, составляющего долю миллисекунды, на собирающих электродах индуцируются заряды; эти заряды могут быть собраны на емкость обратной связи усилителя заряда или на общую входную емкость в случае усилителя напряжения.

В EDELWEISS-III электронный тракт ионизационного канала основан на IF1320 JFET. Основное отличие от EDELWEISS-II состоит в использовании усилителя напряжения. Первый усилительный каскад состоит из повторителя, и никакие резисторы питания детектора и обратной связи не используются, чтобы избежать их вклада в тепловой шум (рисунок 4.8, справа).

На основе выходного сигнала АЦП, получаемого с частотой дискретизации 100 кГц, напряжение затвора периодически регулируется (на масштабе времени в минутах) с помощью емкости с помощью встроенного программного обеспечения в ПЛИС. Напряжение на детектор подается через механическое реле. Низкие токи утечки транзистора и детектора ($< 1 \text{ фА}$) позволяют подавать смещающее напряжение раз в несколько часов, в противном случае реле разомкнуты и детектор “дрейфует”. Как следствие, реакция системы на внесение дополнительного заряда является ступенчатой функцией. Емкость детектора FID800 составляет около 150 пФ, паразитная емкость кабеля составляет около 100 пФ, а емкость затвора полевого транзистора к источнику составляет около 50 пФ. Отклик детектора на входе составляет 180 нВ/кэВ.

Время сбора заряда ограничено наложением соседних импульсов. С типичными скоростями счета, время сбора было выбрано в 1 секунду, что дает

энергетическое разрешение базовой линии на уровне ~ 500 эВ, что в два раза лучше, чем в EDELWEISS-II. Разрешение ионизационного канала ограничено из-за шумов FET [111].

Демонстрация шумов фононного и ионизационного каналов для одного из FID детекторов приведена на рисунке 4.9. Нижняя часть рисунка показывает шум для одного из тепловых каналов, верхняя часть – для ионизационного канала. Для наглядности, на рисунках также показан спектр, соответствующий электрону с энергией 1 кэВ. Для приведенных на рисунке шумовых спектров разрешение (FWHM) при оптимальном фильтре составляет 0,68 кэВ_{ee} для ионизационного канала и 0,21 кэВ_{ee} для теплового канала.

4.4.3. Обновление для использования внутреннего усиления

Неганова-Трофимова-Люка

В ходе реализации EDELWEISS-III впервые возник вопрос об использовании внутреннего усиления сигнала в детекторах при помощи эффекта Неганова-Трофимова-Люка (ЭНТЛ) для расширения диапазона исследуемых масс. Как описано в [77, 78], заряды, дрейфуя в электрическом поле, производят дополнительное тепловыделение. Таким образом происходит дополнительное внутренне усиление теплового канала, что, как будет показано в Главе 7 диссертации, дает возможность исследовать события вблизи нулевых значений энерговыделения. Параллельно с EDELWEISS, НИОКР по использованию ЭНТЛ проводились экспериментом CDMS [112, 113]. В EDELWEISS-III десять электронных каналов были модифицированы для возможности подавать на детекторы смещения напряжения до ± 70 В.

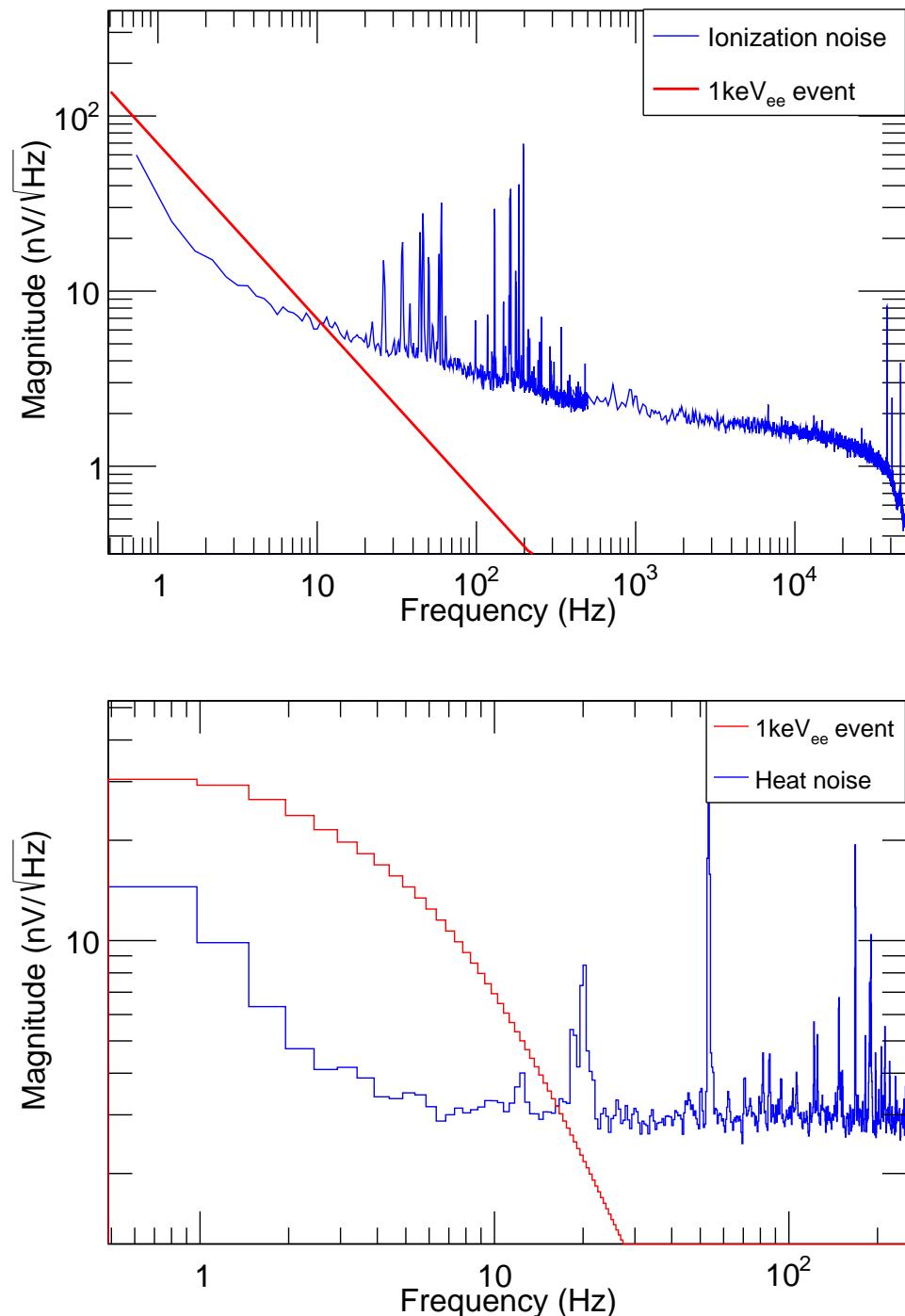


Рис. 4.9. Типичные спектры шума для канала ионизации (вверху) и теплового канала (внизу) для детектора FID. На обоих рисунках красная гистограмма соответствует спектру сигнала с энергией 1 кэВ_{ee}.

4.4.4. Система управления набором данных (DAQ)

Система управления набором данных в EDELWEISS (DAQ) управляет ББ, т.е. контролирует подаваемые напряжения и управляет потоком оцифрованных данных. Она обеспечивает отображение этих данных для целей мониторинга, выполняет запуск накопления данных и организует их сохранение на внешние накопители. Основная программа пользовательского интерфейса SAMBA, исполняется на Mac-компьютерах (правая часть рисунка 4.10). SAMBA получает данные и отправляет команды через Интернет в DAQ-крейт, состоящий из компьютера-сервера, соединенного с VME-крейтом набора данных. Эта система общается с ББ через оптоволоконный кабель. Оцифровка данных осуществляется внутри ББ, расположение которых непосредственно на криостате исключает возникновение проблем с контурами заземления (потенциал заземления криостата такой же, как и у ББ).

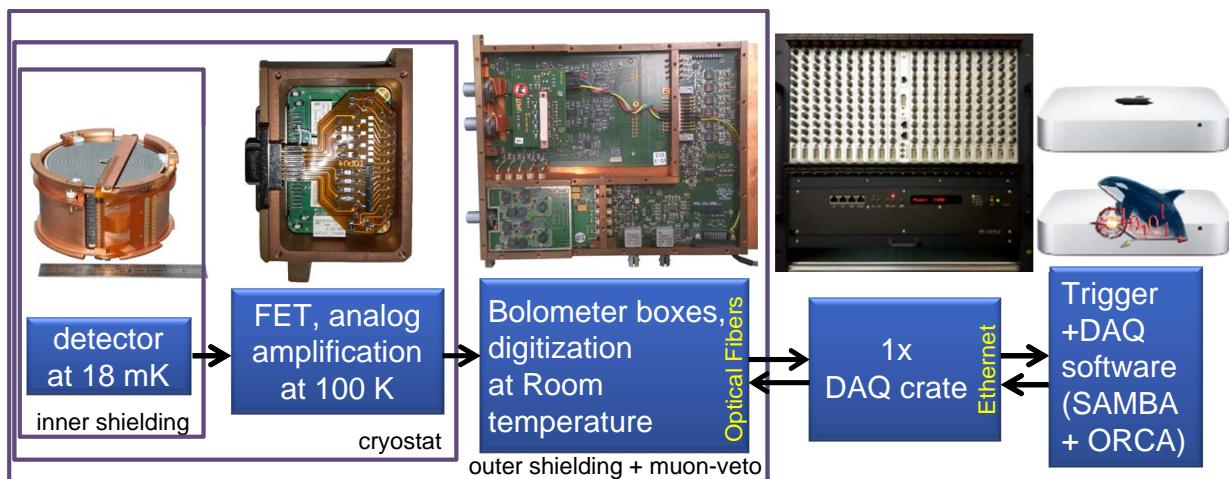


Рис. 4.10. Полный путь данных в EDELWEISS-III. Данные с 36 детекторов поступают через аналоговый усилительный каскад, расположенный внутри 100-К экрана, и 72 ББ. Каждый ББ передает 12 Мбит/сек по оптоволокну на DAQ-крейт, который соединен через сервер с компьютером запуска и управления набором данных.

Использование сети Интернет для ввода/вывода из DAQ-крейта позволяет ему одновременно взаимодействовать с несколькими компьютерами. Это используется для распределения потока данных и команд по нескольким компьютерам, каждый из которых управляет до двенадцати детекторов.

Он также подключается к дополнительному ПК для предварительного мониторинга и предварительной обработки потока данных. Возможность распределения потока данных по нескольким параллельным компьютерам обеспечивает значительную оперативную гибкость при работе с сегментированной матрицей детекторов, такой как EDELWEISS. Для синхронизации данных с разных детекторов и с мюонным вето используются 10 мкс временные метки, вырабатываемые DAQ.

4.4.5. DAQ-крейт

Блок DAQ принимает оцифрованные данные, поступающие от 72 ББ, управляющих 36 детекторами.⁴

Система была разработана как масштабируемая до ≥ 40 детекторов. Она обладает возможностями сокращения объема данных для оптимизации сетевого трафика путем добавления или удаления каналов в зависимости от их использования. DAQ-крейт был разработан и создан коллегами из KIT [114]. Он состоит из 6U и 2U крейтов, с контроллером, позволяющим объединить до 20 плат ввода-вывода и одну центральную мастер-плату. Такой тип DAQ-крейтов использовался в других астрофизических экспериментах, таких как обсерватория Пьера Оже [115] и KATRIN [116]. Для EDELWEISS DAQ-крейт был адаптирован для ввода/вывода через оптоволокно. Карты ввода-вывода принимают оцифрованные потоки данных из блоков болометра, концентрируют их и удаляют неиспользуемые каналы. Одна из карт ввода-вывода ответственна за данные от системы мюонного вето.

Общая схема организации обмена данными представлена на рисунке 4.11.

С 6 каналами на каждый детектор (4 ионизационных и 2 тепловых), частотой дискретизации 100 кГц с разрешением 16-бит, каждый детектор

⁴ Для каждого детектора один ББ контролирует 4 ионизационных канала и один тепловой, второй ББ контролирует второй тепловой канал и реле.

дает данные в объеме 1,2 МВ/сек. Полная загрузка в 43 МВ/сек для 36 детекторов, значительно меньше, чем 90 МВ/сек, максимальные для данного DAQ-крейта [114].

Три Mac-ПК, каждый из которых отвечает за управление и набор данных с 12 детекторов, расположены вне чистой комнаты EDELWEISS.

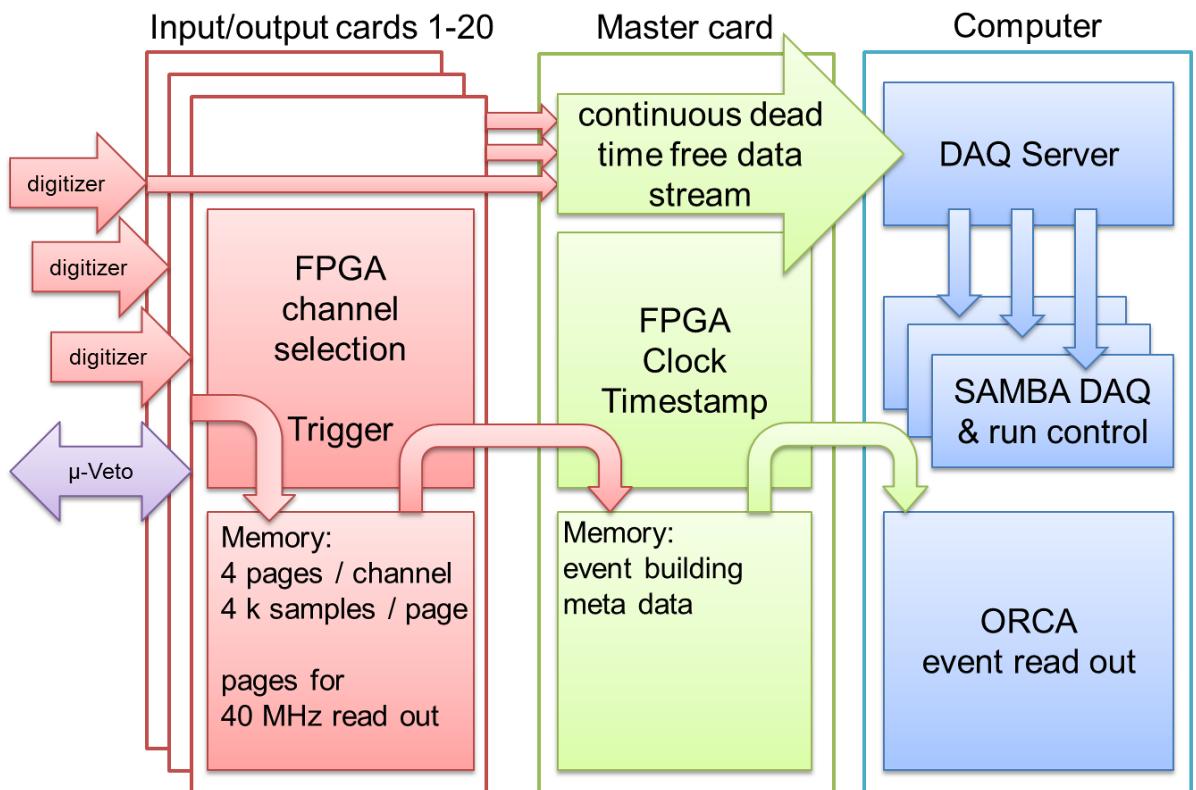


Рис. 4.11. Схема организации обмена данными.

4.4.6. SAMBA

Приложение, используемое для управления конфигурацией оборудования EDELWEISS и набором данных, называется SAMBA. Программа была разработана с учетом необходимости масштабирования и гибкости: например, три компьютера, каждый независимо управляющий до 12 детекторами, могут работать как независимо, так и под управлением одного главного компьютера. Настройка определяется в текстовых файлах, которые могут быть изменены либо напрямую, либо через само приложение SAMBA с помощью гра-

фических интерфейсов. Аппаратная настройка, с которой работает SAMBA, включает, среди прочего, списки детекторов, подлежащих считыванию, связанные с ними ББ и связанные с ними каналы DAQ-крейта, значения напряжений для каналов ионизации, частоту и амплитуду сигналов, подаваемых на тепловой канал, а также программно управляемые коэффициенты усиления цифровых преобразователей. Отдельный блок параметров относится к обработке потока данных с помощью программных фильтров, оптимизированных индивидуально для каждого из каналов, и к конфигурации триггера, который управляет записью данных на диск.

Для конкретного компьютера SAMBA получает с сервера данные с частотой 100 кГц от каждого из 12 детекторов. На каждом канале может быть выполнено два уровня цифровой обработки. Первый соответствует фильтрам на “лету”, применяемым к данным перед их сохранением на жесткий диск. Копия этого потока может быть дополнительно обработана для использования в целях настройки параметров при запуске. Данные на любом уровне обработки могут отображаться непрерывно, либо во временной развертке (в режиме “осциллограф”), либо в виде спектров мощности в зависимости от частоты. Доступные цифровые фильтры - это демодуляция треугольного возбуждения NTD, цифровые фильтры IIR (рекурсивный фильтр), усреднение, удаление повторяющегося шаблона и свертка с определяемым пользователем шаблоном импульсов. К каждому из каналов могут быть применены различные собственные фильтры.

В дополнение к режиму “осциллограф”, SAMBA может срабатывать на одном отфильтрованном канале: например, во время запуска WIMP-поиска триггер устанавливается на каналах теплового детектора. Проверяются отфильтрованные данные второго уровня, и, если этот канал превышает пороговое значение, регистрируется временная метка. Затем SAMBA сравнивает временные метки всех каналов для поиска совпадений внутри заданного временного окна. Для каждой временной метки данные первого уровня всех

каналов соответствующих детекторов сохраняются на диске. Данные, сохраненные на диске, обычно представляют собой трассировки теплового сигнала и ионизации шириной 2,048 секунды, дискретизированные с частотой 0,5 или 1 кГц и центрированные по временной метке, а также трассировки необработанных данных ионизации частотой 100 кГц шириной 40,96 мс. Дополнительно сохраняются данные соседних детекторов, чтобы обеспечить достаточные исходные данные для исследований шума и триггеров. Каждое событие сопровождается заголовком, указывающим битовую структуру срабатывающих каналов, уровень порога срабатывания для каждого канала и амплитуду каждого канала.

В EDELWEISS-III в SAMBA были внесены изменения, так называемый адаптивный триггер: автоматическая регулировка уровня срабатывания на заданном канале для поддержания заданной частоты срабатывания. Например, при выполнении WIMP-поиска обычно требуется, чтобы каждый канал срабатывал не более трех раз в минуту и менее тридцати раз каждые 10 минут. Если это не так, пороговый уровень срабатывания автоматически повышается или уменьшается. Это приводит к довольно постоянной частоте срабатывания 50 мГц на канал, независимо от изменений уровня шума. Поскольку частота физических событий при выполнении WIMP-поиска близка к 5 мГц на детектор, эта процедура обеспечивает минимально возможные пороговые значения, при минимальном мертвом времени.

4.4.7. ORCA

Для EDELWEISS-III был применен еще один, альтернативный интерфейс DAQ, через программу ORCA. Этот интерфейс, который может конфигурировать блок DAQ, используется, в частности, при использовании каналов ионизации с нестандартным временным разрешением 40 МГц, применяемым для НИОКР, связанных с отбором сигналов по форме передне-

го фронта импульса. ORCA расшифровывается как Объектно-ориентированный контроль и сбор данных в реальном времени (Object-oriented Real-time Control and Acquisition) и написан для операционной системы Mac OS X на Objective-C [117]. ORCA записывает данные в файлы в бинарной форме, которые могут быть конвертированы в общепринятый ROOT [118] формат с использованием OrgaROOT библиотеки. Данные SAMBA и ORCA относительно независимы, поэтому сравнивая листы событий можно выявить возможное мертвое время в канале набора данных.

4.5. Параметры детекторов EDELWEISS-III

В EDELWEISS-III были применены новые FID детекторы, массой ~ 800 г, каждый.

4.5.1. Энергетические калибровки и процедура регенерации детекторов

Из-за наличия примесей внутри детектора, носители заряда могут быть захвачены этими примесями во время их миграции к электродам. Это приводит к образованию пространственных зарядов, которые создают электрическое поле в направлении, противоположном направлению напряжения от электродов. Чтобы убрать этот эффект, так называемые фазы регенерации проводятся в течение одного часа каждый день, в течении которого детекторы заземляются и облучаются γ -источником, что приводит к устраниению пространственного заряда.

Процедуры калибровки и регенерации основаны на использовании радиоактивных источников и проводятся одновременно для всех детекторов. Чтобы избежать фона от источников они должны оставаться вне защиты EDELWEISS-III во время стандартного набора данных и должны располагаться как можно ближе к детекторам во время процедур калибровки и регенерации. Для этого была разработана и внедрена механическая система

автоматического перемещения источников. Эта система включает в себя два радиоактивных источника ^{60}Co и два ^{133}Ba .

Радиоактивные источники

Для регенерации детекторов применяются два γ —источника ^{60}Co активностью ~ 200 кБк. Основой энергетических калибровок являются измерения с ^{133}Ba . ^{133}Ba распадается электронным захватом в ^{133}Cs с $T_{1/2} = 10,55$ лет.

Низкоактивный AmBe нейтронный источник (21 ± 4 нейтрона/сек) используется для специальных регулярных калибровок, в ходе которых источник вручную закрепляется на несколько часов на расстоянии 8 см в верхней части криостата. На рисунке 4.12 показана зависимость ионизационного выхода $Q(E_r)$ от энергии отдачи E_r для данных, набранных с AmBe источником. Источник испускает нейтроны с энергиями до 11 МэВ, которые вызывают возникновение ядер отдачи с $Q(E_r)$ распределенной по Гауссу вокруг плавной функции $Q(E_r) = 0,16E_r^{0,18}$, что находится в согласии с теорией Линдхарда [119].

AmBe источник также испускает γ с энергией 4,4 МэВ, комптоновское рассеяние которых приводит к событиям с $\langle Q(E_r) \rangle = 1$. События в промежуточной области возникают в результате неупругого рассеяния нейтронов на ядрах германия. В данных видны события от возбуждения первого (13,28 keV) и третьего (68,75 keV) уровней в ^{73}Ge .⁵

Процедуры калибровок

Основой калибровки всех каналов являются измерения линии 356 кэВ спектра ^{133}Ba . Измерение этой линии служит для настройки усиления и определения кросс шумов. Набор данных, связанных с γ —калибровками, составляет порядка 10% от общей экспозиции.

⁵ 66,7 кэВ линия от второго возбужденного уровня невидима, т.к. из-за его периода полураспада в 0,499 сек такие события отбрасываются при обработке.

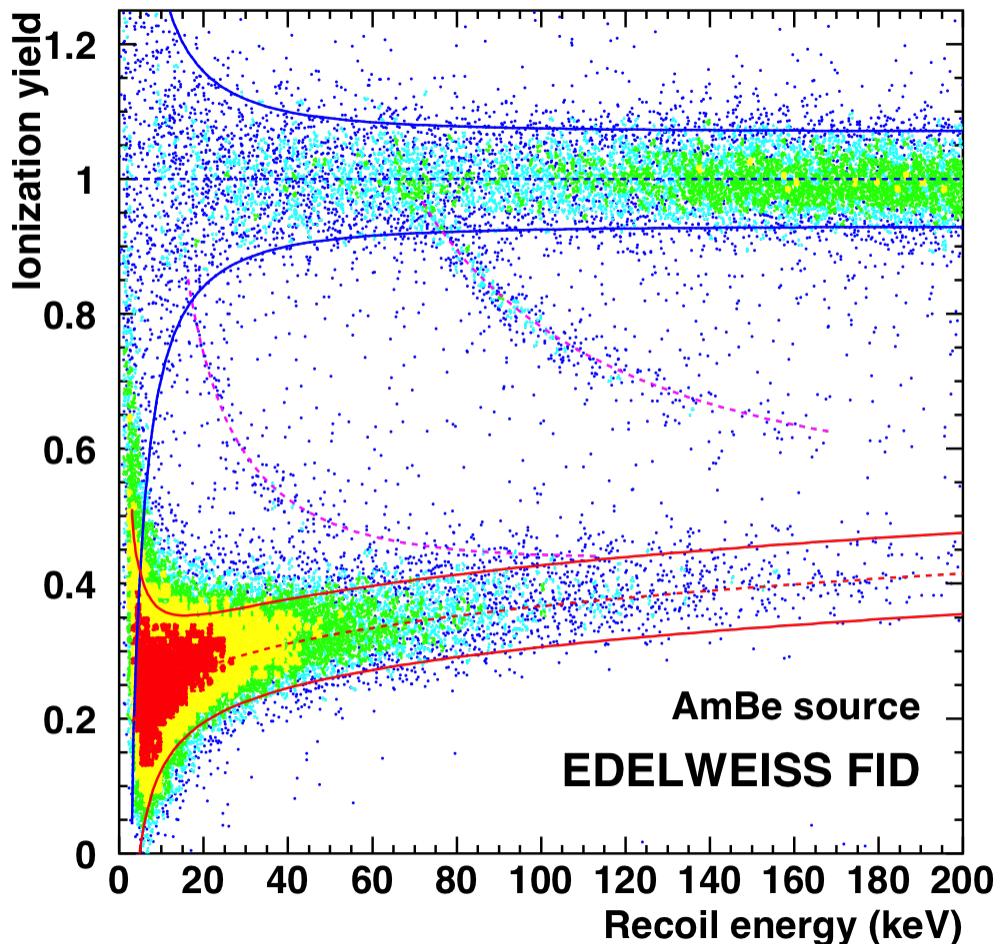


Рис. 4.12. Зависимость ионизационного выхода от энергии отдачи для ($> 3 \times 10^4$) нейтронных событий от AmBe источника. Две красные и голубые линии ограничивают 90% С.Л. области ядер отдачи и электронов, соответственно. Фиолетовые пунктирные линии соответствуют неупругому рассеянию нейтронов на ^{73}Ge с вылетом γ с энергиями 13,28 кэВ и 68,75 кэВ.

Определение энергетических переменных

После калибровок все энергетические шкалы переводятся в эВ электронного эквивалента (эВ_{ee}). Для анализа данных индивидуальные ионизационные и тепловые энергии могут быть скомбинированы в другие энергетические переменные, в соответствии с 4.1 и 4.2:

$$E_{dif} = \frac{(E_{ion-b} - E_{ion-d})}{2} ; \quad E_{fid} = \frac{(E_{ion-b} + E_{ion-d})}{2} \quad (4.1)$$

$$E_i = \frac{(E_{ion-a} + E_{ion-b} + E_{ion-c} + E_{ion-d})}{2} ; \quad E_{veto} = E_{ion-a} + E_{ion-c} \quad (4.2)$$

где E_{dif} – это разница между двумя электродами, E_{fid} – ионизационная энергия в чувствительном объеме, E_i – полная ионизационная энергия, и E_{veto} – вето энергия для отделения поверхностных событий. Кроме того, E_c это взвешенная по разрешению средняя измеренных двумя NTD тепловых энергий E_{heat-1} и E_{heat-2} . Все переменные сведены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1. Энергетические переменные. Разрешения приводятся как FWHM.

Переменная	Описание
E_{ion-a} , E_{ion-c} FWHM _{ion-a} , FWHM _{ion-c}	Ионизац. энергии вето каналов A и C Соответствующие разрешения базовой линии
E_{ion-b} , E_{ion-d} FWHM _{ion-b} , FWHM _{ion-d}	Ионизац. энергии основных каналов B и D Соответствующие разрешения базовой линии
E_{dif} FWHM _{dif}	Разница между собранными зарядами, измеренная на двух основных электродах Соответствующее разрешение базовой линии
E_{fid} FWHM _{fid}	Основная ионизационная энергия Соответствующее разрешение базовой линии
E_i FWHM _i	Полная ионизационная энергия Соответствующее разрешение базовой линии
E_{veto} FWHM _{veto}	Вето ионизационная энергия Соответствующее разрешение базовой линии
E_{heat-1} , E_{heat-2} FWHM _{heat-1} , FWHM _{heat-2}	Тепловая энергия с NTD1 и NTD2 Соответствующие разрешения базовой линии
E_c FWHM _c	Комбинированная тепловая энергия Соответствующее разрешение базовой линии

Энергия отдачи E_r может быть получена из комбинированной тепловой энергии E_c после учета ЭНТЛ:

$$E_r = E_c \left(1 + \frac{V}{\varepsilon_\gamma} \right) - \sum_j \left(\frac{V_j}{\varepsilon_\gamma} E_{ion-j} \right) \quad (4.3)$$

где V_j – напряжение на электроде j и E_{ion-j} соответствующая ионизационная энергия. Уравнение 4.3 остается верным для взаимодействий в любой части детектора и для многократного рассеяния.

В терминах переменных E_{fid} , E_{veto} и E_c , учитывая, что заряды собираются не только на основных электродах с разностью потенциала $V_{fid} = |V_{BD}|$, но и продолжают собираться в поверхностном объеме на электродах с разностью потенциалов $V' = |V_{AB}| = |V_{CD}|$, энергия отдачи E_r определяется как:

$$E_r = E_c \left(1 + \frac{V}{\varepsilon_\gamma} \right) - \frac{1}{\varepsilon_\gamma} \left(V_{fid} \left(E_{fid} - \frac{1}{2} E_{veto} \right) + V' E_{veto} \right) \quad (4.4)$$

Соответствующий ионизационный выход дается уравнением:

$$Q(E_r) = \frac{E_i}{E_r} \quad (4.5)$$

В заключение стоит отметить, что механизм сбора заряда в FID детекторах хорошо понятен, как ионизационная, так и тепловая калибровки в чувствительном объеме хорошо контролируются, в пределах 5%, для всех детекторов FID. В качестве иллюстрации на рисунках 4.13 и 4.14 показаны космогенные линии для 24 детекторов в цикле набора данных run308, измеренные с E_{fid} и комбинированной энергией E_c .⁶ На рисунках две красные пунктирные линии соответствуют ожидаемым положениям космогенных пиков 8,98 и 10,37 кэВ.

⁶ В цикле run308 использовалось 24 детектора из 36 установленных в криостат.

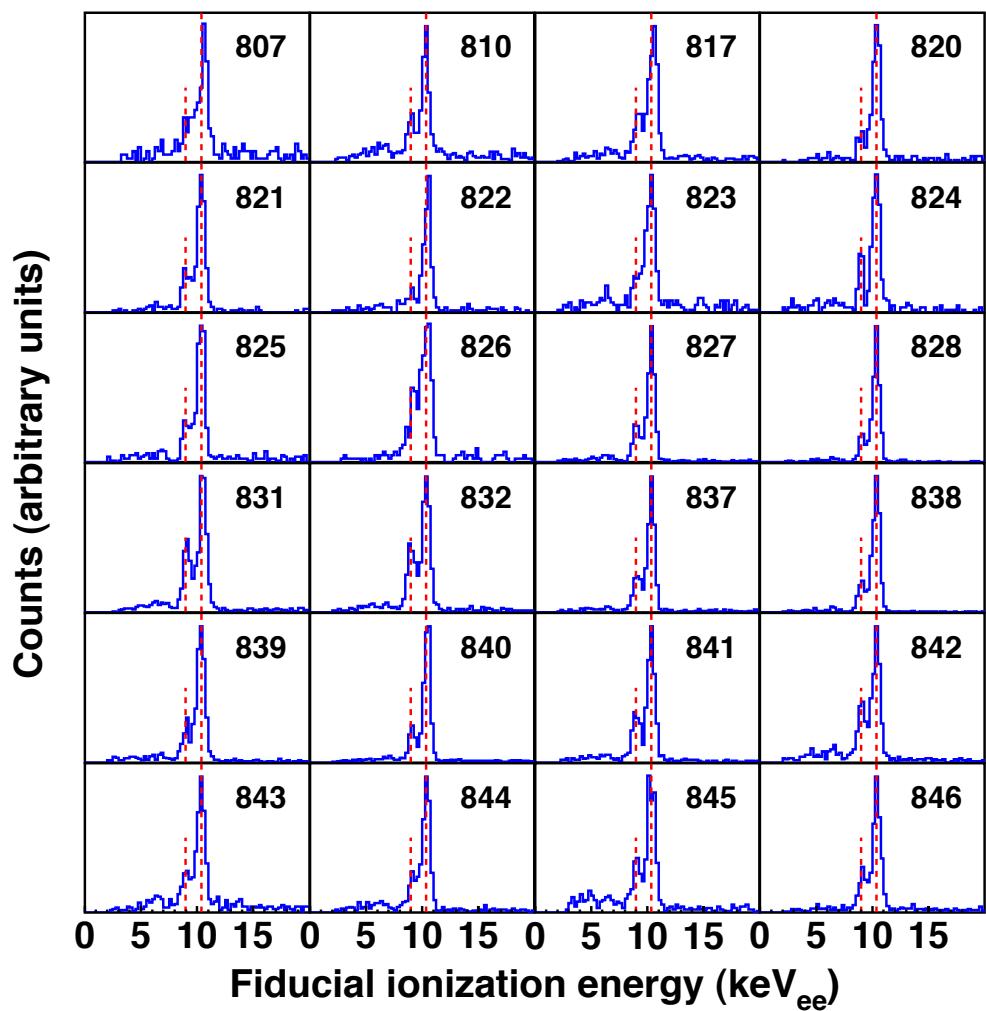


Рис. 4.13. Калибровка ионизационной энергетической шкалы в чувствительном объеме для 24 FID детекторов. 8,98 кэВ и 10,37 кэВ линии оказались в ожидаемых энергиях, как демонстрируется двумя пунктирными линиями.

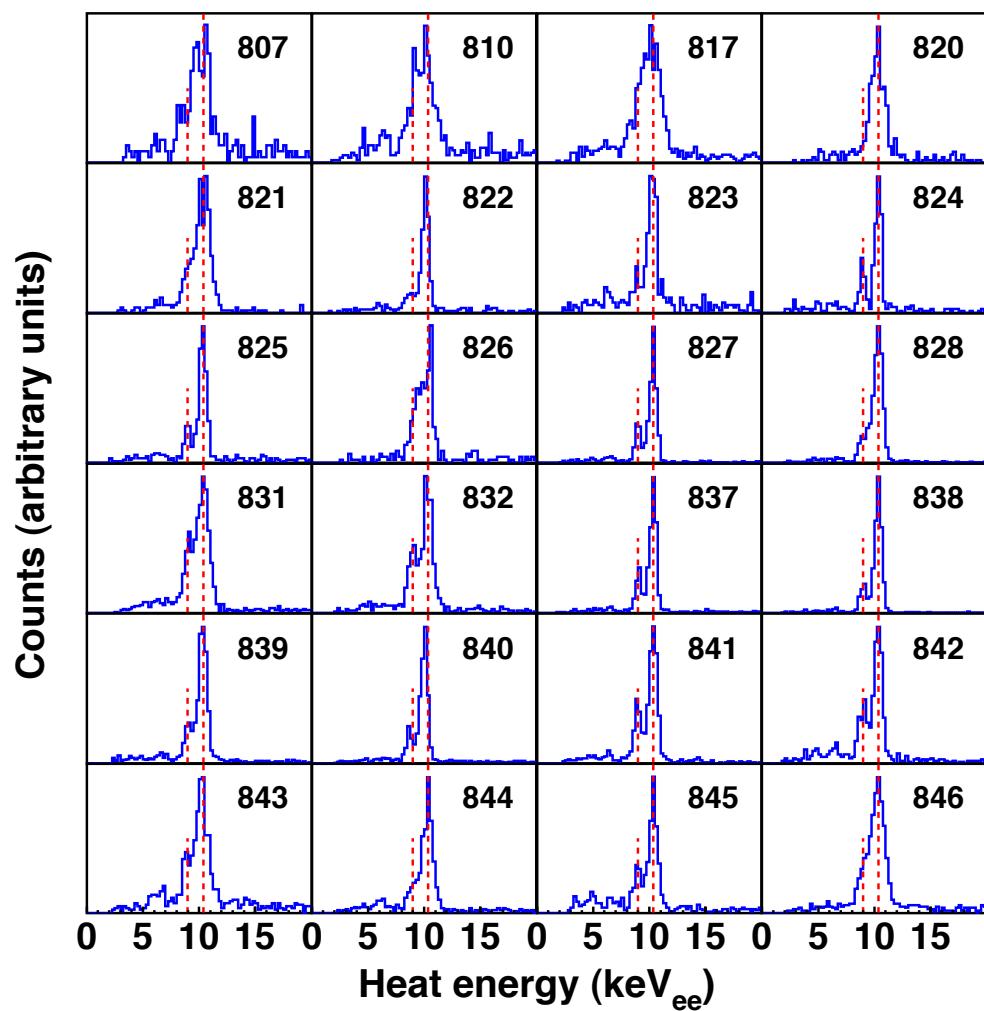


Рис. 4.14. Рисунок аналогичен 4.13, но для тепловых каналов измерений, используя комбинированную тепловую энергию E_c .

4.5.2. Разрешение базовой линии FID детекторов

Средние экспериментальные разрешения базовой линии (FWHM) и онлайн пороги для физических событий для цикла набора WIMP данных EDELWEISS-III представлены в таблице 4.2. Приводятся данные для 24 детекторов, данные которых использовались в анализе.

Дисперсии этих величин могут быть наглядно оценены из рисунка 4.15

Таблица 4.2. Средние FWHM разрешения и энергетические пороги для событий из набора данных поиска WIMP в EDELWEISS-III. Определения $FWHM_{fid}$, $FWHM_i$ и $FWHM_c$ даны в таблице 4.1.

Детектор	FID напряж. V_{fid} (В)	Разрешение (кэВ _{ee}) (FWHM)			Онлайн порог (кэВ _{ee})
		$FWHM_{fid}$	$FWHM_i$	$FWHM_c$	
FID807	6,4	0,84	1,19	1,62	3,41
FID810	8	0,51	0,78	1,85	2,93
FID817	6,4	0,56	0,85	1,44	3,41
FID820	8	0,57	0,90	1,03	2,29
FID821	8	0,55	0,89	1,08	2,39
FID822	8	0,53	0,64	0,59	1,32
FID823	8	0,46	0,73	0,78	1,76
FID824	8	0,55	0,75	0,32	0,62
FID825	8	0,45	0,69	0,49	0,94
FID826	16	0,61	0,90	0,28	0,47
FID827	8	0,51	0,80	0,42	0,81
FID828	8	0,59	0,83	0,84	1,59
FID831	8	0,53	0,92	1,15	3,31
FID832	8	0,60	0,89	0,78	1,65
FID837	8	0,54	0,92	0,43	0,98
FID838	8	0,53	0,78	0,44	0,93
FID839	8	0,55	0,92	0,62	1,20
FID840	8	0,53	1,17	0,57	1,44
FID841	8	0,48	0,80	0,53	0,99
FID842	8	0,62	0,93	0,60	1,25
FID843	8	0,56	0,83	1,37	2,59
FID844	8	0,51	0,71	0,94	1,67
FID845	8	0,61	1,27	0,76	1,64
FID846	8	0,67	0,96	1,22	2,82

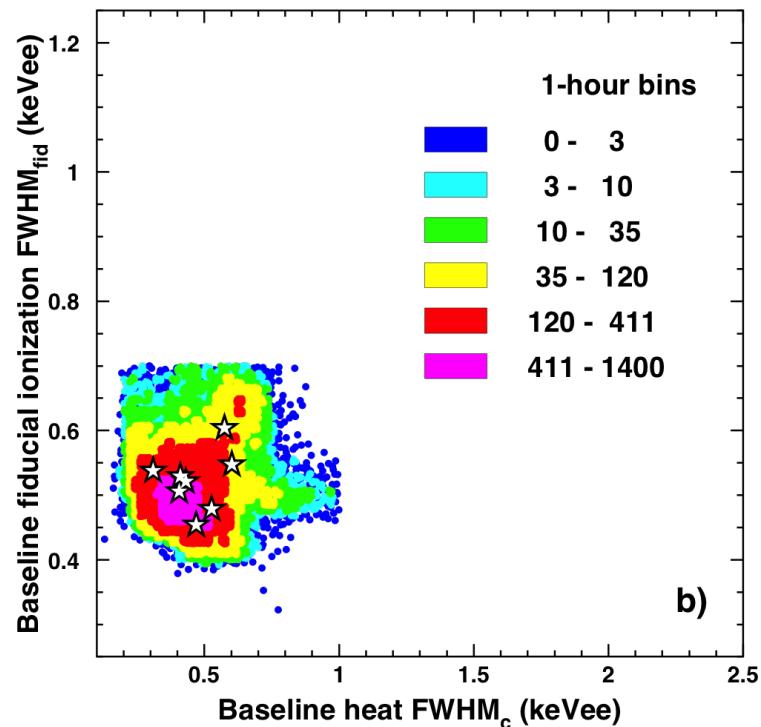
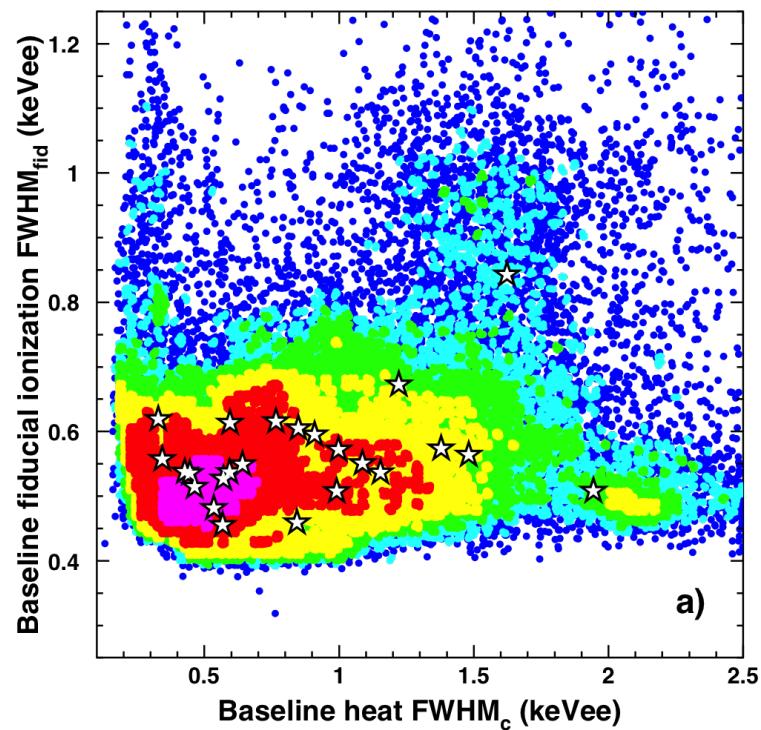


Рис. 4.15. Разрешение базовой линии ионизационных каналов ($FWHM_{fid}$) к разрешению комбинированного теплового канала ($FWHM_c$), кэВ_{ee} (цветовая схема соответствует числу временных отрезков в 1 ч, звездочками показаны средние значения для отдельных болометров из таблицы 4.2): а) 24 основных детектора; б) выборка из 8 болометров, используемых в EDELWEISS-III для поиска легких WIMP.

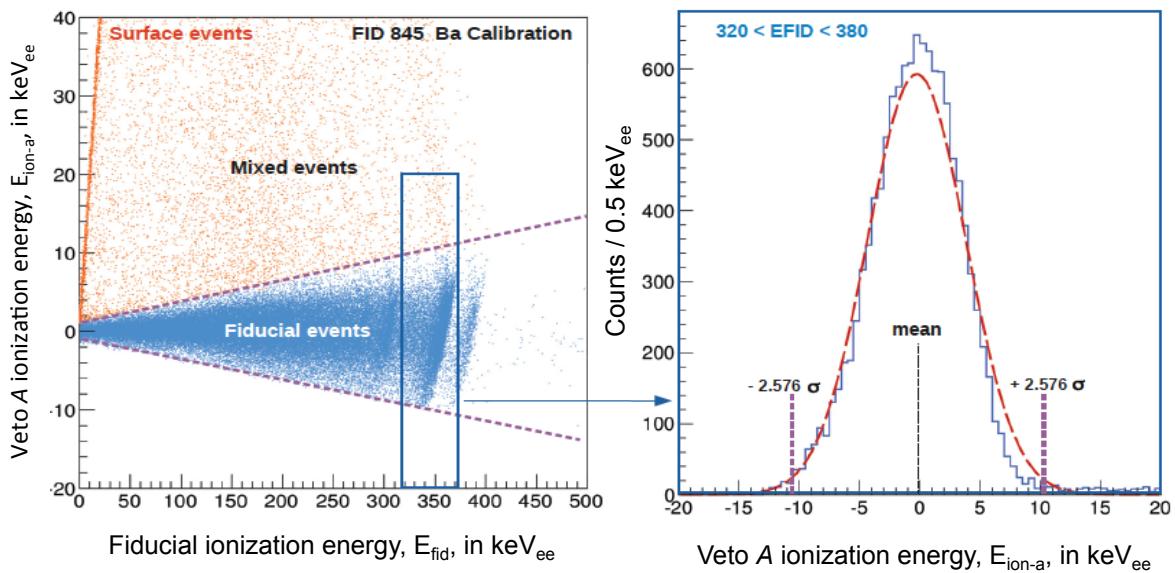


Рис. 4.16. Пример отбора событий в чувствительном объеме (пунктирные фиолетовые линии). Слева: распределение событий в пространстве параметров (E_{fid} , E_{ion-a}). Отобранные события показаны голубыми точками. Справа: разброс энергий для вето электрода A , для событий в чувствительном объеме с энергией E_{fid} между 320 и 380 кэВ_{ee}. Пунктирные фиолетовые линии соответствуют 99% эффективности отбора событий в чувствительном объеме.

4.5.3. Чувствительный объем FID детекторов

После события в чувствительном объеме детектора электроны и дырки дрейфуют к электродам B и D , тогда как для поверхностных событий сбор заряда распределяется между соседними электродами на поверхности. Поэтому, для дискриминации фона на поверхности, происходит отбор событий с сигналом на противоположных сторонах детектора и отсутствия сигнала на вето электродах.

Пример проведенного отбора дается на рисунке 4.16 (слева), который показывает разную категорию событий в пространстве параметров (E_{fid} , E_{ion-a}) и соответствующий отбор чувствительного объема от вето A .

Отбор чувствительного объема, зависящий от разрешения базовой линии каждого канала, получаются аналогичным образом, как показано на рисунке 4.17 для вето A (слева) и разности сбора заряда (справа) одного детектора. Зеленые (красные) линии соответствуют отбору в течение одного часа с наилучшим (наихудшим) разрешением. Оранжевые линии соответ-

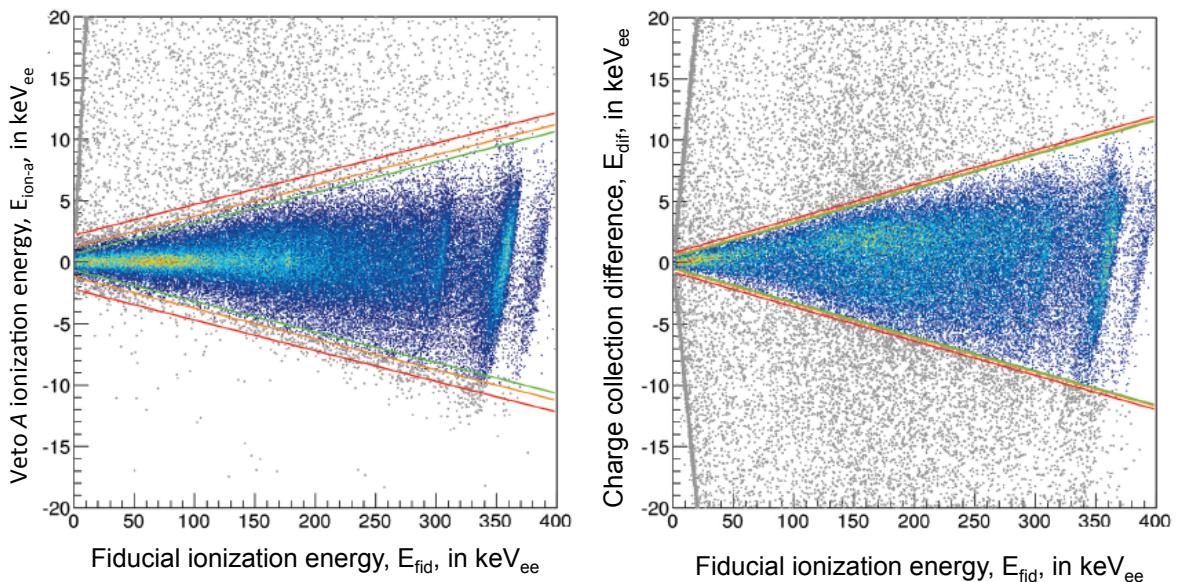


Рис. 4.17. Пример выборки чувствительного объема (оранжевые линии) после оптимизации выборки с разбиением данных на часовые интервалы. События в чувствительном объеме представлены цветными точками, остальные – серыми. Зеленая и красная линии соответствуют выборкам для лучшего и худшего разрешения. Слева: отбор по E_{ion-a} для вето электрода A. Справа: отбор по разнице собранных зарядов E_{dif} .

ствуют отбору для средних разрешений. Подавление поверхностных событий при низкой энергии достигается применением дополнительных критериев для базовых разрешений $FWHM_{ion-a}$, $FWHM_{ion-c}$ и $FWHM_{of}$ (как определено в таблице 4.1). Полуавтоматическая процедура выполняется с использованием трех условий на E_{fid} в сочетании с E_{ion-a} , E_{ion-c} и E_{dif} , а также на разрешениях их базовых линий. Это позволяет обеспечить достоверную эффективность отбора 99% независимо от условий эксперимента.

Масса чувствительного объема была определена по интенсивности космогенных линий: отношение числа событий с энергиями в пиках 8,98, 9,66 и 10,37 кэВ до и после проведения отбора.

Результаты представлены в таблице 4.3 для 22 детекторов. Как видно из таблицы, для 19 из 22 болометров чувствительный объем составляет $(74,6 \pm 0,4)\%$ от размера детектора.

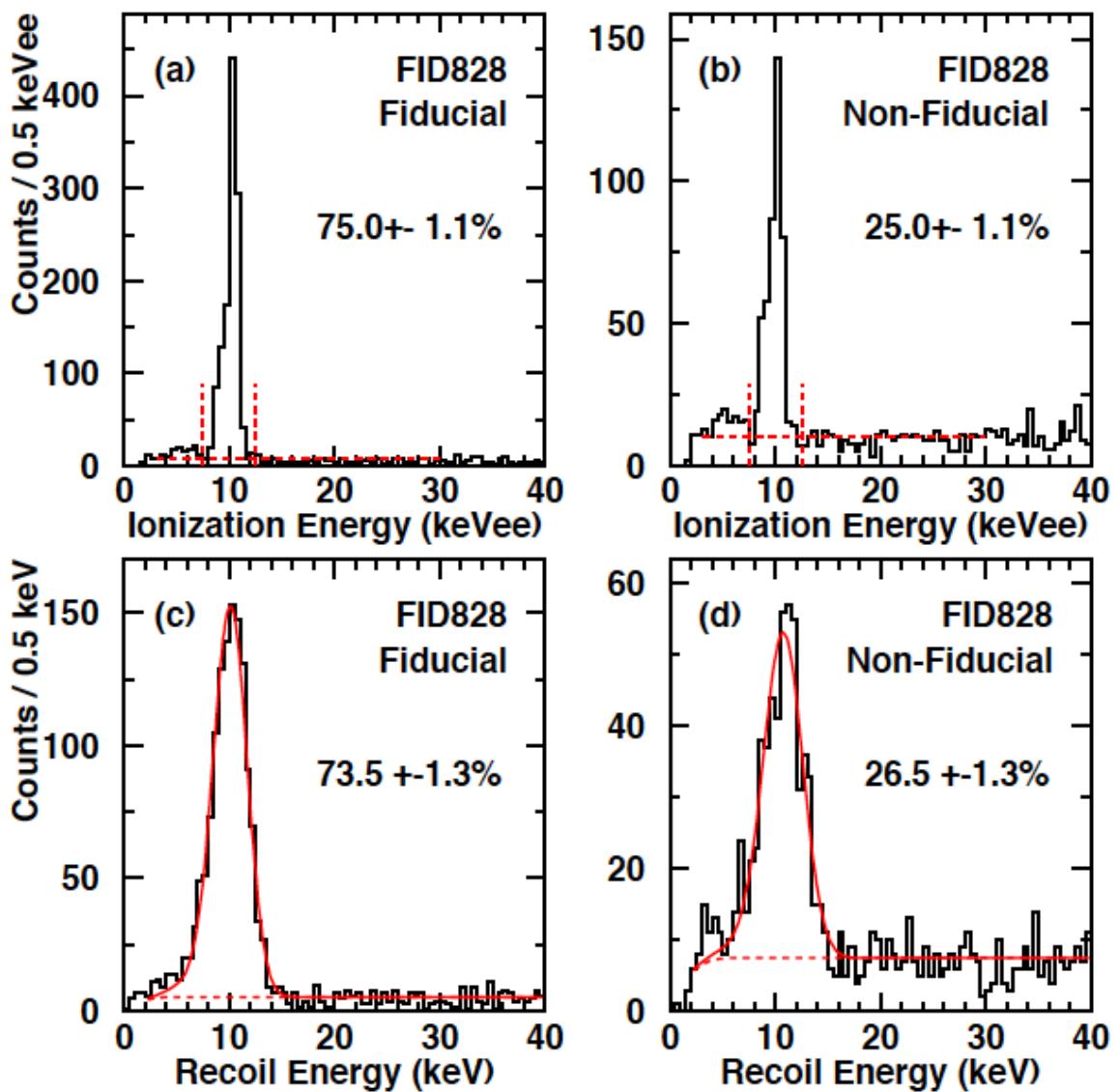


Рис. 4.18. Пример определения чувствительного объема для детектора FID828. Показаны спектры для ионизационного и теплового каналов.

Таблица 4.3. Чувствительный объем в % для 22 FID детекторов EDELWEISS-III.

Детектор	Масса (г)	Чувствительный объем (%)
FID807	820	55,6 ± 5,9
FID810	820	73,2 ± 3,4
FID817	878	78,3 ± 1,6
FID820	877	72,2 ± 3,3
FID821	878	75,0 ± 3,4
FID823	882	72,7 ± 5,6
FID824	877	62,5 ± 2,3
FID825	878	74,3 ± 2,3
FID826	874	49,2 ± 7,2
FID827	873	74,9 ± 1,1
FID828	871	74,4 ± 1,8
FID831	878	73,2 ± 2,7
FID832	875	70,4 ± 5,2
FID837	875	72,7 ± 1,4
FID838	869	73,8 ± 1,1
FID839	869	76,1 ± 1,1
FID841	878	74,3 ± 1,3
FID842	878	71,3 ± 7,5
FID843	880	70,0 ± 2,3
FID844	875	79,6 ± 3,4
FID845	886	71,7 ± 9,0
FID846	868	76,0 ± 1,8

4.5.4. Подавление γ – фона

Подавление γ – фона по двум каналам измерений остается одной из основ программы EDELWEISS. Эффективность этого подавления улучшается для каждого нового этапа эксперимента. Для FID детекторов фон ошибочно распознанных γ уменьшается по отношению к ID детекторам EDELWEISS-II благодаря двум эффектам: вероятность комптоновского рассеяния в нечувствительном объеме уменьшается из-за уменьшения такого объема; сбор заряда в этом объеме улучшен благодаря новой схеме электродов. По аналогии с исследованиями ID детекторов (Глава 3) были выполнены интенсивные калибровки. Было набрано $9,38 \times 10^5$ γ – событий, как показано на рисунке 4.19. 6 событий были зарегистрированы с $Q(E_r) = 0,6, 0$ в 90% C.L. области ядер отдачи. Основываясь на полученных данных эффективность отбора составляет $R_{\gamma\text{-mis-FID}} < 1/2,5 \times 10^{-6}$, что в 12 раз лучше,

чем для ID детекторов.

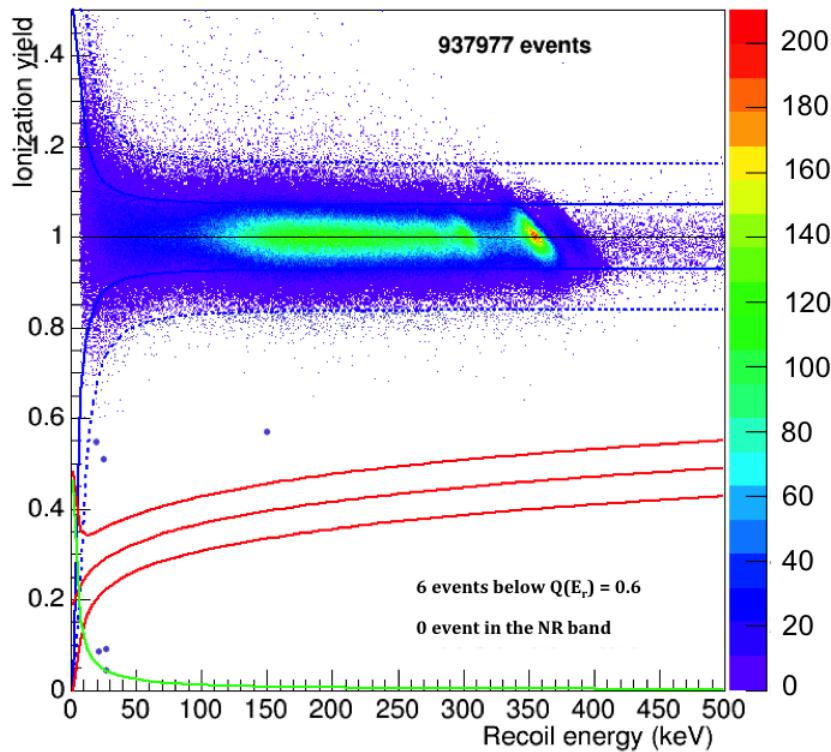


Рис. 4.19. Ионизационный выход $Q(E_r)$ от энергии отдачи E_r для γ - калибровок с ^{133}Ba FID детекторов EDELWEISS-III. Из 937977 событий не одно не попало в область ядер отдачи.

4.5.5. Подавление фона на поверхности

Для изучения эффективности FID болометров к α - и β - фонам на поверхности специальные калибровочные измерения с имплантированным в медную пластину источником ^{210}Pb , аналогичные измерениям в EDELWEISS-II, были выполнены с двумя FID детекторами.

Результаты измерений представлены на рисунке 4.20. Левая часть этого рисунка показывает, как разные продукты распадов на поверхности проникают внутрь детектора.

Анализируя полученные калибровочные данные был поставлен 90% C.L. предел на неэффективность отбора поверхностных событий в $R_{\text{surf-FID}} < 4 \times 10^{-5}$. Это в 1,5 раза лучше, чем для ID детекторов, имевших при этом более высокий энергетический порог.

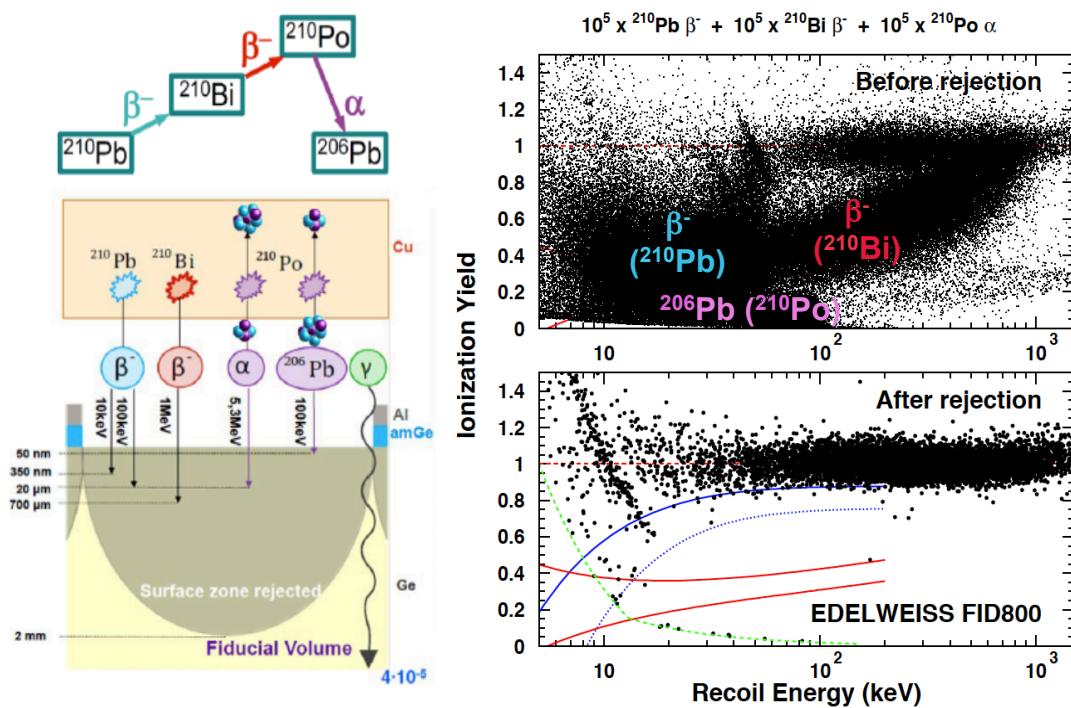


Рис. 4.20. Слева: схема калибровки событий на поверхности с ^{210}Pb . Справа: ионизационный выход от энергии отдачи в FID детекторах, для 10^5 распадов ^{210}Pb до (вверху) и после (внизу) проведения отбора.

Учитывая, что измеренная в эксперименте остаточная активность радиоактивных загрязнений на поверхности составляет $5,45 \text{ } \alpha/\text{кг}/\text{день}$, менее 1 фонового события в области ядер отдачи ожидается для $3400 \text{ кг} \times \text{дней}$.

4.6. Поиск ТМ в EDELWEISS-III

К моменту проведения измерений EDELWEISS-III (июль 2014 - апрель 2015 года), в ряде экспериментов, включая вторую фазу EDELWEISS, в ходе поиска WIMP было получено превышение числа наблюдаемых событий над уровнем известного фона. Некоторым экспериментам, как например EDELWEISS, удалось установить природу этих событий, однако для ряда других экспериментов избыток событий, либо полугодовая модуляция сигнала, интерпретируются как возможный сигнал темной материи [38, 120–122]. Соответствующий регион масс WIMP: от 6 до 50 ГэВ/с² и сечения WIMP-

нуклон от 10^{-40} до 10^{-42} см 2 . Перед EDELWEISS-III стояла задача проверки данного региона относительно низких масс.

Данные для поиска WIMP набирались в EDELWEISS-III в течение 10 месяцев, на протяжении которых криостат обеспечивал стабильность температуры болометров при 18 мК.

Для набранных событий триггер осуществлялся по тепловому каналу, для которого для ядерных отдач наблюдаемое отношение сигнал/шум лучше, чем для ионизационного. Решение о сохранении данных на диск принималось путем сравнения амплитуды отфильтрованного сигнала тепловых каналов с эталонным пороговым значением в режиме реального времени.

Исходя как из измерения разрешения базовой линии теплового кагала в данный момент времени $\sigma(t)$, так и из значения мгновенного уровня срабатывания $E_{\text{thr}}(t)$, мы получаем модель эффективности срабатывания как функцию тепловой энергии E с помощью функции:

$$\epsilon(E, t) = \frac{1}{2} \left[1 + \text{Erf} \left(\frac{E - E_{\text{thr}}(t)}{\sqrt{2} \sigma(t)} \right) \right]$$

Согласие между моделью и измерениями демонстрируется на рисунке 4.21.

Для региона масс WIMP от 4 до 30 ГэВ/с 2 была использована выборка из 8 лучших детекторов, имеющих минимальное энергетическое разрешение и порог. Более того, анализировались только периоды набора данных, когда порог триггера был ниже, чем 1,5 кэВ $_{\text{ee},\text{fid}}$. Суммарная статистика составила 582 кг×дней. Таблица 4.4 дает информацию о детекторах, отобранных для анализа.

Рисунок 4.22 показывает события, набранные в EDELWEISS-III для поиска WIMP.

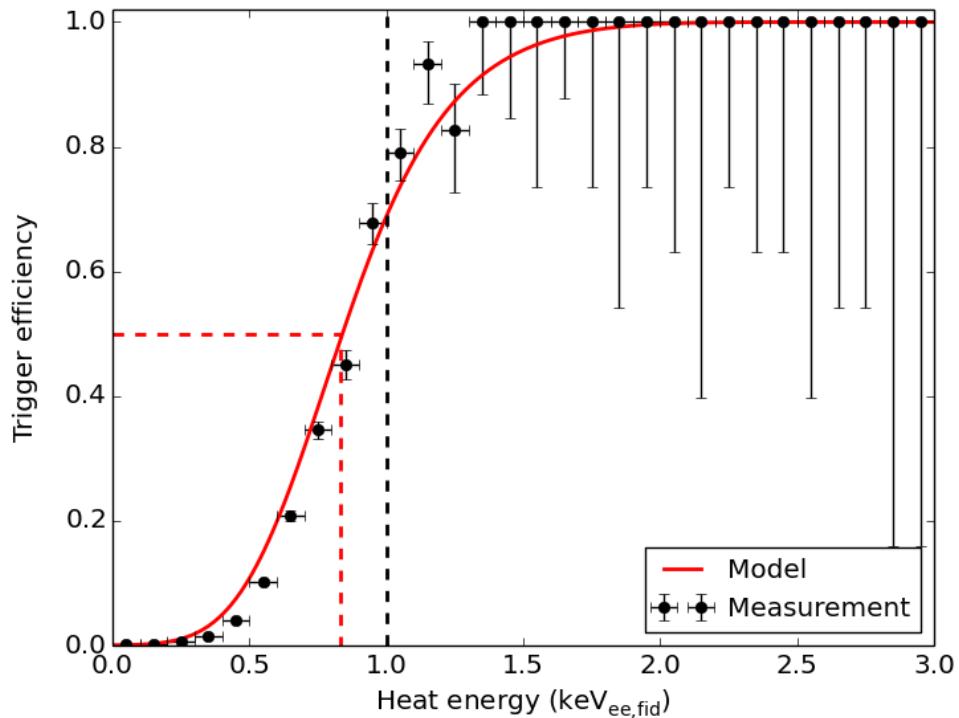


Рис. 4.21. Средняя эффективность триггера для одного из детекторов FID825.

Таблица 4.4. Информация о лучших детекторах EDELWEISS-III, отобранных для поиска WIMP. Все энергии в кэВ_{ee,fid}.

Детектор	Фононы FWHM	Ионизация FWHM	Онлайн порог	Порог анализа	Статистика (кг×дней)
FID824	0,30	0,53	0,62	1,0	59
FID825	0,47	0,45	0,83	1,0	76
FID827	0,40	0,50	0,79	1,0	78
FID837	0,39	0,52	0,91	1,5	73
FID838	0,42	0,51	0,83	1,0	75
FID839	0,59	0,54	1,15	1,5	75
FID841	0,52	0,47	0,95	1,5	86
FID842	0,57	0,62	1,15	1,5	59

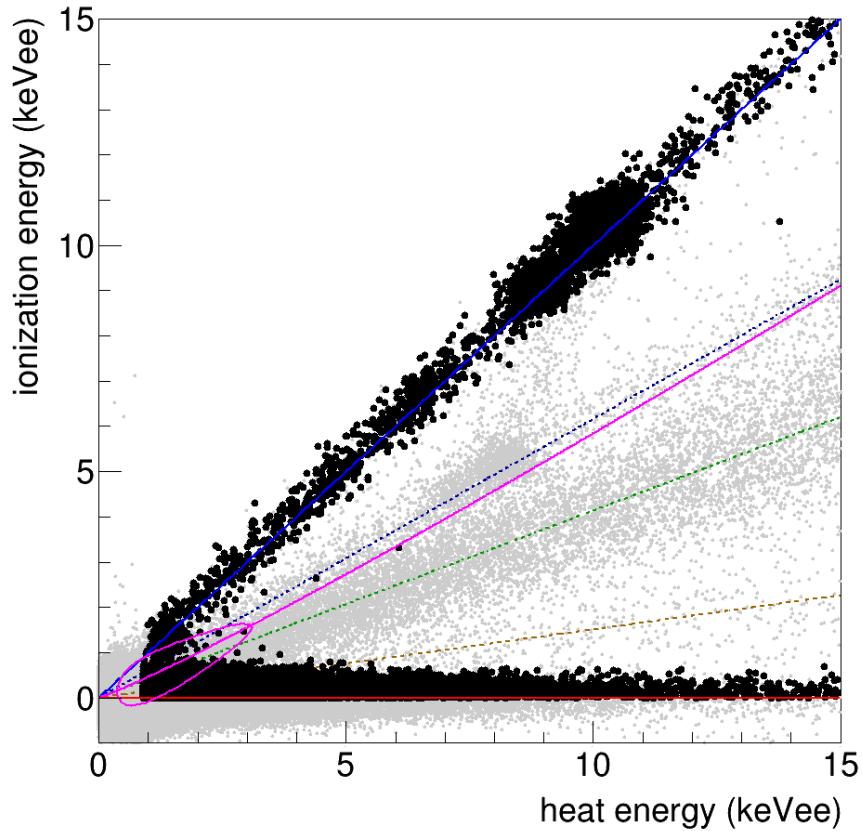


Рис. 4.22. Данные для поиска WIMP EDELWEISS-III. Цветные линии показывают положение различных фонов в зависимости от их ионизационного выхода. Сверху вниз: электронные отдачи от распадов трития, комптон, космогенные γ в чувствительном объеме (синяя линия), γ на поверхности (пунктирная синяя линия), ядерные отдачи (розовая линия), β на поверхности (пунктирная зеленая линия), ядра отдачи ^{206}Pb (пунктирная коричневая линия). События, только с тепловым сигналом (Heat-only) (красная линия). Контур показывает ожидаемую область для WIMP с $m_\chi = 10$ ГэВ/с².

4.6.1. Модель фона в области низких энергий

Для правильной интерпретации данных WIMP необходимо иметь реалистичную модель фона (более подробно источники фона дискутируются в Главе 5). Модель фона для EDELWEISS-III строилась с учетом реальных данных вне зоны поиска WIMP, т.е. выше ~ 20 кэВ_{ee,fid}.

Особенно опасным фоном являются нейтроны, создаваемые которыми ядерные отдачи неотличимы от сигнала, связанного с WIMP. Для космогенных нейтронов моделирование показывает, что индуцированный мюонами фон для выбранных данных составляет $0,45 \pm 0,03$ (stat) $^{+0,14}_{-0,09}$ (syst) событий,

что хорошо согласуется с количеством обнаруженных событий, вызванных мюонами. Учитывая высокую эффективность мюонного вето, ожидается, что результирующий фон составит $< 0,04$ отсчетов при 90% CL для выбранного набора данных.

Нейтронный фон проявляет себя, в отличии от WIMP, через много-кратные рассеяния в области ядер отдачи. Такие совпадения отслеживались во время поиска WIMP с использованием всех доступных детекторов. Было обнаружено 9 ядерных отдач в диапазоне 10 – 100 кэВ в совпадении с другими детекторами, но не с мюонным детектором, при экспозиции 1309 кг×дней. Моделирование, включающее все известные источники радиоген-ных нейтронов, не может воспроизвести такое число, тем самым указывая на другой, неизвестный источник нейтронов. Моделирование показывает, что спектральная форма распределения ядерных отдач от нейтронов существенно не зависит от местоположения источника нейтронов и может быть аппрокси-мирована в диапазоне энергий 2 – 20 кэВ по двойному экспоненциальному закону. Более того, моделирование показывает, что отношение единичных со-бытий к множественным в диапазоне 10 – 100 кэВ составляет 0,45 для нашей конфигурации детекторной сборки, с небольшой зависимостью от точного местоположения источника нейтронов. На основании этого мы построили эм-пирическую модель фона, индуцированного одиночными радиогенными ней-тронами, которая состоит из двухэкспоненциального распределения энергии, нормализованного в соответствии с наблюдаемыми множественными событи-ями и ожидаемым отношением количества единичных событий к количеству множественных. Систематика интенсивности этого фона составляет 45%, что в основном обусловлено статистикой наблюдаемых множественных рассеяний ($1/\sqrt{9}$) и 30% неопределенностью в количестве множественных совпадений, полученному в результате моделирования.

В EDELWEISS-III мы впервые достигли региона низких энергий, где об-наружили новый неизвестный ранее фон, который состоит из событий только

в тепловом канале (Heat-only) с около нулевой амплитудой в канале ионизации (рисунок 4.23). Наблюдается, что форма распределения энергии для этих событий не зависит от детектора и времени и хорошо описывается двойным экспоненциальным распределением, в котором доминирует член, пропорциональный $e^{-E/3 \text{ кэВ}_{\text{ee},\text{fid}}}$. Частота событий, связанных только с нагревом, очень изменчива в зависимости как от детектора, так и от времени. Выше 3 кэВ_{ee,fid}, она варьируется от 1 до 100 событий в день на детектор. Природа этих событий до сих пор неизвестна. Для моделирования распределения по частоте и амплитуде этих событий в каждом детекторе мы использовали наблюдаемое распределение событий с отрицательным суммарным сигналом ионизации.

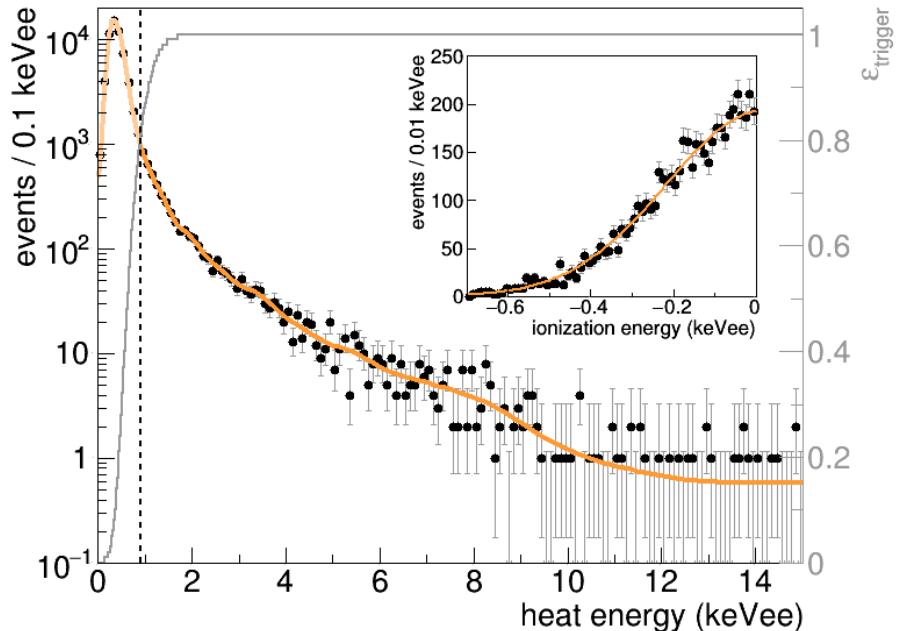


Рис. 4.23. Спектр тепловых событий без ионизации для детектора FID824. Для энергии ниже $E_{\text{heat}} \approx 1 \text{ кэВee}$ в данных доминирует тепловой шум. Эффективность триггера показана серой линией.

В таблице 4.5 даны сведения о всех фонах, используемые при анализе данных EDELWEISS-III.

Таблица 4.5. Ожидаемые скорости счета от различных фонов для детектора FID824 и всех детекторов.

Фон	FID824	все
Heat-only	5386 ± 804	44122 ± 1356
Космогеника γ	176 ± 14	4358 ± 77
Комpton γ	41 ± 6	554 ± 26
Тритий β	43 ± 14	624 ± 77
Поверхность β	$8,5 \pm 2,4$	$21,0 \pm 3,6$
Поверхность ^{206}Pb	$6,2 \pm 0,8$	$35,5 \pm 1,6$
Нейтроны	$0,19 \pm 0,09$	$1,60 \pm 0,72$
Все фонов	5661 ± 805	49655 ± 1361

4.6.2. Результаты поиска WIMP

Были использованы два метода анализа данных. Первым методом являлся метод регрессии повышающегося дерева (Boosted Decision Trees), опубликован в [13]. Второй метод, оказавшийся в несколько раз более чувствительным, был основан на более традиционном методе максимального правдоподобия [27].

На рисунке 4.24 представлены набранные энергетические спектры фонового и ионизационного каналов для одного из детекторов EDELWEISS-III, массой 800 г.

Контуры ограничений на WIMP, полученные из EDELWEISS-III данных и опубликованные в [27], приведены на рисунке 4.25. Были поставлены ограничения (90% C.L.) на сечение рассеяния WIMP-нуклон на уровне: $\sigma = 1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ и $6,9 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP с массой $m_\chi = 4 \text{ ГэВ/с}^2$ и $m_\chi = 30 \text{ ГэВ/с}^2$, соответственно.

Результаты, полученные EDELWEISS-III, полностью закрывают области предположительной регистрации частиц темной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, наше ограничение на сечение взаимодействия

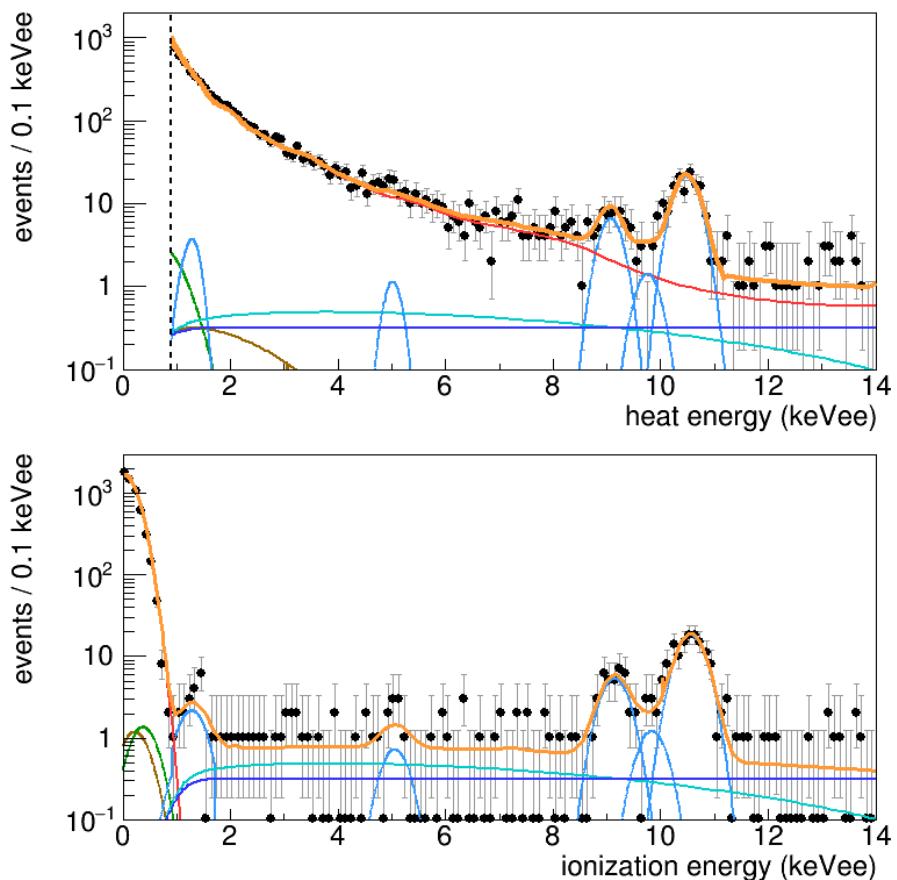


Рис. 4.24. Энергетические спектры фононного (вверху) и ионизационного (внизу) каналов для одного из детекторов EDELWEISS-III, массой 800 г. Результат фитирования модели фона к данным показан оранжевой линией. Компоненты фона: эксклюзивно-фононные (heat-only) события - красная линия (доминируют для малых энергий в тепловом канале); Комптон - темно синяя линия; Тритиевый бета спектр - бирюзовая линия; Космогенные K и L-пики - голубая линия, β -события - зеленая линия; ядра отдачи Pb-206 - коричневая линия.

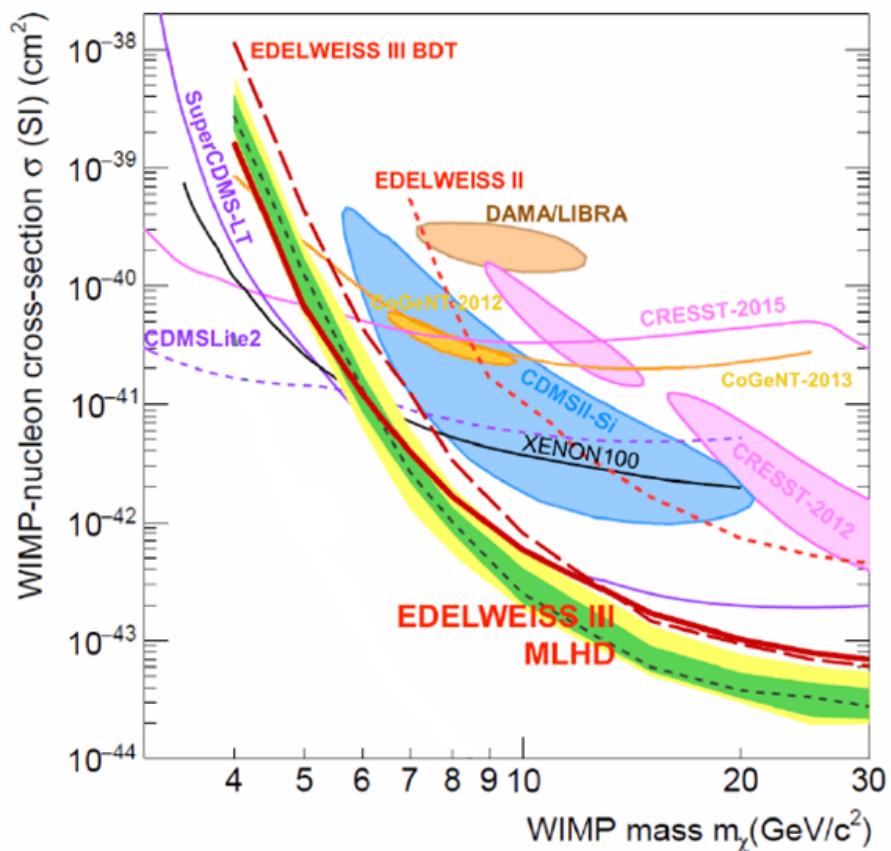


Рис. 4.25. Ограничения (90% C.L.) на сечение рассеяния WIMP-нуклон. Результаты, полученные экспериментом EDELWEISS-III. EDELWEISS-III BDT - результат анализа методом регрессивного дерева, EDELWEISS III MLHD - методом максимального правдоподобия. Да-ется сравнение с наилучшими актуальными результатами на момент проведенного анализа.

WIMP-нуклон позволило проверить положительные результаты, полученные на детекторе из германия (^{nat}Ge), как и в нашем случае, в эксперименте CoGeNT [38].

4.7. Выводы к четвертой главе

На основе данных из предыдущих фаз EDELWEISS была реализована третья фаза эксперимента. На этом этапе целью проекта являлось улучшение чувствительности измерения сечения рассеяния WIMP-нуклон как минимум на порядок. Для улучшения чувствительности эксперимента до нужного уровня, наряду с увеличением статистики в десятки раз, было необходимо существенно понизить индекс ожидаемого фона. В частности, нейтронный фон, связанный с остаточной радиоактивностью электроники, коннекторов и кабелей, расположенных внутри и на криостате установки, было необходимо подавить, по крайней мере, на порядок. Еще один потенциальный источник фоновых событий для поиска WIMP был выявлен в результате проведенных интенсивных гамма-калибровок. Оказалось, что похожие на WIMP события возникают в области детектора, где на электрическое поле велико влияние охранного электрода. Для решения обнаруженной проблемы, были созданы новые детекторы с кольцевыми электродами улучшенной конструкции (Fully Interdigitized Detectors или сокращенно FID800 детекторы): все поверхности этих детекторов, включая боковые, имеют систему кольцевых электродов.

В ходе выполнения EDELWEISS-III ряд параллельно идущих экспериментов заявили о наблюдении частиц ТМ в области относительно малых масс WIMP, исследование которой требует хорошего энергетического разрешения. В это же время проведение экспериментов с сжиженными благородными газами (Ar, Xe) значительно улучшило ограничение на сечение WIMP-нуклон для масс более $20 \text{ ГэВ}/c^2$. Поэтому основной анализ данных EDELWEISS-III был проведен для области малых масс. Были поставлены ограничения

(90% C.L.) на сечение рассеяния WIMP-нуклон на уровне: $\sigma = 1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ ($6,9 \times 10^{-44} \text{ см}^2$) для WIMP с массой $m_\chi = 4 \text{ ГэВ/с}^2$ ($m_\chi = 30 \text{ ГэВ/с}^2$).

Результаты, полученные EDELWEISS-III, полностью закрывают области предположительной регистрации частиц темной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, наше ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон позволило проверить положительные результаты, полученные при поиске рассеяния на детекторе-мишени из “обычной материи” с тем же набором ядер (^{nat}Ge), в эксперименте CoGeNT [38].

Основные работы в которых были опубликованы результаты, представленные в этой главе:[30], [28], [27]. Часть материала, представляющего результаты EDELWEISS-III, будет дополнительно изложена в Главах 5 и 6.

Глава 5

Фон

Модель фона, детальное понимание его источников и эффектов в наблюдаемых в эксперименте событиях – является наиболее важным фактором получения достоверной информации о редких событиях, которыми, в том числе, являются взаимодействия частиц темной материи с веществом. На современных уровнях чувствительности зачастую только сама экспериментальная установка способна выявить определенные фоны, что приводит к необходимости поэтапной реализации экспериментов с последовательным улучшением фоновых условий на каждом из этапов. В данной главе детально рассмотрены фоны, выявленные в EDELWEISS-II. Часть этих фонов была устранена в последующих фазах эксперимента. Здесь не обсуждаются подходы к активному подавлению фонов при помощи разработанных EDELWEISS детекторов, описанные в других главах диссертации.

Основными источниками фоновых событий являются нейтроны, γ – лучи и β от поверхностных загрязнений. Источниками нейтронов, которые являются наиболее опасным фоном для нашего эксперимента, т.к. могут производить ядра отдачи с энергиями в регионе поиска, являются космические лучи и естественная радиоактивность. Мюон индуцированные нейтроны были изучены при помощи μ -вето системы в [23]. Для лучшего понимания нейтронного фона были использованы дополнительные детекторы, один из 1 м^3 жидкого сцинтиллятора с Gd [18], второй с ультразвуковыми ${}^3\text{He}$ пропорциональным счетчиком [17]. Дополнительные исследования были проведены в работах [21, 26]. Созданный высокочувствительный детектор радиона описан в [37]. Материалы данной главы в основном изложены в наших публикациях [24] и [29].

5.1. Модель экспериментальной установки

На каждом этапе эксперимента построение его точной модели и понимание внешних условий (точная геометрия, материалы окружающих стен и сооружений, вентиляция) требуются для правильной интерпретации экспериментальных данных.

Установка EDELWEISS расположена в подземной лаборатории LSM. Толщина горных пород соответствуют 4800 метрам водного эквивалента, что уменьшает поток мюонов до $5 \mu/\text{м}^2/\text{день}$ [23]. γ -фон с энергиями ниже 4 МэВ связан главным образом с естественной радиоактивностью в горной породе и бетоне. Концентрации урана, тория и калия для стен LSM были исследованы в [123] и составляют: $0,84 \pm 0,2 \text{ ppm}$ и $1,9 \pm 0,2 \text{ ppm}$ для ^{238}U , $2,45 \pm 0,2 \text{ ppm}$ и $1,4 \pm 0,2 \text{ ppm}$ для ^{232}Th , $230 \pm 30 \text{ Бк/кг}$ и $77,3 \pm 13 \text{ Бк/кг}$ для К в горных породах стен LSM и в бетоне, соответственно. Интегральный нейтронный поток, изученный нами, составляет $10^{-5} \text{ н/см}^2/\text{сек}$. Уровень радона в лаборатории $\sim 10 \text{ Бк/м}^3$ благодаря вентиляционной системе, которая обновляет 1,5 объема воздуха в лаборатории в час. Дальнейшее уменьшение уровня радона до $\sim \text{мБк/м}^3$ внутри защиты EDELWEISS достигается непрерывной продувкой очищенным от радона воздухом от анти-радоновой фабрики, созданной при участии ОИЯИ для эксперимента NEMO-3 [124].

Для создания оправок детекторов была использована электролитическая медь типа CuC2¹ (99,99% чистоты). Данная медь была исследована на гамма спектрометре в LNGS (Италия)[125]. Для фиксации детекторов в оправках используется Тefлон (PTFE). Количество используемых материалов минимизировано. Детекторы устанавливаются на медные диски, закрепленные на трех вертикальных стойках. Сами диски и стойки закреплены на толстой плите камеры растворения (10 мК) и окружены медным экраном 10 мК. 10 мК плита играет роль дополнительной защиты. Плита, экран 10 мК и стойки

¹ Европейский стандарт nfa51050

сделаны из электролитической меди типа CuCl (99,95% чистоты). Радиоактивность была исследована на специальном HPGe детекторе EDELWEISS в LSM (таблица 5.1). Модель установки была создана в GEANT4 [126] и показана на рисунке 5.1.

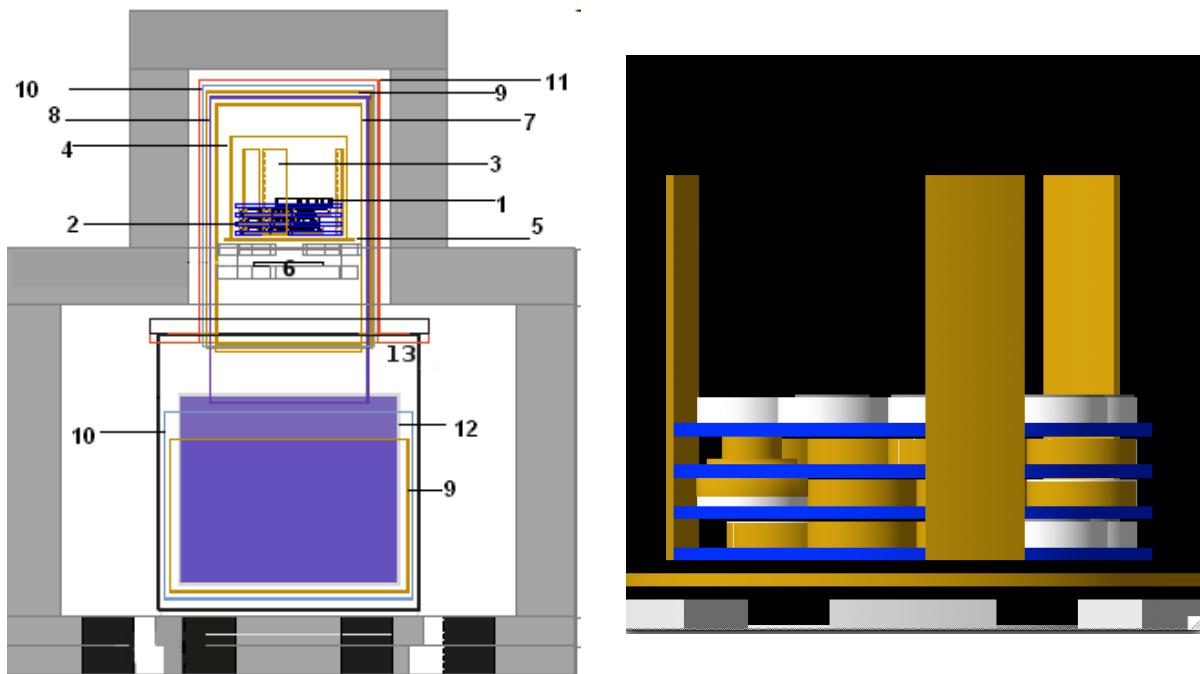


Рис. 5.1. Геометрия установки EDELWEISS-II, реализованная в GEANT4. Слева: 1 – германиевые детекторы с оправками, 2 – поддерживающий медный диск (10 мК), 3 – медные стойки (10 мК), 4 – тепловой экран 10 мК, 5 – толстая пластина, поддерживающая детекторы, 6 – внутренняя защита из археологического свинца, 7 – тепловой экран 1К, 8 – тепловой экран 4,2К, 9 – тепловой экран 40К, 10 – тепловой экран 100К, 11 – вакуумная камера 300К, 12 – резервуар гелия, 13 – внешний корпус из нержавеющей стали. Внешняя защита состоит из обычного и археологического свинца (закрашена серым). Внешняя полиэтиленовая защита от нейтронов и мюонное вето не показаны.

Справа: увеличенная центральная часть показывает детекторы в оправках на медных дисках (синие), вертикальные поддерживающие стойки (темно-желтый), толстая нижняя плита 10 мК (темно-желтый), нижняя серая часть – внутренняя защита из археологического свинца

Снизу от пластины 10 мК, на температуре 1К имеется слой археологического свинца толщиной 14 см, который защищает детекторы от радиоактивных загрязнений в холодной электронике и криогенной установке. Камера растворения сделана из меди, нержавеющей стали и серебра. Четыре тепловых экрана 1К, 4,2К, 40К, 100К и вакуумная камера 300К, сделаны из меди, которая была выбрана по минимальному уровню радиоактивных загрязнений. Далее в тексте экраны от 1К до 100К и вакуумная камера 300К будут

указываться как “экраны 7 – 11” в соответствии с рисунком 5.1.

Основная защита от γ – излучения состоит из 20 см свинца из которых 2 внутренних см выполнены из археологического свинца. 50 см слой полиэтилена защищает установку от нейтронов. Свинцовая и полиэтиленовая защиты состоят из двух подвижных частей, таким образом давая возможность проводить работы по монтажу и настройке детекторов без значительных временных затрат. Внешний слой защиты – активная μ – вето система, площадью 100 м².

Таблица 5.1. Уровень радиоактивности материалов EDELWEISS-II. Все уровни загрязнений были получены при помощи γ – спектрометрических измерений в LSM, за исключением ^{238}U и ^{232}Th в свинце и стали, полученные масс-спектрометрией, и ^{238}U и ^{232}Th в полиэтилене, измеренные нейтрон-активационным анализом. Указанная общая радиоактивность камеры растворения основана на измерениях ее индивидуальных компонентов.

Компонент/ Материал	Вес (кг)	Уровень радио-актив. (мБк/кг или мБк/деталь*)				
		^{226}Ra	^{228}Th	^{60}Co	^{40}K	Др. радионуклиды
Оправки/PTFE	0,02	<7	<5	<20	<100	$^{210}\text{Pb}<80$
Электроды/Al	$<3 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \pm 0,19$	$1,4 \pm 0,2$	-	$1,1 \pm 0,2$	$^{26}\text{Al}: 0,38 \pm 0,14$
Оправки/ CuC2^a	3	$0,025 \pm 0,015$	$0,033 \pm 0,016$	$0,038 \pm 0,010$	<0,39	$^{238}\text{U}<1,4, ^{235}\text{U}<0,9$ $^{54}\text{Mn}: 0,024 \pm 0,010^b$
Диски, стойки 10 мК/ CuC1	90	<1	<0,7	<1	<110	$^{210}\text{Pb}: 180 \pm 140$
Экраны 7 – 11/медь	320	<3	<2	<2	<25	
Камера растворения*	≈ 1	<20	<20	<20	<100	$^{108}\text{Ag}: 331 \pm 32$
1К коннекторы	0,32	644 ± 65	1353 ± 138	<25	1181 ± 197	$^{238}\text{U}: 1994 \pm 204$
Коаксиальный кабель	1,4	10 ± 7	<6	<8	120 ± 60	$^{210}\text{Pb}<110$
Болометрический блок* (внешняя электроника)	50 штук	331 ± 17	235 ± 13	-	340 ± 40	$^{238}\text{U}: 134 \pm 65$ $^{210}\text{Pb}: 1019 \pm 56$
Pb археологический	≈ 120	<0,3	<0,3	-	<1,3	$^{210}\text{Pb}<120$
Pb	30000	<3	<1	-	-	$^{210}\text{Pb}: (24 \pm 1) \times 10^3$ $^{238}\text{U}<0,01 \text{ ppb}$
Полиэтилен	40000	5 ± 1	<2	<3	16 ± 2	$^{238}\text{U}: 1 \text{ ppb}, ^{232}\text{Th}: 0,1 \text{ ppb}$
Стальная рама	8600	-	-	-	-	$^{238}\text{U}<0,01 \text{ ppb}$ $^{232}\text{Th}<0,01 \text{ ppb}$

^a CuC2 медь была измерена в LNGS с GeMPI детектором [125].

^b Активность короткоживущих изотопов в CuC2 соответствует (10 ± 2) дням на поверхности в согласии с временем, потребовавшимся для транспортировки образцов из LSM в LNGS.

5.2. Гамма фон

Для моделирования было применено Монте-Карло основанное на GEANT4 (Low Energy Electromagnetic Interactions физический лист) .

Распады ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{60}Co , ^{40}K , ^{54}Mn и ^{210}Pb были включены в модели для всех материалов криостата, включая коннекторы и кабели. При моделировании ^{228}Ra рассматривался в равновесии с ^{228}Th . Кроме того, космогенные изотопы ^{68}Ge и ^{65}Zn принимались во внимание с учетом их активностей, измеренных в эксперименте.

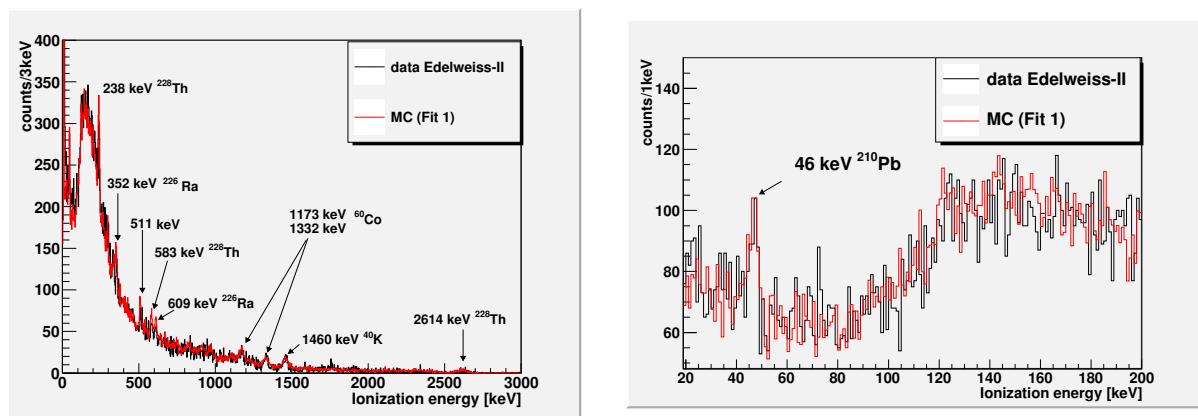


Рис. 5.2. Экспериментальный энергетический спектр EDELWEISS-II (черная линия) в сравнении с моделированием (красная линия) для 185 кг×дней. Широкий интервал энергий 0–3000 кэВ показан слева, интервал поиска ТМ справа (20–200 кэВ).

Результаты моделирования в сравнении с измерениями показаны на рисунке 5.2, ожидаемые скорости счета в таблице 5.2. Наиболее интенсивные пики: ^{60}Co 1173 и 1332 кэВ, ^{40}K 1460 кэВ, 238 кэВ и 2614 кэВ из цепочки распада ^{228}Th , ^{210}Pb 46 кэВ. Фит 1 и 2 в таблице соответствуют минимальному и максимально возможному влиянию тепловых экранов.

5.3. Нейтронный фон

Монте-Карло моделирование было выполнено с использованием GEANT4 (High Precision модель для нейтронов). Упругое, неупругое рассеяние, захват и деление были включены в рассмотрение.

Таблица 5.2. Вклады в скорость счета, событий/кг/день, полученные на основе моделирования.

Материал	скорость счета (1/кг/день) для 20-200 кэВ						Фит 2 вклад (%)
	^{226}Ra	^{228}Ra (^{228}Th)	^{60}Co	^{40}K	Другие радионуклиды	вклад (%)	
Ge кристаллы	0	0	0	0	^{68}Ge : 1,6	1,6 (2)	1,6 (2)
Оправки/CuC2	1,2	1	1	0	^{210}Pb : 11	14 (17)	14 (18)
Диски, стойки, 10 мК/ CuC1 медь	0,2	1	5	0,3	^{57}Co : 0,7 ^{54}Mn : 2,3	9,5 (12)	13,5 (17)
Экраны 7 – 11/меди	12	15	3	2	^{57}Co : 0,2 ^{54}Mn : 0,3	32,5(40)	17 (22)
Внешние детали	8	14	0	0	0	22 (27)	29 (37)
Свинец	0	2,6	0	0	0	2,6 (3)	4 (5)
МК	21	33,6	9	2,3		82	79
Эксперимент						82	82

Для верификации модели фона, было проведено моделирование нейтронов от AmBe источника, используемого для регулярных калибровок, которое мы сравнили с результатами измерений. На рисунке 5.3 показано сравнение экспериментального и смоделированного спектра отдачи. Экспериментальный спектр представлен без коррекции на мертвое время, поэтому расположен ниже модели, однако общее поведение экспериментального спектра хорошо воспроизводится моделью. Отношение измерения к модели для энергий выше 20 кэВ, после всех коррекций, составляет $1,20 \pm 0,23$, где величина ошибки в основном определяется неточностью активности источника.

Дополнительные измерения были выполнены с нейтронным источником интенсивностью 2×10^5 нейтронов/сек, располагавшимся в нескольких точках вне защиты. В особенности важные измерения были выполнены в местах ввода и вывода труб, кабелей, элементов поддерживающей структуры, где нейтронная защита могла работать менее эффективно. Действительно, отличие до 50 раз в эффективности защиты было обнаружено для некоторых из

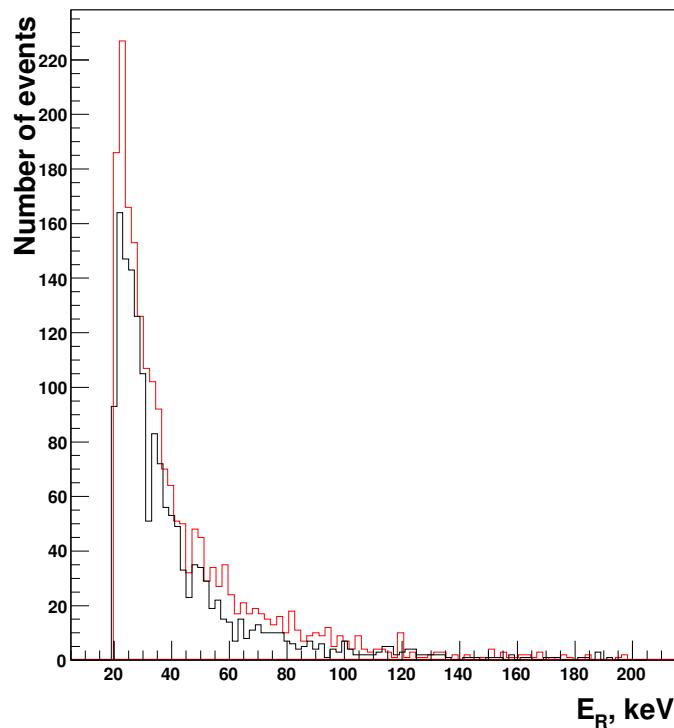


Рис. 5.3. Энергетический спектр, полученный от AmBe источника. Черная линия – эксперимент, красная – МК.

таких мест измерений. МК правильно предсказала все слабые точки защиты с фактором отличия менее 3 между МК и данными германиевых детекторов (для половины точек менее 1,5). Учитывая общее подавление внешнего нейтронного фона защитой на 5-6 порядков, такое отличие демонстрирует корректность выполняемого моделирования.

Результаты моделирования показывают, что основной вклад в нейтронный фон дают материалы внутри защиты, находящиеся в непосредственной proximity от детекторов, особенно кабели и электронные компоненты.

На рисунке 5.4, как пример, показан возможный фон нейтронов в области поиска ТМ от загрязнений стальной конструкции, поддерживающей криостат.

Для данных EDELWEISS-II рассчитанный верхний предел на число фоновых событий составил 1,0-3,1 для полной статистики (90% C.L.). Вклад мюон-индуцированных нейтронов $\leq 0,7$ событий.

Таблица 5.3. Число фоновых нейтронных событий в EDELWEISS-II [5]. Столбец “Материал” относится к материалу в каждом источнике, который вносит наибольший вклад в нейтронный счет. Столбец “Состав” дает химический состав источника. Выход нейтронов (столбцы 4 и 5) дает число нейтронов в секунду на 1 грамм материала для 1 ppb концентраций U и Th. Выборки, используемые в эксперименте, были применены и для модели.

Источник	Материал	Состав (%)	Выход U	нейтронов Th	Нейтр. соб. (384 кг×дней)
Внешние стены	Скала	H (17), C (8), O (53), Mg (1), Al (3), Si (4), Ca (13), Fe (1)	$2,88 \times 10^{-11}$	$7,52 \times 10^{-12}$	<0,01
Внешние стены	Бетон	H (19), C (11), O (52), Mg (1), Si (2), Ca (15)	$2,21 \times 10^{-11}$	$3,96 \times 10^{-12}$	<0,1
Защита	Полиэтилен	H (67), C (33)	$2,90 \times 10^{-11}$	$6,25 \times 10^{-12}$	<0,01
Защита	Свинец	Pb (100)	$1,35 \times 10^{-11}$	–	<0,08
Структура	Нерж. сталь	Cr (17), Mn (0,02), Fe (69), Ni (12)	$1,84 \times 10^{-11}$	$5,92 \times 10^{-12}$	<0,01
Структура	Сталь	как выше	$1,84 \times 10^{-11}$	$5,92 \times 10^{-12}$	<0,04
Внешняя э-ка	PCB	H (22), B (2), C (19), N (6), O (35), Mg (1), Al (4), Si (8), Ca (3)	$7,08 \times 10^{-11}$	$2,21 \times 10^{-11}$	$1,0 \pm 0,5$
1К коннекторы	Алюминий	Al (100)	$1,80 \times 10^{-10}$	$8,59 \times 10^{-11}$	$0,5 \pm 0,2$
Тепловые экраны	Медь	Cu (100)	$1,38 \times 10^{-11}$	$9,36 \times 10^{-13}$	<0,1
Коакс.-ный кабель	PTFE	C (33), F (67)	$8,40 \times 10^{-10}$	$3,50 \times 10^{-10}$	<0,5
Оправки	PTFE	C (33), F (67)	$8,40 \times 10^{-10}$	$3,50 \times 10^{-10}$	<0,01
Электроды	Алюминий	Al (100)	$1,80 \times 10^{-10}$	$8,59 \times 10^{-11}$	<0,01
Всего					<3.1

5.4. Улучшение фона в EDELWEISS-III

Учитывая данные из фазы EDELWEISS-II, в EDELWEISS-III был предпринят целый комплекс мер по дальнейшему снижению фона. Была создана дополнительная нейтронная защита, располагающаяся между свинцом и криостатом. Компоненты, дававшие наибольший вклад в фоны были заменены. Наиболее радикальное изменение – замена всех тепловых экранов 7 – 11 и других медных деталей внутри криостата на новые, сделанные из ультра-чистой NOSV меди [127].

Измерения всех новых компонентов было выполнено в LSM, используя низко-фоновый γ – спектрометр. Результаты некоторых измерений и МК приведены в таблице 5.4.

Как пример, рисунок 5.5 показывает ожидаемый нейтронный спектр от одного из новых элементов защиты EDELWEISS-III.

Сравнивая таблицы 5.2 и 5.4 можно отметить, что гамма фон

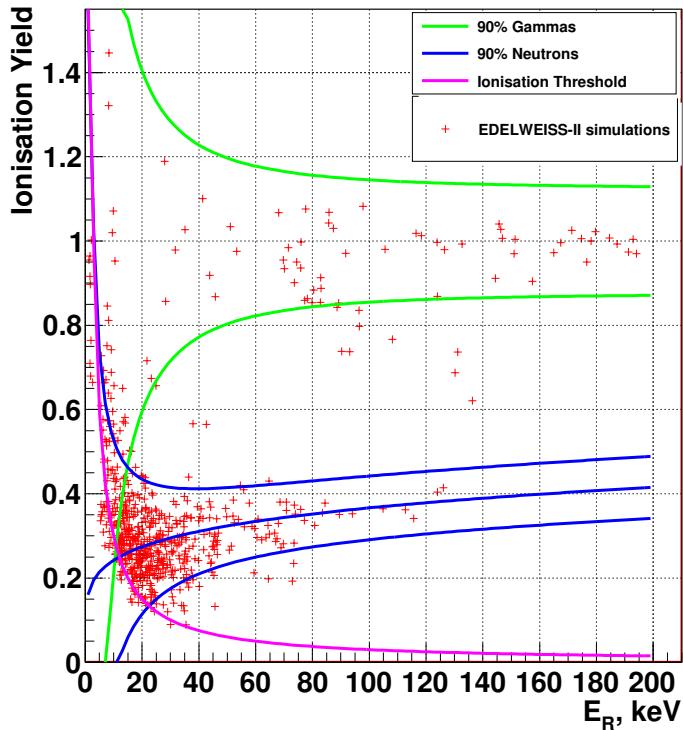


Рис. 5.4. Ионизационный выход от энергии отдачи для событий от загрязнений ураном стальной структуры, поддерживающей криостат. На рисунке приведены области ядер и электронной отдачи (синие и зеленые линии, соответственно). Розовая кривая показывает порог 3 кэВ (EDELWEISS-II). Статистика соответствует $4,5 \times 10^4$ лет набора данных и активности урана в 5 мБк/кг.

EDELWEISS-III лучше с фактором 6. Фон нейтронов также значительно снизился. Полученные значения фона EDELWEISS-III достаточны для достижения чувствительности в $\sim 10^{-45}$ см² для сечения взаимодействия WIMP-нуклон.

Таким образом многолетние интенсивные усилия потребовались для значительного улучшения фоновых условий и для создания новых стадий эксперимента, отвечающих потребностям проводить измерения все с лучшим уровнем чувствительности. Одним из важных итогов этой работы стало понимание важности обращать внимание на вторичные реакции, такие, как α - p , которые могут приводить к возникновению нежелательных фонов даже при отсутствии прямых радиоактивных распадов с испусканием нейтронов.

Таблица 5.4. Радиоактивность материалов EDELWEISS-III. Последние два столбца дают ожидаемый общий фон в единицах событие/кг/день для интервала энергий 20-200 кэВ и нейтронный фон для 1 года набора данных с 24 кг Ge. Приводится материал компонента, дающий наибольший вклад в фон.

Компонент	Материал	Вес (кг)	Активность (мБк/кг)	^{226}Ra	^{228}Th	^{210}Pb	^{40}K	^{60}Co	γ (кг×дней) $^{-1}$	нейтроны Событий/год
Кабели	Cu	0.2	26 ± 15	<50		346 ± 110	167 ± 126	<25	$5\text{--}11$	0.03-0.07
Внутр. коннекторы	Делрин	0.056	32 ± 20	<53		11000 ± 1000	680 ± 220	<36	1-8	0.02-0.06
Болты	латунь	0.1	4.9 ± 1.3	<3		<100	<40	<3	<1	<0.003
Экраны и поддержка	Cu	~ 500	<0.016	<0.012		-	<0.11	<0.018	<7	<0.01
Задача	CH_2	~ 90	0.65 ± 0.08	0.30 ± 0.07	<3		<1	<0.06	7-14	0.03-0.06
Внешние коннекторы	Al, резина	1,6	80 ± 9	158 ± 6		743 ± 48	129 ± 33	<4	0.2-0.3	0.3-0.5
Внешние кабели	PTFE	~ 1	<35	<28		190 ± 40	440 ± 110	<19	<1	<0.1
Холодная электроника	PCB	0.23	7800 ± 500	12600 ± 1200	4500 ± 400	6500 ± 1200	<120		1-2	0.04-0.06
Теплая электроника*	PCB	-	$26500\pm 1500^*$	19300 ± 1100	82000 ± 5000	27000 ± 3000	-	<1		0.3-0.5
Всего									14.44	0.7-1.4

* Полный счет для всей электроники (не мБк/кг).

5.5. Космогенный фон в германиевых детекторах

Отдельного интереса заслуживает рассмотрение космогенного фона в германиевых детекторах. Вклад β -распадов трития может оказывать значительное влияние на чувствительность следующего поколения германиевых детекторов для исследования региона легких WIMP. Определение этого фона имеет значение и для других экспериментов с такими детекторами, связанными с нейтринной физикой, поиском двойного безнейтринного бета распада и др. Был проведен тщательный анализ такого фона из накопленных данных. Результаты опубликованы в [29].

В процессе кристаллизации германия удаляются все космогенно-образовавшиеся радиоактивные атомы, за исключением нестабильных изотопов германия, таких как ^{68}Ge . Когда кристаллы германия находятся на поверхности (тут и далее имеется в виду поверхность Земли), они подвергаются воздействию космических лучей и связанных с ними адронных ливней. Нарабатывающиеся короткоживущие изотопы быстро распадаются как только детекторы помещаются достаточно глубоко чтобы подавить адронную составляющую космических лучей. Поэтому для экспериментов особое значение имеет наработка изотопов, имеющих периоды полураспада начиная от

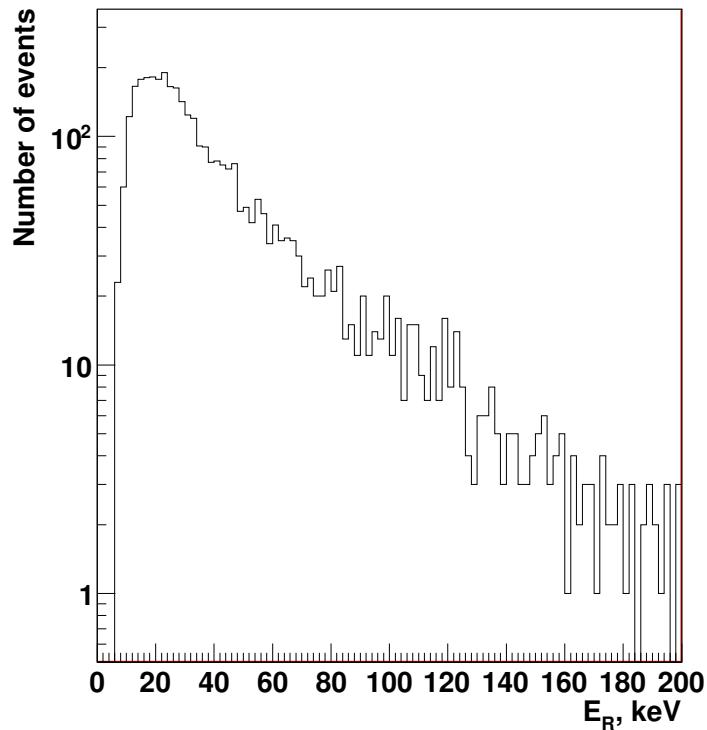


Рис. 5.5. МК спектр ядер отдачи в EDELWEISS-III для нейтронов от урана в новой внутренней полиэтиленовой защите для $2,6 \times 10^4$ лет набора данных.

нескольких десятков дней (таблица 5.5).

Космогенные продукты, которые оказывают наиболее заметное влияние на низкоэнергетический спектр, регистрируемый германиевыми детекторами, - это те, которые распадаются электронным захватом (EC). Энергия регистрируемая детектором эквивалента энергии связи атомной оболочки (дочернего атома) с которой произошел захват. Для космогенных продуктов в Ge, это 4–11 кэВ для K -оболочки, ~ 1 и $\sim 0,1$ кэВ для L - и M -подоболочек, соответственно. Возникающие линии в спектре представляют не только проблему как фон, но и дают возможность проводить точные калибровки детекторов в области низких энергий, как энергетической шкалы, т.к. энергии связи известны с точностью эВ, так и эффективности, из отношения интенсивностей $K:L:M$.

С точки зрения опасного фона особый интерес представляет наработка (^3H), имеющего Q_β 18,6 кэВ и $T_{1/2}$ 17,8 лет, что означает, что такой

Таблица 5.5. Таблица изотопов, распадающихся электронным захватом с периодом полураспада $T_{1/2} > 10$ дней (из [128]), для $21 \leq Z \leq 33$. Энергии связи взяты из [129], для L - показаны только те, что использовались для фитирования спектра на вставке рисунка 5.7.

Материнский изотоп	Дочерний изотоп	E_K (кэВ)	E_L (кэВ)	$T_{1/2}$	Совпадения с γ или конверсией
^{74}As	^{74}Ge	11,10		17,8 д	
^{73}As	^{73}Ge	11,10		80,3 д	
^{71}Ge	^{71}Ga	10,37	1,30	11,4 д	
^{68}Ge	^{68}Ga	10,37	1,30	271,0 д	
^{68}Ga	^{68}Zn	9,66	1,19	67,7 мин	
^{65}Zn	^{65}Cu	8,98	1,10	243,9 дн	50,0% (1115,5 кэВ)
^{58}Co	^{58}Fe	7,11		70,9 д	99,5% (810,8 кэВ)
^{57}Co	^{57}Fe	7,11		271,7 д	99,8% (122,1, 136,5 кэВ)
^{56}Co	^{56}Fe	7,11		77,2 д	100% (846,8 кэВ и др.)
^{55}Fe	^{55}Mn	6,54		2,74 г	
^{54}Mn	^{54}Cr	5,99		312,1 д	100% (834,9 кэВ)
^{51}Cr	^{51}V	5,46		27,7 д	9,9% (320,1 кэВ)
^{49}V	^{49}Ti	4,97		330 д	
^{44}Ti	^{44}Sc	4,49		60,0 г	100% (78,3 + 67,9 keV)
^{44}Sc	^{44}Ca	4,04		4,0 ч	99,9% (1157,0 кэВ)

фон практически не устраним в течении всей длительности низкофоновых низкоэнергетических измерений. Существуют довольно большие неопределенности в моделях, предсказывающих наработку ^3H , а существовавшие до EDELWEISS-III измерения давали только верхний предел [130].

Данные для космогенного анализа

Для анализа использовались данные набора с 24 FID детекторов, накопленные в течении 280 календарных дней с июля 2014 по апрель 2015 года. Рассматривались только данные, когда порог был ниже 2 кэВ и детекторы со стабильным поведением разрешения базовой линии. Каждый детектор имеет индивидуальную историю экспозиции к космическим лучам. Анализ основан на данных с 13 детекторов, у которых длительность такого воздействия была больше 60 дней.

На рисунке 5.6 показаны события, прошедшие отбор для последующего анализа: это электронные отдачи в чувствительном объеме детектора.

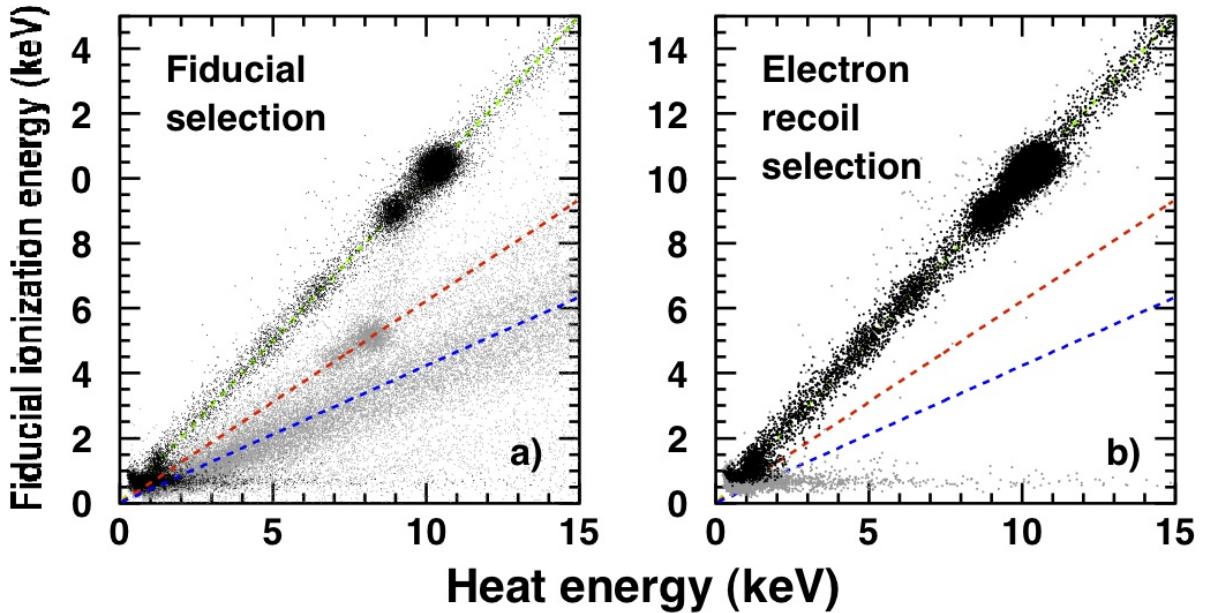


Рис. 5.6. Распределение ионизационной энергии в чувствительном объеме E_{fid} по отношению к тепловой энергии E_c на различных этапах отбора данных. а): физические события, произошедшие в чувствительном объеме. Красная и синяя линии – средний ионизационный выход для γ - и β - событий на поверхности детектора; б): отобраны электронный отдача в чувствительном объеме (черные точки). События не прошедшие отбор показаны серым. Более подробно в нашей статье [29].

Энергетический спектр для 1853 детектор \times дней показан на рисунке 5.7.

Интенсивности распадов

Интенсивности распадов были получены из фитирования энергетического спектра, рисунок 5.7. Модель при фитировании имела три компонента: *i*) Спектр трития, *ii*) Комптоновский фон, *iii*) K - и L - линии.

Для трития энергетический спектр имеет граничную энергию $Q_\beta = 18,6$ кэВ. Форма спектра:

$$\frac{dN}{dt} \propto \sqrt{T^2 + 2mc^2T} (T + mc^2) (Q_\beta - T)^2 F(T, Z = 2) \quad (5.1)$$

где T кинетическая энергия, m масса электрона, и $F(T, Z = 2)$ функция Ферми для распада трития. Эта функция в нерелятивистском пределе может быть аппроксимирована как $x/(1 - e^{-x})$, где $x = \frac{4\pi\alpha c}{v}$, α - постоянная тонкой структуры и v - скорость электрона. С T в кэВ, можно переписать:

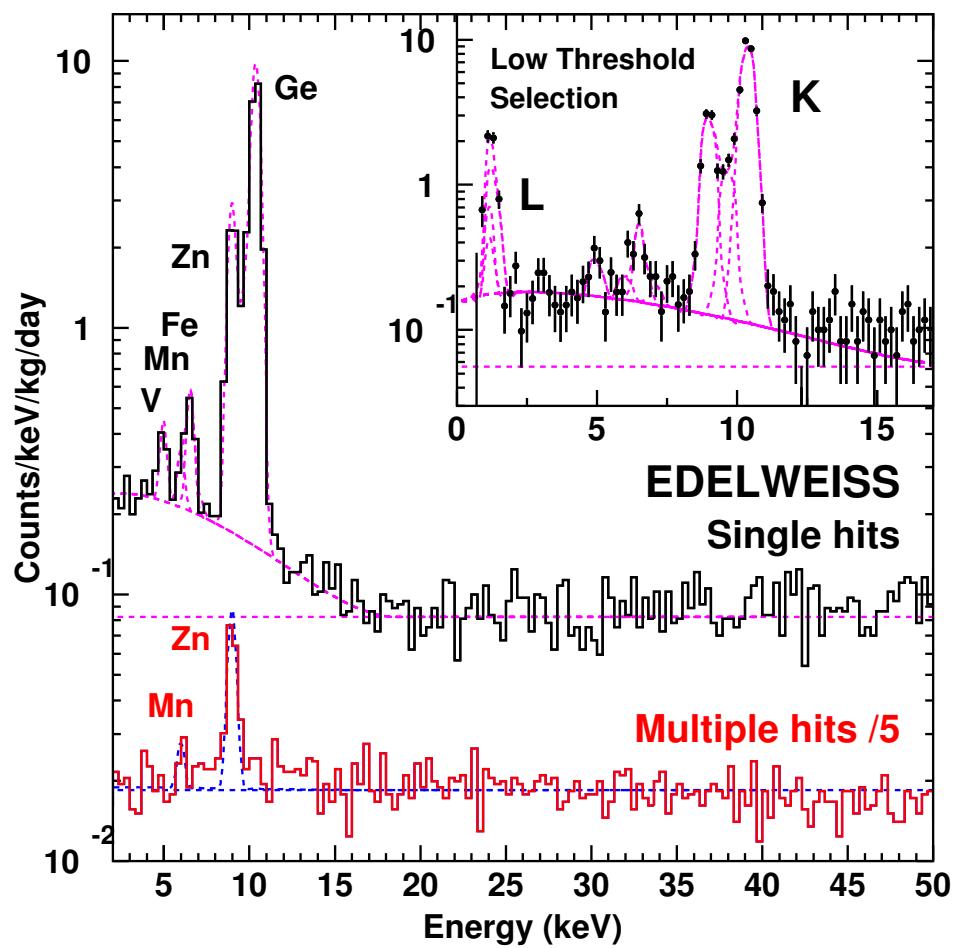


Рис. 5.7. Энергетический спектр для статистики 1853 детектор×дней. Единичные события показаны черным, совпадения красным. На вставке 499 детектор×дней для данных, которые удалось набрать с порогом от 0,8 кэВ.

Таблица 5.6. Экспериментальные скорости счета в каждом из детекторов для изучаемых изотопов ($\frac{dN}{dt}$) в единицах распадов/кг/день.

Дет.-р	^3H		^{65}Zn		^{55}Fe		^{68}Ge		^{49}V	
	$\frac{dN}{dt}$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$	$\frac{dN}{dt}$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$	$\frac{dN}{dt}$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$	$\frac{dN}{dt}$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$	$\sigma(\frac{dN}{dt})$
FID823	0,36	0,45	0,69	0,22	0,16	0,11	1,52	0,25	0,14	0,10
FID824	0,67	0,34	1,15	0,18	0,10	0,06	1,93	0,23	0,12	0,07
FID825	0,30	0,29	1,14	0,18	0,10	0,06	2,21	0,22	0,03	0,05
FID826	0,92	0,46	1,75	0,26	0,17	0,10	2,58	0,35	0,13	0,11
FID827	1,68	0,51	3,84	0,27	0,31	0,09	8,77	0,42	0,18	0,08
FID828	0,93	0,55	3,18	0,28	0,26	0,09	11,56	0,51	0,17	0,08
FID837	0,75	0,47	3,29	0,27	0,19	0,08	7,37	0,39	0,12	0,07
FID838	1,10	0,35	3,57	0,27	0,27	0,09	11,50	0,46	0,15	0,07
FID839	2,35	0,45	2,45	0,23	0,16	0,08	6,84	0,36	0,04	0,07
FID841	1,18	0,42	3,21	0,26	0,12	0,07	4,33	0,29	0,12	0,07
FID842	2,09	0,50	3,03	0,27	0,38	0,11	4,25	0,31	0,09	0,08
FID844	1,07	0,41	1,21	0,21	0,12	0,08	3,93	0,29	0,12	0,08
FID845	2,52	0,86	1,44	0,23	0,21	0,11	2,54	0,27	0,28	0,12

$$\frac{dN}{dt} \propto (T + mc^2) (Q_\beta - T)^2 (1 - e^{-\frac{1,466}{\sqrt{T}}})^{-1} \quad (5.2)$$

Эта функция была применена для описания тритиевого спектра в наших данных (после их коррекции на эффективность регистрации). Результат фитирования: $0,94 \pm 0,06^{\text{stat}} \pm 0,10^{\text{syst}}$ тритиевых распадов в день на 1 детектор.

Скорость счета ^{68}Ge была получена после исключения из анализа 90 дней данных после калибровки детекторов с нейтронным источником. Рисунок 5.8 показывает, что такой отбор позволяет убрать влияние распада ^{71}Ge . Этот рисунок также демонстрирует, что скорость распада $^{68,71}\text{Ge}$ и ^{65}Zn соответствует табличным значениям. При этом активность трития остается постоянной (в рамках ошибок измерений), как и ожидается из его большого времени жизни.

Результаты по активностям скорректированы на 30 октября 2014 года и приведены в таблице 5.6.

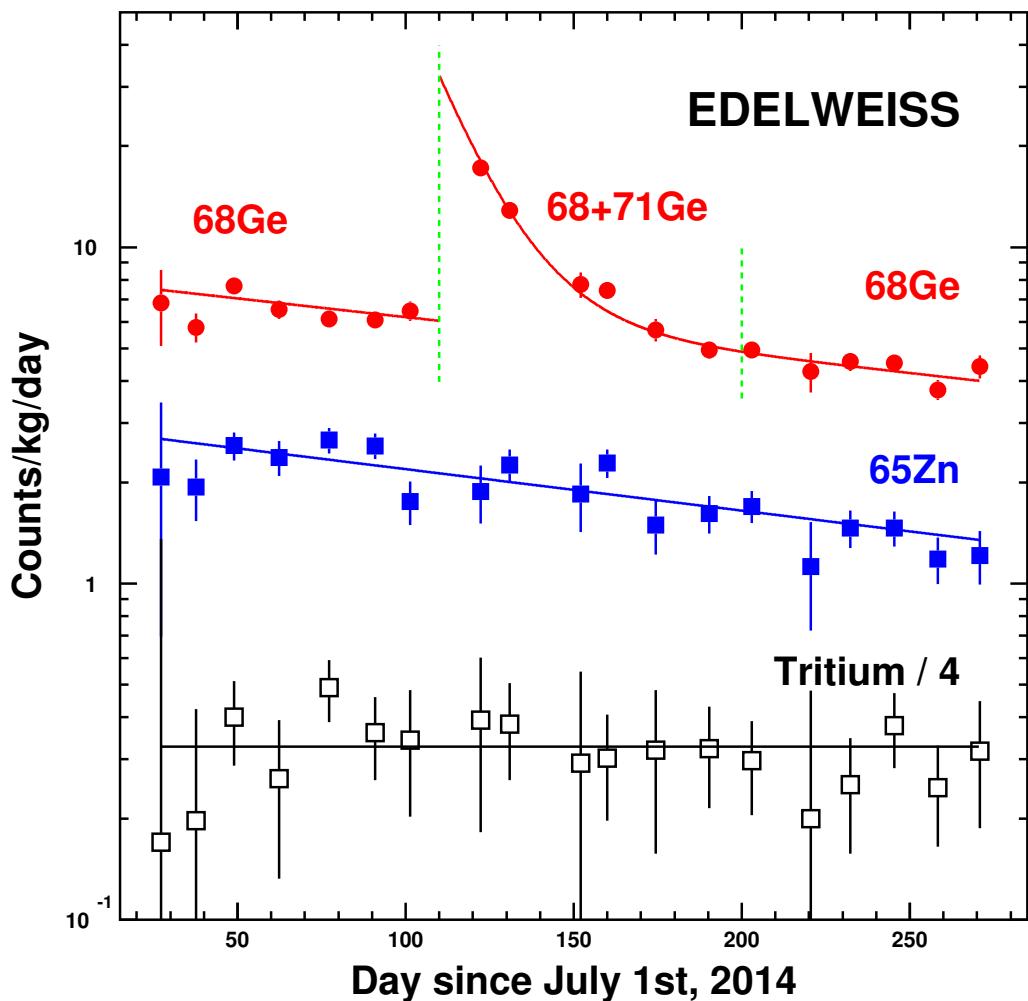


Рис. 5.8. Скорость счета (в отсчетах на $\text{кг}\times\text{день}$) в пиках 8,98 кэВ (Zn) и 10,37 кэВ (Ge) и для трития (уменьшен в 4 раза для наглядности). Вертикальные линии – период не рассматриваемый для анализа ^{68}Ge (нейтронные калибровки были выполнены в период, соответствующий 108-112 дням).

История облучения детекторов космическим излучением

В процессе выращивания кристаллов германия количество примесей уменьшается до нулевых уровней, за исключением ^{68}Ge . Активация происходит пока кристаллы находятся на поверхности. Активность нарабатываемого изотопа после интервала времени $\Delta t = t - t_g$ после времени выращивания кристалла t_g ,

$$a(t) = a_{max} \left(1 - e^{-\frac{t-t_g}{\tau}}\right) \quad (5.3)$$

где a_{max} – максимальная активность, когда скорость активации и скорость распада совпадают, τ – время жизни. Когда детектор помещается в подземную лабораторию (t_s), скорость распада начинает уменьшаться в соответствии с законом радиоактивного распада:

$$a(t) = a_{max} \left(1 - e^{-\frac{t_s-t_g}{\tau}}\right) e^{-\frac{t-t_s}{\tau}} \quad (5.4)$$

Учитывая вышесказанное, точные знания истории каждого детектора необходимы для оценки скорости наработки космогенных изотопов. Все данные по этим временам были учтены и вместе с существующими неопределенностями опубликованы в [29].

Результаты

Полученные результаты по наработке изотопов сведены в таблице 5.7.

Таблица 5.7. Скорость наработки изотопов в единицах $\text{кг}^{-1} \times \text{день}^{-1}$ в ^{nat}Ge , определенная из анализа данных EDELWEISS-III. Проведено сравнение с предыдущими оценками и измерениями [131], [130], [132], [133] и [134]. Оценки в нашей работе выполнены с ACTIVIA, используя полуэмпирические базы данных сечений [135–138] (a) и MENDL-2P базы данных сечений (b) [139]. Верхний предел на ^3H поставленный IGEX (E) дан вместе в вычислениями [130]. (I) и (II) относятся к GEANT4 и ACTIVIA вычислениям в [132]. Два последних столбца из модельных оценок [140] и экспериментальных данных (Exp.) из [134].

	EDELWEISS Exp.	EDELWEISS Calc.	[131] (Ziegler)	[131] (Gordon)	[130]	[132]	[133]	[134] из [140]	[134] Exp.
^3H	82 ± 21	$46_{(a)}$ $43,5_{(b)}$			$27,7$	$48,3_{(I)}$ $<21_{(E)}$	$52,4_{(II)}$		210
^{49}V	$2,8 \pm 0,6$	$1,9$ (a,b)							
^{65}Zn	106 ± 13	$38,7_{(a)}$ $65,8_{(b)}$	77	63	$37,1$		79	$34,4$	38 ± 6
^{55}Fe	$4,6 \pm 0,7$	$3,5_{(a)}$ $4,0_{(b)}$	$8,0$	$6,0$	$8,6$			$8,4$	
^{68}Ge	>74	$23,1_{(a)}$ $45,0_{(b)}$	89	60	$41,3$		$58,4$	$29,6$	30 ± 7

5.6. Выводы к шестой главе

Тщательное изучение фонов является одной из основных задач низкофоновых экспериментов для корректной интерпретации получаемых данных. В данной главе диссертации были в деталях описаны фоновые условия в EDELWEISS-II и их улучшение для последующих фаз эксперимента.

Тщательная и многолетняя работа, проделанная по изучению фонов и нахождению методов их устранения, привела к созданию установки, имеющей возможность проводить прямой поиск частиц ТМ с уровнем чувствительности на сечение WIMP-нуклон 10^{-45} см^2 .

При анализе космогенных фонов в Ge детекторах EDELWEISS-III удалось установить важные для будущего развития техники низкофоновых измерений скорости наработки ряда долгоживущих изотопов, дающих вклад в низкоэнергетический спектр. Впервые экспериментально была получена скорость наработки космическим излучением трития в германии, равная 82 ± 21 ядер трития/кг/день. Эти данные особенно ценные для экспериментов по исследованию когерентного рассеяния нейтрино на ядрах германия.

Глава 6

Аксионы

После предложенного Печчеи и Квинн решения проблемы нарушения СР-инвариантности в квантовой хромодинамике [141], Вайнберг [142] и Вильчек [143] вывели существование новой псевдо-скалярной частицы, аксиона. Масса аксиона и взаимодействие с обычной материей обратно пропорциональны масштабу нарушения симметрии Печчеи-Квинн f_A . Хотя предложенный вначале аксион с f_A связанным с электрослабой шкалой не нашел экспериментального подтверждения, “невидимые” аксионы с f_A , когда это свободный параметр, остаются актуальными. Наиболее часто изучаются случаи так называемых адронных моделей, таких как KSVZ (Kim-Shifman-Vainstein-Zakharov) [144, 145], и моделей Великого объединения (GUT), таких, как DFSZ (Dine-Fischler-Srednicki-Zhitnitskii) [146, 146]. Эти модели дают решение проблемы нарушения СР-инвариантности. В обоих случаях масса аксиона m_A связана с f_A , как:

$$m_A = \left[\frac{z}{(1+z+w)(1+z)} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{f_\pi m_\pi}{f_A} = 6 \text{ эВ} \times \left(\frac{10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \quad (6.1)$$

где $m_\pi = 135 \text{ МэВ}/c^2$ – масса пиона, $f_\pi \approx 92 \text{ МэВ}$ – постоянная распада пионов, $z = m_u/m_d = 0,56$ и $w = m_u/m_s = 0,029$ – отношения масс легчайших нижнего, верхнего и странного夸克ов.

Взаимодействие аксионов с фотонами ($g_{A\gamma}$), электронами (g_{Ae}) и нуклонами (g_{AN}) зависит от модели [147, 148]. Например, адронные аксионы связаны с новыми, тяжелыми кварками и не взаимодействуют с обычными кварками и лептонами, что приводит к сильному подавлению g_{Ae} . Напротив, аксионы DFSZ требуют, чтобы кварки и лептоны Стандартной модели несли заряд Печчеи-Куинна. Экспериментальные поиски и астрофизические ограничения могут быть переведены в ограничения на f_A или, что эквивалентно,

на массу аксиона в рамках конкретной модели аксиона. С другой стороны, аксионоподобные частицы (ALP) представляют собой псевдоскалярные поля, обычно предсказываемые теорией струн [149]. Масса и сечение ALP напрямую не связаны с их шкалой, подобной Печчеи-Куинну. Поэтому важно также искать ALP модельно-независимым способом.

Начиная от фазы EDELWEISS-II, проводилось тщательное изучение накопленных данных для поиска в них сигналов от аксионов и ALP. Фундаментом для этого являются длительная многомесячная экспозиция с массивными детекторами, хорошее энергетическое разрешение и очень низкий фон вплоть до энергетического порога.

6.1. Возможные источники аксионов: Солнце и галактическое гало

Солнце может быть основным источником аксионов для эксперимента в лаборатории. Различные механизмы, которые могут привести к образованию аксионов на Солнце, будут кратко рассмотрены в разделе 6.1.1. Вторая возможность заключается в том, что аксионы составляют основную часть темной материи и присутствуют в галактическом гало, как описано в разделе 6.1.2.

6.1.1. Механизм образования аксионов в Солнце

Несколько механизмов возникновения аксионов на Солнце:

1. Эффект Примакова: $\gamma \rightarrow A$ в поле заряженных частиц;
2. Ядерный переход M типа в ^{57}Fe : $^{57}\text{Fe}^* \rightarrow ^{57}\text{Fe} + A$;
3. Комптоно-подобное рассеяние: $e^- + \gamma \rightarrow e^- + A$;
4. Тормозное излучение: $e^- \rightarrow e^- + A$ в поле заряженной частицы;

5. Аксионная рекомбинация: $e^- + I \rightarrow I^- + A$, где I – ион;
6. Распад: $I^* \rightarrow I + A$, где I^* – возбужденное состояние ядра.

Мы будем называть сумму аксио-рекомбинации и аксио-де-возбуждения аксио-РД механизмом. Относительная интенсивность механизмов зависит от модели. Например, в случае неадронных аксионов, таких как те, которые описываются моделью DFSZ, потоки аксионов, связанные с процессами Комптона и тормозного излучения, намного более интенсивны, чем те, которые предсказываются адронными моделями для того же значения f_A . В этом случае каналы Комптона и тормозного излучения для образования аксионов в значительной степени преобладают над эффектом Примакова. Что касается аксионов ^{57}Fe , поток которых зависит только от изоскалярных и изовекторных констант связи, скорость образования аксионов одинакова в адронных и неадронных моделях. На рисунке 6.1 показаны оценки потоков аксионов на Земле для различных процессов.

Эффект Примакова

Аксионы могут образовываться на Солнце из фотонов путем конверсии в электромагнитном поле солнечной плазмы. Эффективный лагранжиан аксион-фотонной связи задается формулой:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}g_{A\gamma}F^{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}\phi_A = g_{A\gamma}\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}\phi_A, \quad (6.2)$$

где $F^{\mu\nu}$ – является тензором электромагнитного поля, ϕ_A – аксионное поле, $g_{A\gamma}$ эффективная константа связи аксион-фотон.

В рамках стандартных аксионных моделей связь $g_{A\gamma}$, которая имеет раз мерность $(\text{энергия})^{-1}$, может быть записана как:

$$g_{A\gamma} = \frac{\alpha}{2\pi f_A} \left[\frac{E}{N} - \frac{2(4+z+w)}{3(1+z+w)} \right] \quad (6.3)$$

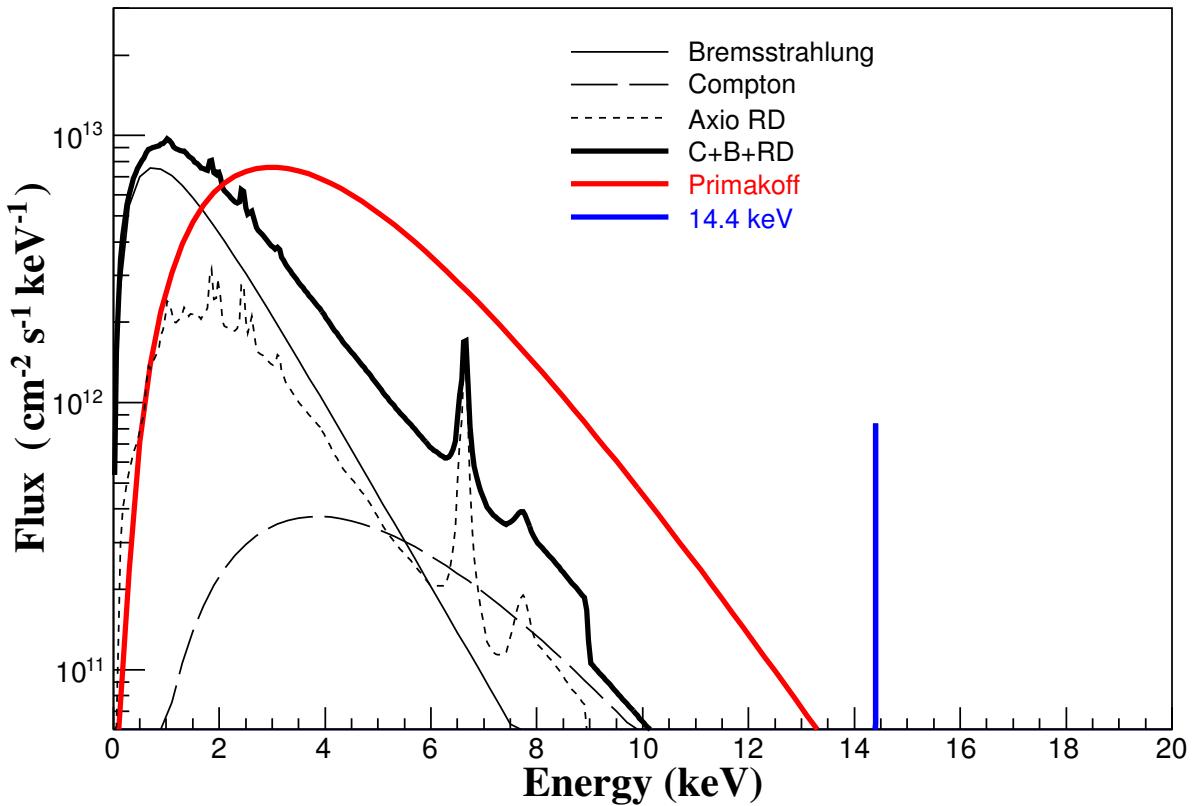


Рис. 6.1. Предполагаемые потоки аксионов в детекторах EDELWEISS: Толстая сплошная черная линия соответствует сумме Комптона, тормозного излучения и аксио-РД. Красная линия: аксионы Примакова. Синяя линия: ^{57}Fe . Ширина этой линии, в основном определяется доплеровским уширением и составляет 5 эВ. Эффективные аксионные связи, соответствующие представленным потокам: $g_{A\gamma} = 10^{-9}$ ГэВ $^{-1}$, $g_{Ae} = 10^{-11}$ и $g_{AN}^{\text{eff}} = 10^{-7}$.

где α – постоянная тонкой структуры, E/N – представляет собой отношение электромагнитных аномалий к цветовым аномалиям симметрии Печчеи-Куинна ($E/N = 8/3$ и 0 для моделей DFSZ и KSVZ моделей, соответственно).

Ожидаемый поток аксионов Примакова от Солнца был оценен в [150] и хорошо аппроксимируется выражением:

$$\frac{d\Phi}{dE} = \frac{6,02 \times 10^{14}}{\text{см}^2 \text{ кэВ сек}} \left(\frac{g_{A\gamma} \times 10^8}{\text{ГэВ}^{-1}} \right)^2 E^{2,481} e^{-E/1,205} \quad (6.4)$$

где энергия E выражается в кэВ.

Это соответствует широкому спектру со средней энергией около 4,2 кэВ и незначительной интенсивностью выше 10 кэВ, как показано на рисунке 6.1. Интенсивность результирующего потока аксионов масштабируется как $g_{A\gamma}^2$.

Эта оценка потока справедлива для ультрарелятивистских аксионов. В [151] приводится расчет потока Примакова для нерелятивистских аксионов. Полученная поправка к потоку в слабо релятивистском режиме составляет порядка 1 % для $m_A = 200$ эВ/с².

57Fe аксионы

Поскольку аксионы связаны с нуклонами во многих моделях, другим возможным механизмом образования аксионов на Солнце может быть их излучение после снятия возбуждения низко-энергетических уровней некоторых ядер, возникающих благодаря высокой температуре внутри Солнца. В частности, возможность измерения энергетических спектров с энергиями кэВ с помощью болометров EDELWEISS дает возможность поиска моноэнергетических аксионов с энергией 14,4 кэВ, испускаемых при M1 переходе в ⁵⁷Fe.

Рассмотрение именно этого изотопа связано с тем, что: 1) он стабильный; 2) он распространен на Солнце (средняя плотность ⁵⁷Fe в ядре Солнца составляет около 9×10^{19} см⁻³ [152]); 3) его первое возбужденное ядерное состояние, находящееся на уровне $E^* = 14,4$ кэВ, достаточно низкое, чтобы быть термически возбужденным в горячих недрах Солнца, где средняя температура составляет $kT \sim 1,3$ кэВ [153, 154]. Обычно снятие возбуждения ⁵⁷Fe происходит за счет испускания фотона с энергией 14,4 кэВ или электрона внутренней конверсии. Поскольку, данный переход M1 (соотношение смешивания E2/M1 составляет 0,002), то снятие возбуждения может произойти через вылет аксиона.

Эффективный лагранжиан связи аксиона с нуклонами задается формулой:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_N \gamma_5 (g_{AN}^0 + g_{AN}^3 \tau_3) \psi_N \phi_A \quad (6.5)$$

где ϕ_A – аксионное поле, ψ_N – изоспиновый дублет нуклона, а τ_3 - связанная изоспиновая матрица Паули. Два безразмерных параметра g_{AN}^0 и g_{AN}^3 являются

ются зависящими от модели изоскалярными и изовекторными константами аксион-нуклонной связи, соответственно. В моделях KSVZ они связаны со шкалой f_A следующими выражениями [147, 148]:

$$\begin{aligned} g_{AN}^0 &= -7,8 \times 10^{-8} \left(\frac{6,2 \times 10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \left(\frac{3F - D + 2S}{3} \right) \\ g_{AN}^3 &= -7,8 \times 10^{-8} \left(\frac{6,2 \times 10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \left[(D + F) \frac{1 - z}{1 + z} \right] \end{aligned} \quad (6.6)$$

здесь безразмерные константы $F = 0,462$ и $D = 0,808$ [155] являются инвариантными матричными элементами аксиального тока, определяемыми полулептонными распадами гиперона и симметрией $SU(3)$. Элемент матрицы аксиально-векторной матрицы с ароматом-синглетом S является слабо ограниченным безразмерным параметром. Интервалы для S , предложенные в литературе, лежат в диапазоне $0,15 - 0,55$ [156, 157]. В этом анализе использовалось базовое значение $S = 0,5$.

В неадронных аксионах, как в модели DFSZ, значения для g_{AN}^0 и для g_{AN}^3 зависят от двух дополнительных неизвестных параметров, X_u и X_d [147]. Они связаны с $\tan \beta_{DFSZ}$, соотношениями $X_u + X_d = 1$ и $X_d = \cos^2 \beta_{DFSZ}$. Выражения для g_{AN}^0 и для g_{AN}^3 задаются в этом случае [147]:

$$\begin{aligned} g_{AN}^0 &= 5,2 \times 10^{-8} \left(\frac{6,2 \times 10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \left[\frac{(3F - D)(X_u - X_d - 3)}{6} + \frac{S(X_u + 2X_d - 3)}{3} \right] \\ g_{AN}^3 &= 5,2 \times 10^{-8} \left(\frac{6,2 \times 10^6 \text{ ГэВ}}{f_A} \right) \frac{D + F}{2} \left(X_u - X_d - 3 \frac{1 - z}{1 + z} \right) . \end{aligned} \quad (6.7)$$

В этих исследованиях мы примем $\cos^2 \beta_{DFSZ} = 1$. Такой выбор максимизирует аксиоэлектрическое поперечное сечение в модели DFSZ.

Для первого возбужденного состояния 14,4 кэВ ядра ^{57}Fe , отношение ве-

роятности вылета аксионов к γ для ядерного перехода M1, составляет [158]:

$$\frac{\Gamma_A}{\Gamma_\gamma} = \left(\frac{k_A}{k_\gamma} \right)^3 \frac{1}{2\pi\alpha} \frac{1}{1+\delta^2} \left[\frac{g_{AN}^0 \beta + g_{AN}^3}{(\mu_0 - 1/2)\beta + \mu_3 - \eta} \right]^2, \quad (6.8)$$

где k_A и k_γ – импульсы вылетающего аксиона и фотона соответственно, а α – постоянная тонкой структуры. Величины $\mu_0=0,88$ и $\mu_3=4,71$ представляют собой изоскалярный и изовекторный ядерные магнитные моменты соответственно. Параметр δ обозначает соотношение смешивания E2/M1 для этого конкретного ядерного перехода, в то время как β и η являются соотношениями, зависящими от ядерной структуры. Их значения для 14,4 кэВ в ^{57}Fe составляют $\delta=0,002$, $\beta = -1,19$ и $\eta = 0,8$ [154]. Используя эти значения в уравнении (6.8) мы получаем:

$$\frac{\Gamma_A}{\Gamma_\gamma} = \left(\frac{k_A}{k_\gamma} \right)^3 1,82 (-1,19g_{AN}^0 + g_{AN}^3)^2. \quad (6.9)$$

Вводя эффективную ядерную связь, адаптированную к случаю ^{57}Fe , $g_{AN}^{\text{eff}} \equiv (-1,19g_{AN}^0 + g_{AN}^3)$, соответствующий поток аксионов на Земле, как указано в [159], дается выражением:

$$\Phi_{14,4} = \left(\frac{k_A}{k_\gamma} \right)^3 \times 4,56 \times 10^{23} (g_{AN}^{\text{eff}})^2 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}. \quad (6.10)$$

Используя выражения, приведенные в уравнениях (6.6) и (6.7), можно оценить g_{AN}^0 и g_{AN}^3 для моделей DFSZ и KSVZ и, таким образом, оценить соответствующие потоки для этих двух случаев. Результаты показывают, что два потока имеют одинаковый порядок величины [160].

Процессы Комптона, тормозного излучения, рекомбинации

Еще один механизм образования солнечного аксиона, возникает из-за связи с электронами. Соответствующий эффективный лагранжиан:

$$\mathcal{L} = ig_{Ae}\bar{\psi}_e\gamma_5\psi_e\phi_A \quad (6.11)$$

где g_{Ae} – безразмерная константа аксион-электронной связи. Таким образом аксионы могут испускаться внутри Солнца с помощью комптоновского рассеяния ($\gamma + e^- \rightarrow e^- + A$) и тормозного излучения ($e^- + X \rightarrow e^- + X + A$, где X – электрон, водород или ядро гелия). Также необходимо рассматривать процессы эмиссии, связанные с захватом электрона ионом (аксио-рекомбинация), и с привязкой к связанной “аксио-де-возбуждению”: из оценки в работе [161] эти процессы приводят к не пренебрежимо малому потоку, который мы называем аксио-РД. Поскольку производные потоки масштабируются так же, как g_{Ae}^2 , мы учитываем все эти процессы одновременно. Для процесса аксио-РД мы используем табличный спектр из [161] (рисунок 6.1), а для комптоновского рассеяния и тормозного излучения мы используем оценку [161]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi}{dE} &= \left(\frac{d\Phi}{dE} \right)^{\text{Комптон}} + \left(\frac{d\Phi}{dE} \right)^{\text{торм.излучение}} \\ &= g_{Ae}^2 \times 1,33 \times 10^{33} E^{2,987} e^{-0,776 E} \\ &\quad + g_{Ae}^2 \times 2,63 \times 10^{35} E e^{-0,77 E} \frac{1}{1 + 0,667 E^{1,278}} \end{aligned} \quad (6.12)$$

где потоки выражены в $\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ и энергии в кэВ.

В то время как данные EDELWEISS можно использовать для установки независимых от модели ограничений на g_{Ae} , действительных для любого ALP, для конкретных моделей аксионов могут быть даны явные выражения для константы связи. В рамках моделей DFSZ, мы имеем:

$$(g_{Ae})_{\text{DFSZ}} = \frac{m_e}{3f_A} \cos^2 \beta_{\text{DFSZ}} \quad (6.13)$$

где m_e – масса электрона. В нашем рассмотрении мы считаем $\cos \beta_{\text{DFSZ}} = 1$. Следовательно, в этом случае g_{Ae} численно задается выражением:

$$(g_{Ae})_{\text{DFSZ}} \simeq 1,68 \times 10^{-4} \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{f_A} \simeq 2,84 \times 10^{-8} \frac{m_A}{\text{кэВ}}. \quad (6.14)$$

В аксионной модели KSVZ g_{Ae} определяется только радиационными поправками [148]. Как следствие, он меньше, чем в модели DFSZ с фактором α^2 . Выражение для этого параметра имеет вид:

$$(g_{Ae})_{\text{KSVZ}} = \frac{3\alpha^2 N m_e}{2\pi f_A} \left(\frac{E}{N} \ln \frac{f_A}{m_e} - \frac{2}{3} \frac{4+z+w}{1+z+w} \ln \frac{\Lambda}{m_e} \right), \quad (6.15)$$

где $E/N = 0$ для адронных аксионов, а $\Lambda \sim 1 \text{ ГэВ}$ связан со шкалой конфайнмента КХД. Поэтому мы получаем численно:

$$(g_{Ae})_{\text{KSVZ}} \simeq -5,7 \times 10^{-7} \frac{\Gamma_{\text{ЭВ}}}{f_A} \quad (6.16)$$

6.1.2. Аксионы: темная материя

Аксионоподобные частицы являются возможным кандидатом на темную материю, и гипотеза ALP в масштабе кэВ была, в частности, предложена в качестве объяснения годовой модуляции, наблюданной DAMA в кристаллах NaI. [162].

Предполагая, что аксионы составляют всю галактическую темную материю, средний поток аксионов ТМ на Земле равен:

$$\Phi_{\text{DM}} [\text{см}^2/\text{сек}] = \rho_{\text{DM}} \cdot v_A / m_A = 9,0 \times 10^{15} \left(\frac{\text{кэВ}}{m_A} \right) \cdot \beta \quad (6.17)$$

тут m_A – масса аксиона и v_A – среднее распределения скоростей, $\beta \simeq 10^{-3}$. Поток в первом приближении не зависит от какой либо аксионной связи.

6.2. Детектирование аксионов в EDELWEISS

Каким образом можно зарегистрировать аксионы:

- Благодаря эффекту Примакова аксионы могут переходить назад в фотоны в поле кристалла германия [163]. Длина волны релятивистских солнечных аксионов с энергией в несколько кэВ имеет тот же порядок величины, что и межатомное расстояние в германии. Следовательно, в зависимости от направления входящего потока аксионов относительно решетки, сигнал аксионов может быть значительно усилен за счет дифракции Брэгга (детекторы EDELWEISS представляют собой монокристаллы). Соответствующая корреляция скорости счета с положением Солнца на небе также помогает в дальнейшем эффективном подавлении фона. Мы можем выразить условие Брэгга как функцию энергии аксиона, пренебрегая массой аксиона и отдачей мишени: $E_A = |\mathbf{G}^2|/(2\mathbf{u} \cdot \mathbf{G})$, где \mathbf{G} - вектор обратной решетки, а \mathbf{u} - единичный вектор, направленный к Солнцу. Для ненулевых масс аксионов условие Брэгга изменяется соотношением дисперсии аксионов и становится для $m_A \ll E_A$:

$$E_A^2 = \frac{\mathbf{G}^4}{4(\mathbf{u} \cdot \mathbf{G})^2} + \frac{m_A^2}{2} \quad (6.18)$$

Для $m_A = 200$ eV/c² относительная поправка на E_A относительно случая безмассовых аксионов составляет $m_A^2/4E_A^2 \sim 10^{-2} E_A$.

- Аксионы также могут быть обнаружены с помощью аксиоэлектрического эффекта, эквивалента фотоэлектрическому эффекту с поглощением аксиона вместо фотона: $A + e^- + Z \rightarrow e^- + Z$. В работах [160, 164, 165] было вычислено аксиоэлектрическое поперечное сечение в зависимости от энергии аксиона, которое для нескольких масс показано на рисунке 6.2:

$$\sigma_{Ae}(E) = \sigma_{pe}(E) \frac{g_{Ae}^2}{\beta} \frac{3E^2}{16\pi\alpha m_e^2} \left(1 - \frac{\beta^{\frac{2}{3}}}{3}\right) \quad (6.19)$$

В этом выражении σ_{pe} – фотоэлектрическое поперечное сечение в германии, взятое из [166], β – отношение скорости аксиона к скорости света, α – постоянная тонкой структуры и m_e – масса электрона. Благодаря аксиоэлектрическому эффекту входящий аксион энергии E (релятивистский или нет) будет генерировать отдачу электронов с той же энергией внутри детектора EDELWEISS.

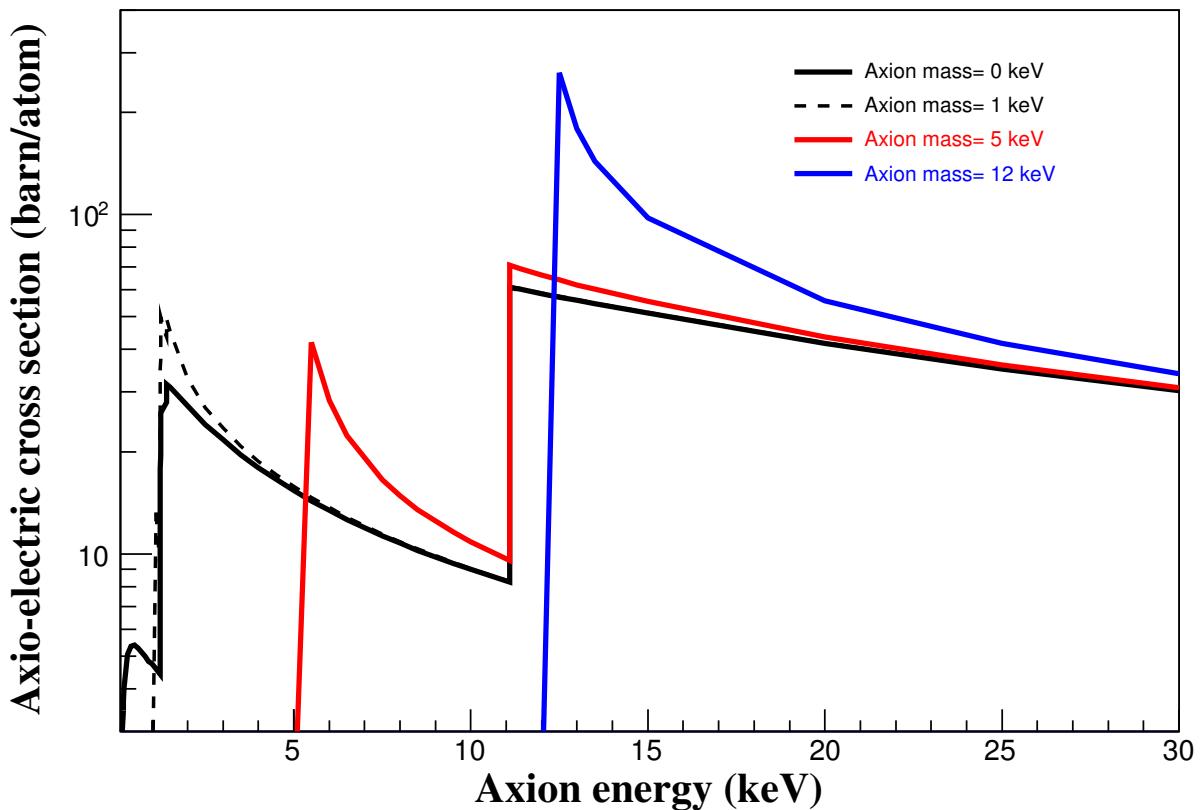


Рис. 6.2. Аксиоэлектрическое поперечное сечение для различных масс аксионов, вычисленное для германия и нормализованное с помощью $g_{Ae} = 1$. Ступеньки при 1,2 – 1,4 кэВ и 11,1 кэВ обусловлены энергиями связи электронных оболочек.

6.3. Поиск аксионов в EDELWEISS-II

Идентичный набор данных с EDELWEISS-II WIMP поиском (Глава 2) был использован и для поиска аксионов. Для анализа было отобрано 448 кг×дней. Это немного больше, чем для WIMP-поиска, главным образом потому, что поиск аксионов не так сильно зависит от выборки чувствительного объема. Рисунок 6.3 показывает энергетический спектр зарегистрированных событий.

При поиске аксионов в EDELWEISS-II были использованы две модели фона:

1. *Солнечные аксионы Примакова.* В этом исследовании мы будем использовать временную и энергетическую зависимость аксионного сигнала для количественной оценки $g_{A\gamma}$. Это приводит к эффективному подавлению фона примерно на два порядка [167]. Кроме того, ожидаемый непрерывный спектр сигнала намного шире, чем разрешение детектора, как следствие, мы включим все радиоактивные пики в фоновую модель, используемую для этого анализа, в дополнение к гладкой составляющей. Плавное изменение этих пиков во времени незначительно по сравнению с резким и быстро меняющимся аксионным сигналом. Этот анализ также требует, чтобы мы сначала изучили каждый детектор в отдельности: фоновая модель настраивается на спектр каждого детектора.
2. *Другие аксионы.* Во всех других поисках сигнал практически не зависит от времени и просто ищется по его спектральной форме (например, линии) в суммарном спектре всех детекторов. В дальнейшем мы будем называть эту модель $B(\tilde{E})$.

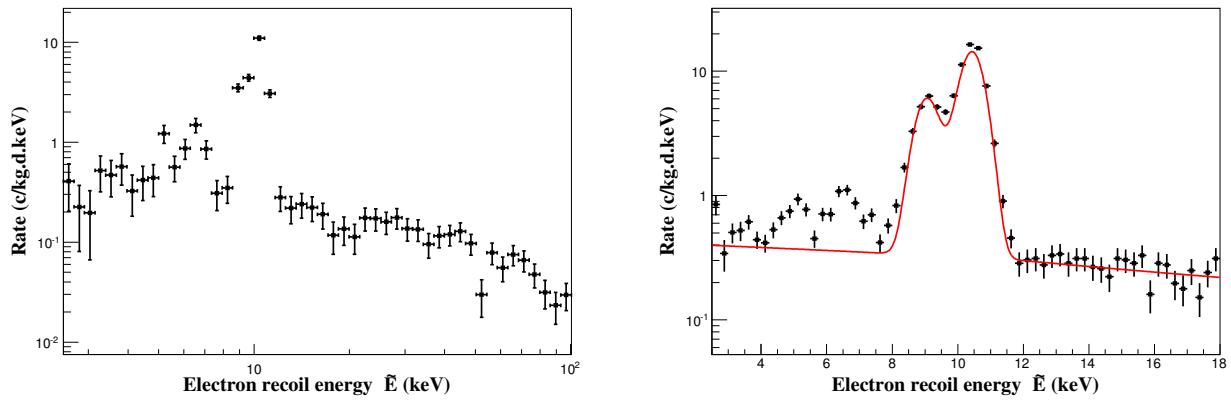


Рис. 6.3. Слева: Спектр отдачи электронов с поправкой на эффективность в чувствительном объеме одного из болометров (ID3), в диапазоне энергий 2,5–100 кэВ. Видны низкоэнергетические линии от индуцированной радиоактивности и космогенной активации германия. Справа: Суммарный спектр, скорректированный на эффективность, для полной экспозиции в диапазоне 2,5–18 кэВ. Красная линия – модель фона $B(\tilde{E})$, используемая во всех анализах, кроме Примакова: гладкая комптоновская составляющая, линейно экстраполированная ниже 12 кэВ, вместе с космогенными линиями 10,37 кэВ и 8,98 кэВ.

6.3.1. Солнечные аксионы Примакова

Мы рассматриваем сценарий, в котором аксионы образуются на Солнце из-за эффекта Примакова, что приводит к потоку, заданному в уравнении (6.4), и благодаря обратному преобразованию обнаруживаются эффектом Примакова с использованием когерентной дифракции Брэгга. Этот поиск аксионов основан только на существовании эффективной аксион-фотонной связи. Используя тот же формализм, что и в [167], ожидаемая скорость счета в одном детекторе в зависимости от энергии, времени и ориентации детектора α задается формулой:

$$\begin{aligned}
 R(\tilde{E}, t, \alpha) &= 2(2\pi)^3 \frac{V}{v_a^2} \sum_G \frac{d\phi}{dE_A} \frac{g_{A\gamma}^2}{16\pi^2} \sin(2\theta)^2 \frac{1}{|\mathbf{G}|^2} |S(\mathbf{G})F_A^0(\mathbf{G})|^2 W(E_A, \tilde{E}) \\
 &= \left(\frac{g_{A\gamma} \times 10^8}{\Gamma_{\text{ЭВ}}^{-1}} \right)^4 \bar{R}(\tilde{E}, t, \alpha) \equiv \lambda \bar{R}(\tilde{E}, t, \alpha).
 \end{aligned} \tag{6.20}$$

В первом выражении V – объем детектора, а v_a – объем элементарной ячей-

ки кристаллической решетки. Сумма по векторам \mathbf{G} обратной решетки, 2θ - угол рассеяния (связанный с изменяющимся во времени направлением Солнца относительно \mathbf{G}), S - структурный фактор, а F_A^0 - атомный форм-фактор, связанный с электростатическим полем. Функция W – разрешение детектора для наблюдаемой энергии \tilde{E} , E_A - энергия аксиона, связанная с \mathbf{f}_g условием Брэгга. Рисунок 6.4 иллюстрирует изменение сигнала как по времени, так и по энергии для заданной ориентации детектора в местных (Земных) координатах. Обратите внимание, что это выражение для скорости по-прежнему применимо для слабо релятивистских аксионов после учета соответствующих модификаций как условия Брэгга, дающего E_A , так и солнечного потока. До $t_A \simeq 200$ эВ/с² солнечный поток аксионов Примакова изменяется менее чем на 1%, а энергия Брэгга смещается на $\sim 1\%$, что является незначительной величиной по отношению к разрешающей способности детектора, следовательно, выражение остается в силе.

Геодезическое местоположение LSM: $45,14^\circ$ N, $6,68^\circ$ E. Индивидуальная азимутальная ориентация α каждого детектора EDELWEISS-II не измерялась. Поэтому на первом этапе мы адаптируем метод, разработанный в том же контексте в работе [167] для одного болометра. Мы используем следующую функцию временной корреляции, предполагающую заданную ориентацию α :

$$\chi_k(\alpha) = \epsilon_k \sum_i [\overline{R_k}(t_i) - \langle \overline{R_k} \rangle] \cdot n_{ik} \equiv \sum_i W_{ik} \cdot n_{ik} \quad (6.21)$$

где ϵ_k – является эффективностью детектора, n_i указывает количество измеренных событий в интервале времени $[t_i, t_i + \Delta t]$, индекс k относится к интервалу энергии $[\tilde{E}_k, \tilde{E}_k + \Delta \tilde{E}]$ и эта сумма относится к общему периоду набора данных. Мы используем интервал для анализа 3 – 8 кэВ, который содержит большую часть ожидаемого сигнала. Распределение n_i задается

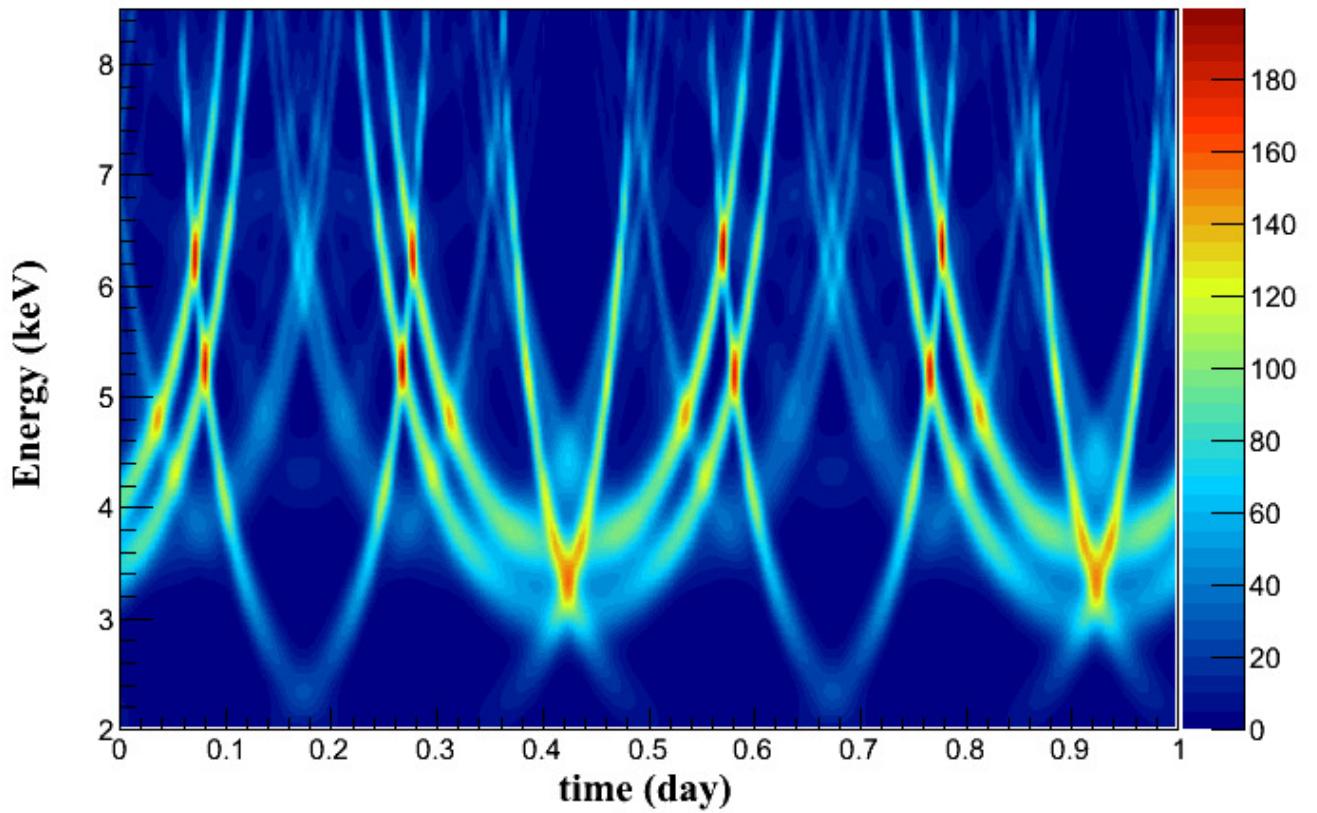


Рис. 6.4. Пример теоретического сигнала от аксионов Примакова в одном детекторе, в отсчетах на килограмм кэВ, для разрешения детектора 0,5 кэВ и $g_{A\gamma} = 10^{-8}$ ГэВ $^{-1}$.

распределением Пуассона со средним:

$$\langle n_{ik} \rangle = \epsilon_k [\lambda \bar{R}_k(t_i) + b_k] \Delta t \Delta \tilde{E} \quad (6.22)$$

где b_k – индивидуальный постоянный фон детектора в рассматриваемом энергетическом интервале. Предполагая, что фон доминирует, мы вычисляем:

$$\begin{aligned} \langle \chi_k \rangle &= \epsilon_k^2 \lambda \sum_i W_{ik}^2 \Delta t \Delta \tilde{E} \equiv \lambda \cdot A_k \\ \sigma^2(\chi_k) &\approx \epsilon_k b_k A_k \end{aligned} \quad (6.23)$$

Минимизируя функцию правдоподобия, мы получаем простую оценку для λ :

$$\tilde{\lambda}(\alpha) = \frac{\sum_k \frac{\chi_k}{\epsilon_k b_k}}{\sum_k \frac{A_k}{\epsilon_k b_k}} \quad (6.24)$$

Чтобы объединить все детекторы и в то же время учесть отсутствие знаний об азимутальной ориентации каждого кристалла, мы применяем следующую процедуру. Объединяя все детекторы и сканируя по всем возможным ориентациям, мы получаем из данных общее распределение для $\tilde{\lambda}$, $D_{\text{реальные данные}}(\tilde{\lambda})$. Мы провели моделирование методом Монте-Карло, включая экспозицию детектора, эффективность и фон, а также потенциальный аксионный сигнал. Эти симуляции показывают, что при наличии аксионного сигнала это распределение D будет иметь хвост при высоких значениях $\tilde{\lambda}$.

Основываясь на моделировании, мы поэтому вводим наблюдаемую I , заданную:

$$I = \int_{|\tilde{\lambda}| < \tilde{\lambda}_c} D(\tilde{\lambda}) - \int_{|\tilde{\lambda}| > \tilde{\lambda}_c} D(\tilde{\lambda})$$

где $\tilde{\lambda}_{\text{cutoff}} = 0,003$.

Моделирование позволяет получить ожидаемое распределение I для заданного λ_0 и набора ориентаций детектора α_0^{bolo} .

Измеренное значение $I_{\text{реальные данные}}$ совместимо с моделированием, выполненным для $\lambda_0 = 0$. Сканируя по λ_0 и сравнивая результирующие распределения I с $I_{\text{реальные данные}}$, мы можем установить верхний предел 95% CL для аксион-фотонной связи:

$$g_{A\gamma} < 2,13 \times 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1} \quad (95\% \text{ CL}).$$

Полученный предел показан на рисунке 6.5 и сравнивается с ограничениями из других экспериментов и астрофизическими границами.

6.3.2. 14,4 кэВ аксионы

Для сценария, в котором солнечные аксионы образуются при 14,4 кэВ переходе в ^{57}Fe на Солнце и обнаруживаются с помощью аксиоэлектрического эффекта в кристалле Ge, что приводит к линии с энергией 14,4 кэВ.

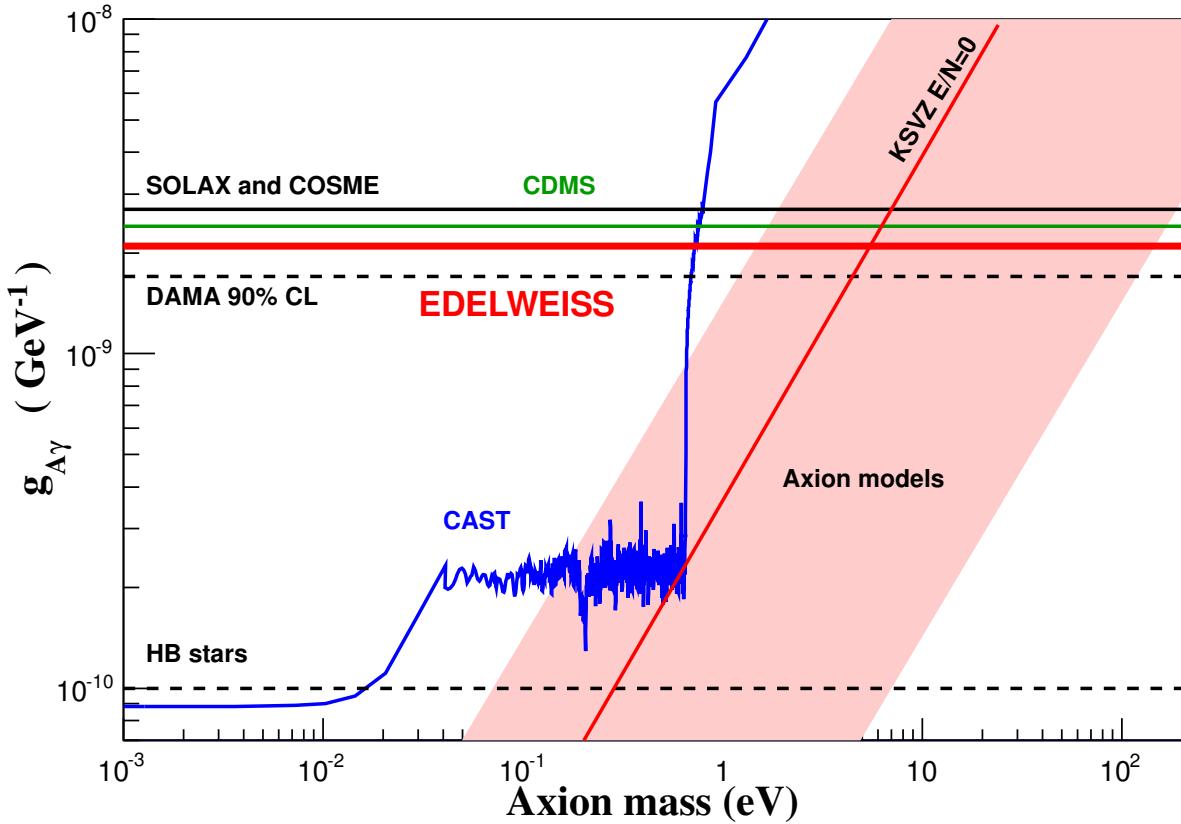


Рис. 6.5. Ограничение на связь $g_{A\gamma}$ от потока солнечных аксионов Примакова, полученного EDELWEISS-II (95% CL), по сравнению с другими экспериментами с кристаллами, такими как SOLAX [168], COSME [169], CDMS [170] и DAMA [171]. Также показано ограничение CAST [172], непрямое ограничение из звезд горизонтальной ветви на диаграмме Герцштрунга-Рассела [173]. Модель дана с $|E/N - 1,95| = 0,07-7$. Красная линия – $E/N=0$ (KSVZ модель).

Ожидаемая скорость в отсчетах на кэВ является произведением потока $\Phi_{14,4}$ (уравнение 6.10), $\beta = v/c$, аксиоэлектрическое поперечное сечение, указано в уравнении (6.19), разрешение отдельного детектора σ_i и экспозицию $M_i T_i$, суммируя по всем детекторам i :

$$R_{14,4}(\tilde{E}) = \beta^3 \Phi_{14,4} \sigma_A(14, 4) \sum_i M_i T_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \times e^{-\frac{(\tilde{E} - 14,4)^2}{2\sigma_i^2}} \quad (6.25)$$

$$\equiv \lambda \times \bar{R}_{14,4}(\tilde{E}) \quad \text{где } \lambda = (g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}})^2$$

Для 14,4 кэВ эффективность триггера близка к 100% для всех 10 детекторов EDELWEISS-II. Рисунок 6.6 показывает суммарный спектр в интервале

12 – 18 кэВ. Нет никакого указания на положительный сигнал 14,4 кэВ, и поэтому мы выводим предел интенсивности линии, используя функцию правдоподобия и предполагая статистику Пуассона для фона:

$$L = \prod_i e^{-N_i^{\text{th}}} \frac{(N_i^{\text{th}})^{N_i^{\text{exp}}}}{N_i^{\text{exp}}!} \quad (6.26)$$

тут N_i^{exp} является наблюдаемым числом событий в энергетическом интервале i и $N^{\text{th}}(\tilde{E}) = \lambda \bar{R}_{14,4}(\tilde{E}) + B(\tilde{E})$.

Мы определили $R_{14,4} < 0,038$ отсчетов/кг/день.

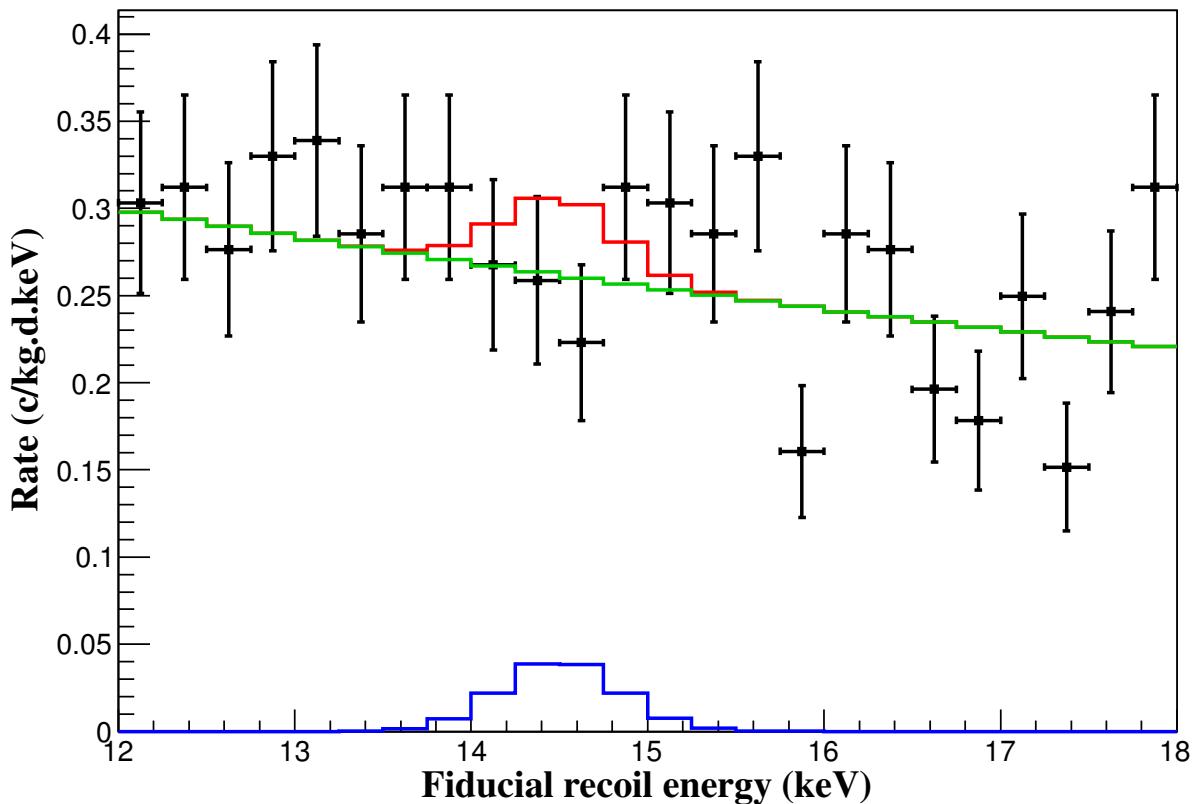


Рис. 6.6. Суммарный экспериментальный спектр EDELWEISS-II в районе 14,4 кэВ.

Для аксиона с малой массой этот результат приводит к следующему ограничению (CL 90%):

$$g_{AN}^{\text{eff}} \times g_{Ae} < 4,7 \times 10^{-17}$$

Используя уравнения (6.10) и (6.19), можно получить верхний предел для

$g_{AN}^{\text{eff}} \times g_{Ae}$, как функции акисонной массы m_A . Рисунок 6.7 показывает этот модельно-независимый предел.

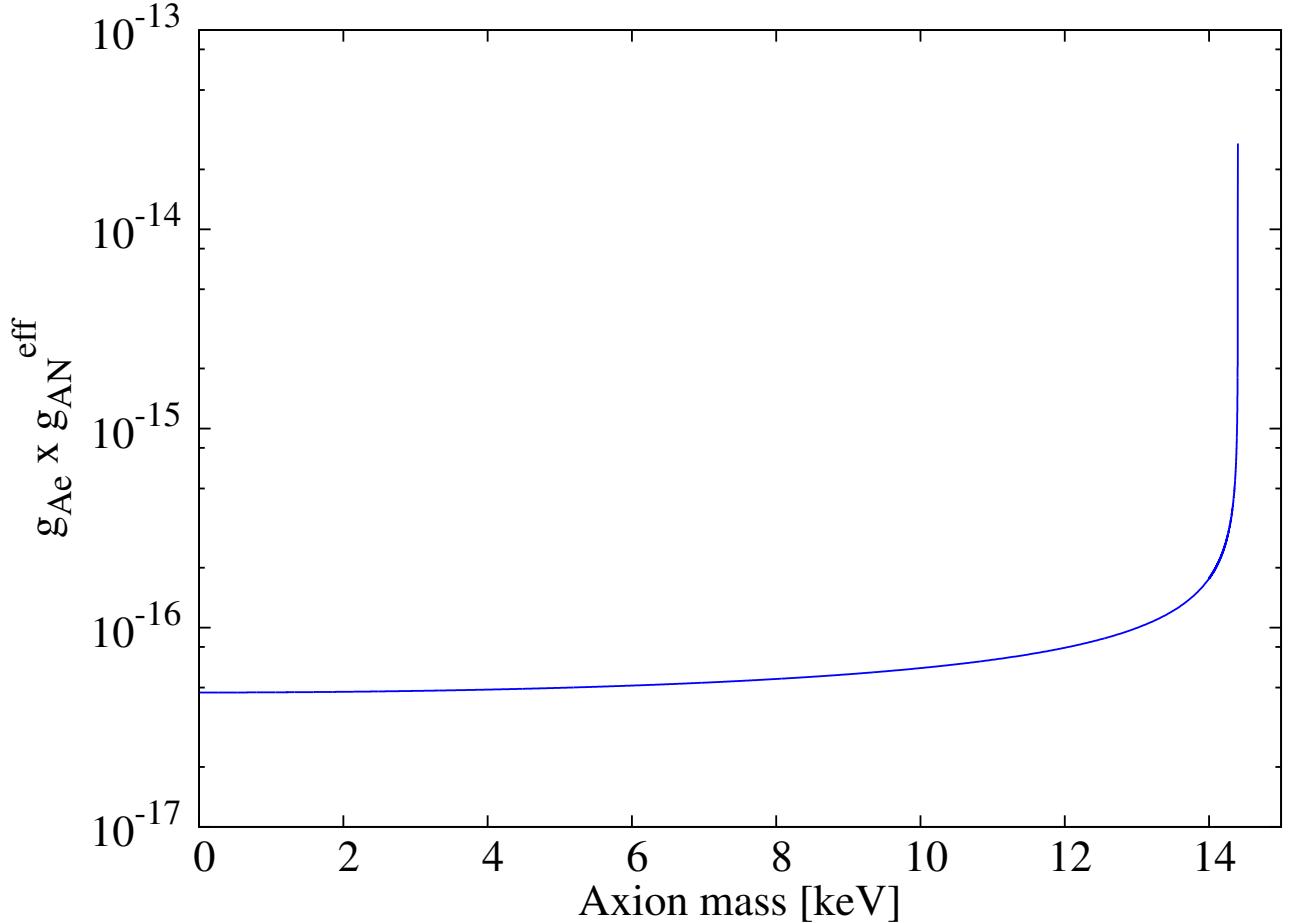


Рис. 6.7. Верхний предел (90 % CL) для $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}}$ как функции массы аксиона m_A , полученный из анализа данных EDELWEISS-II.

6.3.3. Комптоновские, из-за тормозного излучение и аксио-РД аксионы

Такие аксионы могут быть обнаружены с помощью аксиоэлектрического эффекта в кристалле, что приводит к ожидаемой скорости счета, заданной:

$$\begin{aligned}
 R_{\text{C-B-RD}}(\tilde{E}) &= \int dE_A \sigma_A(E_A) \left(\frac{d\Phi^{\text{C-B-RD}}}{dE_A} \right) \times \sum_i \epsilon_i(\tilde{E}) M_i T_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \times e^{-\frac{(\tilde{E}-E_A)^2}{2\sigma_i^2}} \\
 &\equiv \lambda \times \bar{R}_{\text{C-B-RD}}(\tilde{E}) \quad , \text{ где } \lambda = g_{Ae}^4
 \end{aligned} \tag{6.27}$$

переменные идентичны уравнению (6.25). Анализ осуществлялся в интервале

энергий 2,5–30 кэВ, в котором находится большая часть ожидаемого сигнала (рисунок 6.1). Функция максимального правдоподобия $N^{th}(\tilde{E})$:

$$N^{th}(\tilde{E}) = \lambda \bar{R}_{\text{C-B-RD}}(\tilde{E}) + B(\tilde{E}) \quad (\lambda = g_{Ae}^4) \quad (6.28)$$

Ожидаемый сигнал не является линией в спектре, поэтому окно анализа вероятности было адаптировано к каждой массе аксиона. На рисунке 6.8 показан пример для $m_A = 0$ кэВ, для которого ожидаемый сигнал в основном находится ниже 5 кэВ. Ограничение, найденное для аксионов с $m_A \ll$ несколько кэВ/с², составляет $R_{\text{C-B-RD}} < 0,46$ отсчетов/кг/день. Это приводит к ограничению на аксиоэлектрическую связь: $g_{Ae} < 2,56 \times 10^{-11}$ (90% CL). g_{Ae} в зависимости от m_A показана на рисунке 6.11.

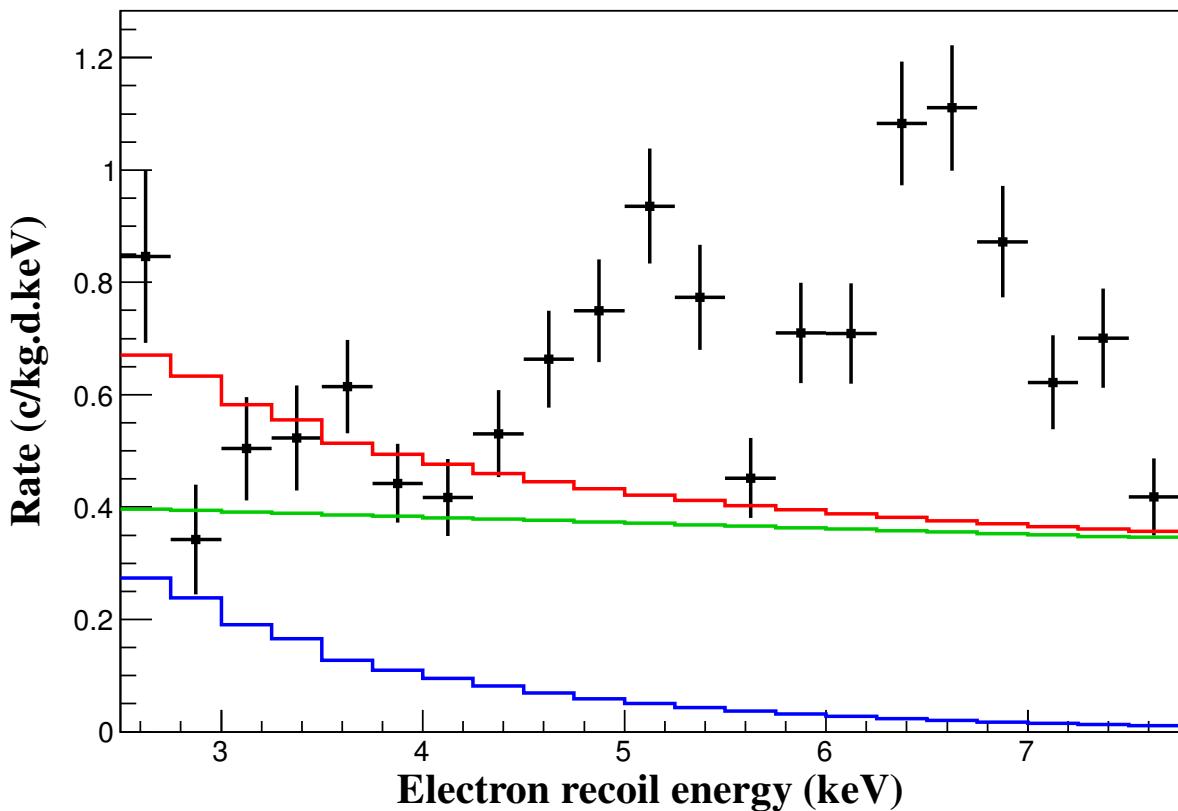


Рис. 6.8. Скорректированный по эффективности энергетический спектр, вблизи от порога анализа. Отклик детектора для комптоновского, тормозного излучения, аксио-РД, аксионного сигнала с нулевой массой при доверительном интервале (90%) представлен синей кривой, зеленая кривая показывает консервативную фоновую модель. Красная кривая: сигнал, наложенный на фоновую модель.

6.3.4. Поиск аксионов: темная материя

Теперь мы сосредоточимся на сценарии, в котором аксионы составляют все гало ТМ нашей Галактики. Поскольку галактическая ТМ является нерелятивистской, результирующий сигнал из-за аксиоэлектрической связи будет проявляться в виде электронной отдачи с энергией, равной массе аксиона m_A . Из (6.17) и (6.19), ожидаемый счет событий:

$$R_{\text{DM}}(\tilde{E}) = \Phi_{\text{DM}}\sigma_A(m_A) \times \sum_i \epsilon_i(\tilde{E}) M_i T_i \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \times e^{-\frac{(\tilde{E}-m_A)^2}{2\sigma_i^2}} \\ = \lambda \times \bar{R}_{\text{DM}}(\tilde{E}) \quad , \text{ где } \lambda = g_{Ae}^2 \quad (6.29)$$

Обозначения такие-же как и раньше. Мы провели поиск галактических аксионов в интервале 2,5 – 100 кэВ. Мы использовали метод правдоподобия, как в (6.26), где

$$N^{th}(\tilde{E}) = \lambda \bar{R}_{\text{DM}}(\tilde{E}) + B(\tilde{E}) \quad (6.30)$$

Во всем диапазоне энергий статистически значимого превышения обнаружено не было, за исключением энергий, где ожидаются потенциальные космогенные линии. Поэтому был поставлен предел на аксионное взаимодействие в зависимости от его массы. Самое сильное ограничение найдено для аксионов с энергией 12 кэВ, для которых $R_{\text{DM}} < 0,05$ отсчетов/кг/день. Это приводит к ограничению на аксиоэлектронную связь темной материи при такой массе: $g_{ae} < 1,05 \times 10^{-12}$. Полученный предел на g_{Ae} как функция m_A , показан на рисунке 6.9.

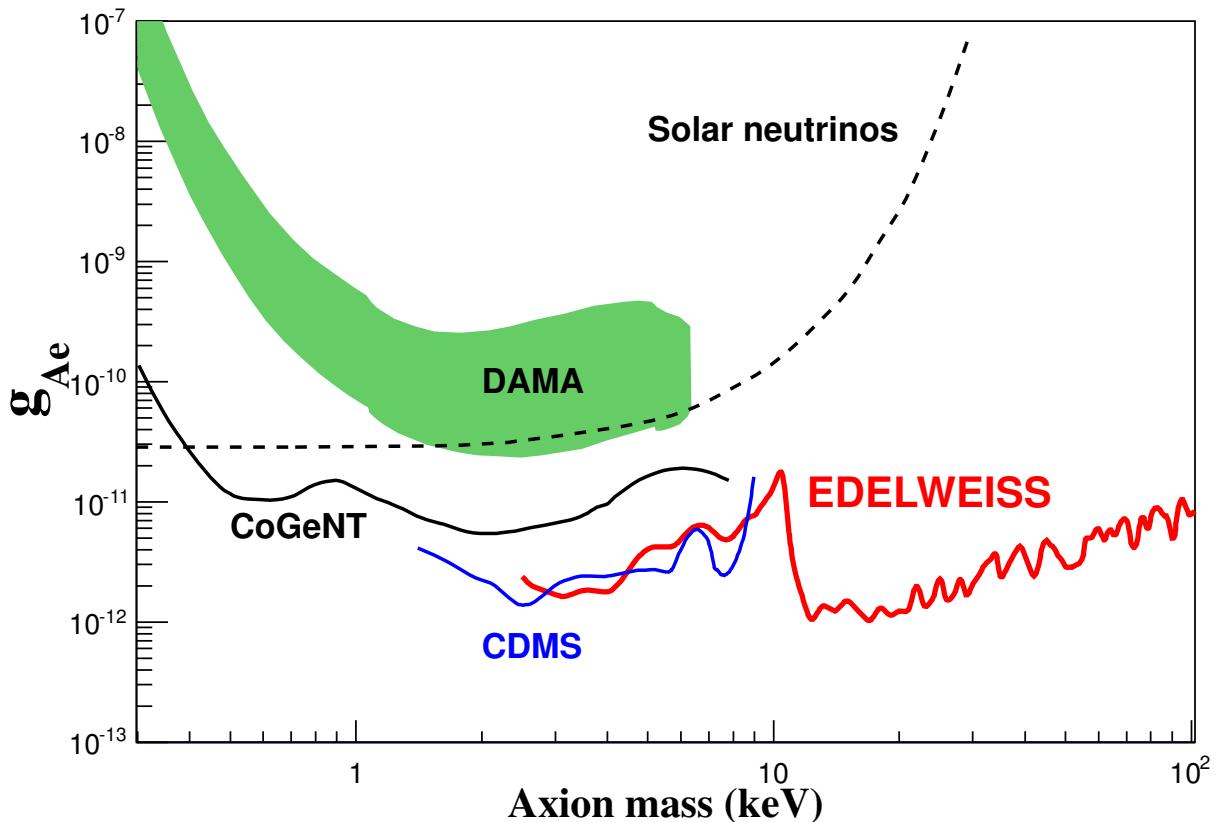


Рис. 6.9. Предел связи аксион-электрон в зависимости от m_A при условии, что локальное гало темной материи нашей Галактики полностью состоит из аксионов. Зеленый контур соответствует возможной интерпретации годового сигнала модуляции DAMA [162], показаны актуальные на время анализа ограничения, установленные другими экспериментами с германием CoGeNT [174] и CDMS [170]. Пунктирная линия: косвенная оценка, полученная в результате измерения потока солнечных нейтрино [175].

6.3.5. Обсуждение аксионных результатов EDELWEISS-II

Считая Солнце потенциальным источником аксионов или в соответствии с гипотезой о том, что галактическая темная материя состоит из аксионов, на основе данных EDELWEISS-II мы устанавливаем независимые от модели ограничения на константы связи ALP или аксионов с γ -лучами, электронами и нуклонами (таблица 6.1):

- Поиск аксионов Примакова характеризуется определенной временной и спектральной зависимостью сигнала. Сочетание низкого эффективного фона и большой экспозиции приводит к $g_{A\gamma} < 2,13 \times 10^{-9}$ ГэВ $^{-1}$, что является улучшением по сравнению с другими поисками на основе кри-

Таблица 6.1. Ограничения на взаимодействия с аксионом, полученные EDELWEISS-II (90% CL). 14,4: 14,4 кэВ солнечные аксионы, ТМ: аксионы темной материи, К-Т-РД: Комптон-тормозное излучение-аксио-РД, Пр.: эффект Примакова. Приведенные значения соответствуют $m_A = 0$, за исключение ТМ, где $m_A = 12,5$ кэВ/с².

Канал	$14,4 (g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}})$	ТМ (g_{Ae})	К-Т-РД (g_{Ae})	Пр. ($g_{A\gamma}$)
Предел	$< 4,70 \times 10^{-17}$	$< 1,05 \times 10^{-12}$	$< 2,56 \times 10^{-11}$	$< 2,13 \times 10^{-9}$ ГэВ ⁻¹

сталлов германия [168–171]. На момент анализа данных EDELWEISS-II, имелись только косвенные ограничения для аксионов с массами $\sim 1 - 100$ эВ/с², полученные из физики звезд.

- В поиске солнечных аксионов, создаваемых процессами комптоновского рассеяния, тормозного излучения и аксио-РД, получены независимые от модели ограничение на g_{Ae} , которое являлось лучшим прямым ограничением для этой связи по сравнению с [176, 177]. Этот предел также немного улучшает косвенную оценку, полученную в результате измерения потока солнечных нейтрино [175].
- В поиске солнечных аксионов, испускаемых ^{57}Fe , получен независимый от модели предел для $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}}$, который улучшает [160]. Рассчитанный допустимый диапазон g_{Ae} , как функция массы аксиона m_A , используя значения, предсказанные моделями DFSZ и KSVZ для констант связи g_{AN}^0 и g_{AN}^3 , показан на рисунке 6.10.
- Также было протестировано предположение, в котором галактическое гало темной материи состоит из частиц с массой в масштабе кэВ/с². Найденный предел, аналогичен пределу CDMS [170], но расширен до 100 кэВ/с².

На рисунке 6.11 представлены все ограничений на g_{Ae} из данных EDELWEISS-II.

В рамках KSVZ или DFSZ моделей аксиона единственным свободным

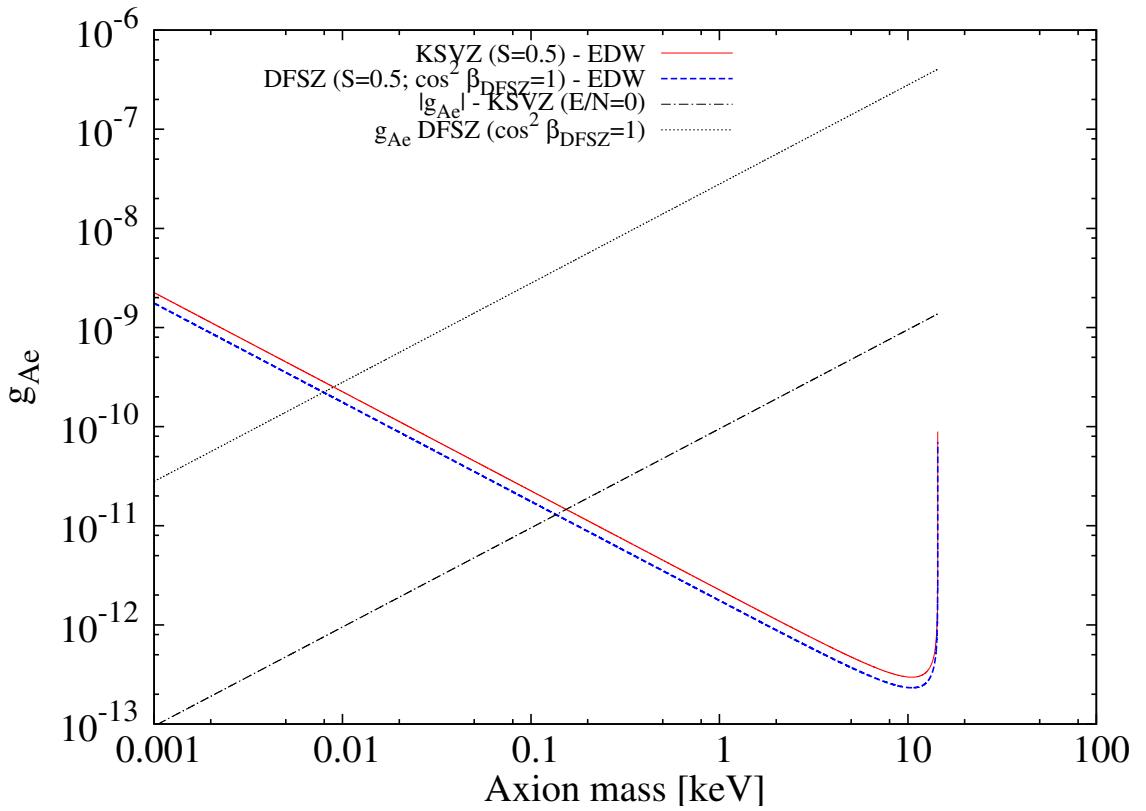


Рис. 6.10. Ограничения на g_{Ae} , в предположении DFSZ и KSVZ для g_{AN}^0 и g_{AN}^3 . Кривые рассчитаны с допущением $S = 0,5$ для элемента матрицы аксиального вектора с ароматом-синглетом в обеих моделях и $\cos^2 \beta_{\text{DFSZ}} = 1$ для модели DFSZ.

Таблица 6.2. Ограничения на возможные массы аксионов, полученные из ограничений EDELWEISS-II в рамках двух эталонных моделей, KSVZ и DFSZ. К-Т-РД: Комптон-тормозное излучение-аксио-РД, Пр.: эффект Примакова.

Канал	$14,4 (g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}})$	К-Т-РД (g_{Ae})	Пр. ($g_{A\gamma}$)
KSVZ	$154 \text{ эВ} < m_A < 14,4 \text{ кэВ}$	$269 \text{ эВ} < m_A < 40 \text{ кэВ}$	$5,73 < m_A \lesssim 200 \text{ эВ}$
DFSZ	$7,93 \text{ эВ} < m_A < 14,4 \text{ кэВ}$	$0,91 \text{ эВ} < m_A < 80 \text{ кэВ}$	$14,86 < m_A \lesssim 200 \text{ эВ}$

параметром является масса аксиона или, что эквивалентно, шкала нарушения симметрии Печчеи-Куинна f_A (уравнение (6.1)). Поэтому, ограничения на взаимодействие напрямую ограничивают m_A . Был вычислен диапазон исключения для m_A из каждого из трех изученных каналов солнечных аксионов в рамках обеих моделей. Для этих оценок не использовался канал темной материи, поскольку аксионы KSVZ или DFSZ в масштабе кэВ не могут образовывать локальное гало темной материи, поскольку они не являются холодной темной материи. Кроме того, мы наблюдаем, что предел, связанный с огра-

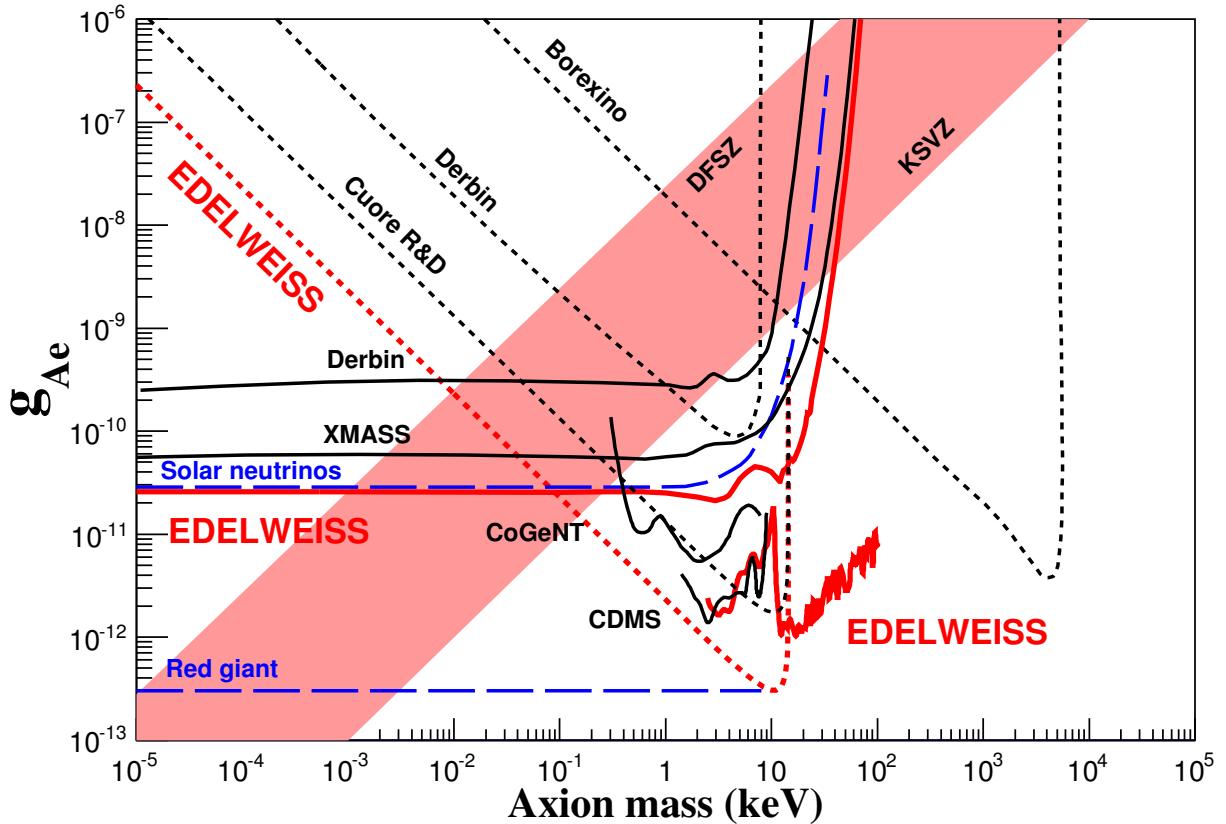


Рис. 6.11. Ограничения EDELWEISS-II на g_{Ae} аксиона, как функция его массы m_A (красные линии). Также показаны сравнения с другими прямыми и косвенными данными актуальными на момент анализа: Derbin [176], XMASS [177], CoGeNT [174], CDMS [170], CUORE R&D [160], Derbin [178], Borexino [179], Solar neutrinos [175], Red giants [180]. Модели DFSZ и KSVZ представлены заштрихованной полосой.

ничением на $g_{A\gamma}$, справедлив для слабо релятивистских солнечных аксионов, вплоть до $m_A \lesssim 200$ эВ. Таблица 6.2 дает ограничения на возможные массы аксионов, полученные из ограничений EDELWEISS-II.

6.4. Поиск аксионов в EDELWEISS-III

Для поиска акционных сигналов в EDELWEISS-III был использован тот же набор данных, что и для поиска WIMP (Глава 4). Был проведен анализ данных повторяющий предыдущий анализ для EDELWEISS-II. Полученные результаты для механизма “комптон-тормозное излучение-аксио-РД” (К-Т-РД) показан на рисунке 6.12. Данные исключают КХД аксион с массами $m_A > 0,39$ эВ/с² (DFSZ) и $m_A > 118$ эВ/с² (KSVZ). Это лучшие ограничения

ния, полученные с германиевыми детекторами. К моменту данного анализа лучшие результаты были получены на детекторах с ксеноном, однако германиевые детекторы способны обеспечить спектроскопическое подтверждение потенциального сигнала и их данные остаются актуальными.

При поиске потенциальной линии 14,4 кэВ мы получили $\mu < 2,05 \times 10^{-2}$ событий/кг×день. Для аксионов с массой $\ll 14$ кэВ/с² это приводит к следующей оценке:

$$g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}} < 3,5 \times 10^{-17} \quad 90\% \text{ C.L.} \quad (6.31)$$

Полученные ограничения в зависимости от m_A показаны на рисунке 6.13 вместе с аналогичными ограничениями из других экспериментов. Для конкретных моделей, только данные по линии 14,4 кэВ исключает диапазоны масс $6,6 \text{ эВ} < m_A < 14,4 \text{ кэВ/с}^2$ для аксионов DFSZ и $130 \text{ эВ} < m_A < 14,4 \text{ кэВ/с}^2$ в сценарии KSVZ.

6.4.1. Бозонная темная материя в масштабе кэВ

В дополнение к поискам аксионов от Солнца, данные EDELWEISS-III были изучены на предмет обнаружения бозонной темной материи в масштабе кэВ (включая ALP). Если темная материя состоит из бозонов, то ее поглощение можно измерить до гораздо меньших масс, чем в случае WIMP. Мы искали поглощение бозонной ТМ в широком диапазоне масс от 0,8 до 500 кэВ/с².

Для ALP рассмотрение аналогично данным EDELWEISS-II, но добавлен сценарий, когда ТМ является темным фотоном, A' . В анализе мы считаем, что он эффективно связан с фотоном стандартной модели в низких энергиях через кинетическое смешивание $\mathcal{L} \sim \kappa F F'$. В таком случае сечение поглощения электрона просто пропорционально фотоэлектрическому поперечному сечению:

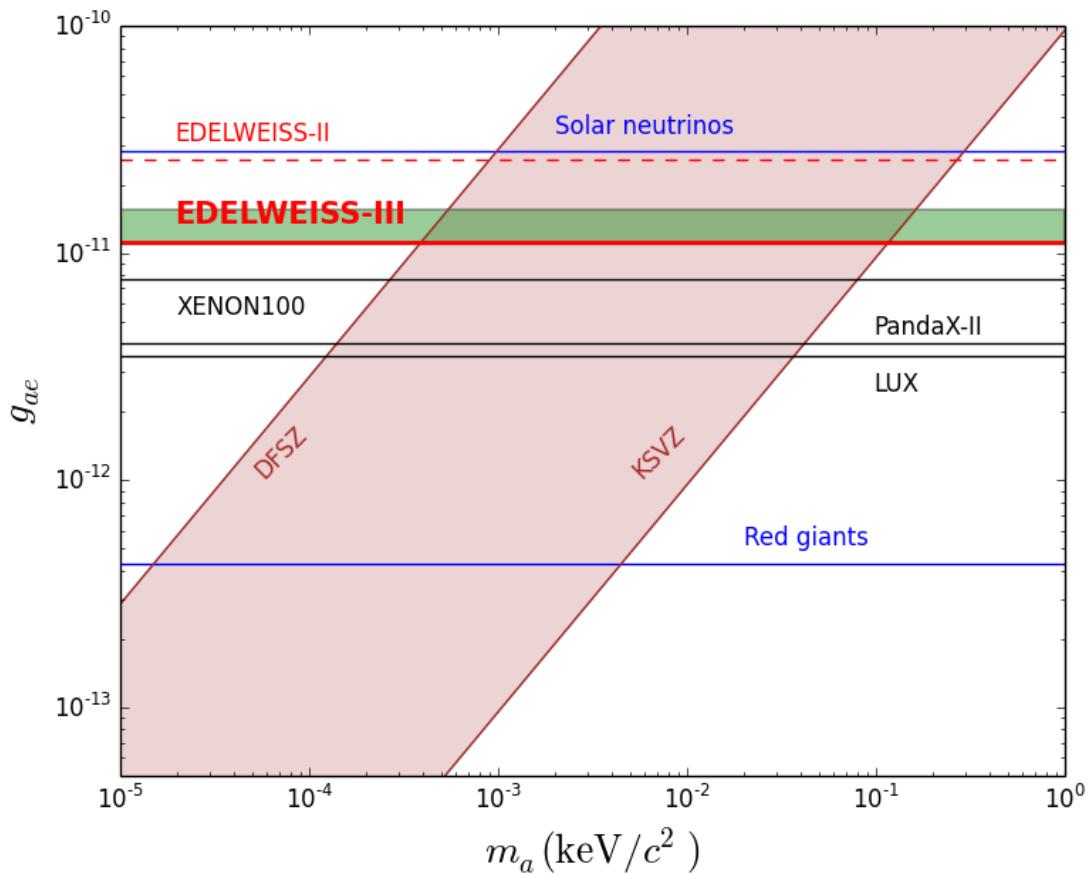


Рис. 6.12. Ограничение на аксион-электронную связь g_{Ae} , полученное в EDELWEISS-III из-за отсутствия наблюдения сигнала К-Т-РД. Зеленая полоса представляет ожидаемую чувствительность (2σ). Другие актуальные на момент анализа, полученные в результате аналогичных поисков, показаны черным цветом ([181–183]). Синие линии показывают ограничения из косвенных данных по потоку солнечных нейтрино [184] и из наблюдения звезд [185].

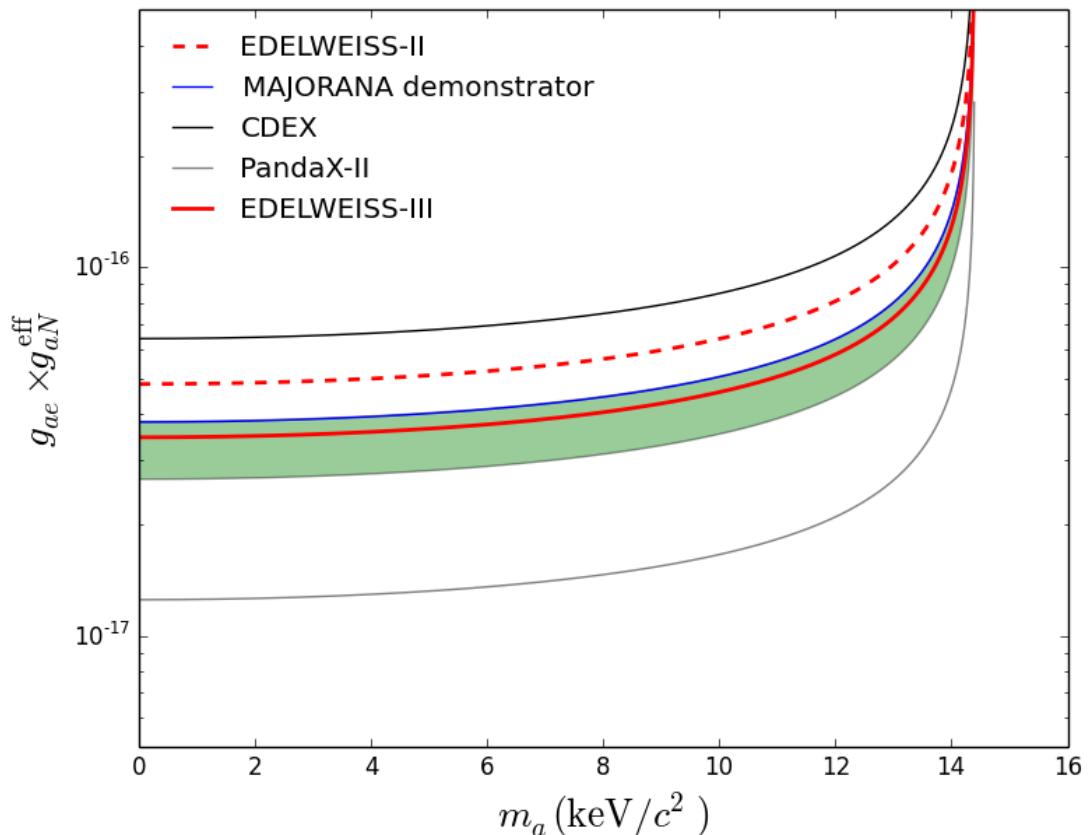


Рис. 6.13. Ограничения на $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}}$ от массы аксиона, полученные из-за отсутствия наблюдения линии 14,4 кэВ в данных EDELWEISS-III. Зеленая полоса представляет ожидаемую чувствительность в размере 1σ . Также показаны ограничения из аналогичных поисков, актуальные на момент проведения анализа [182, 186, 187] и данные EDELWEISS-II.

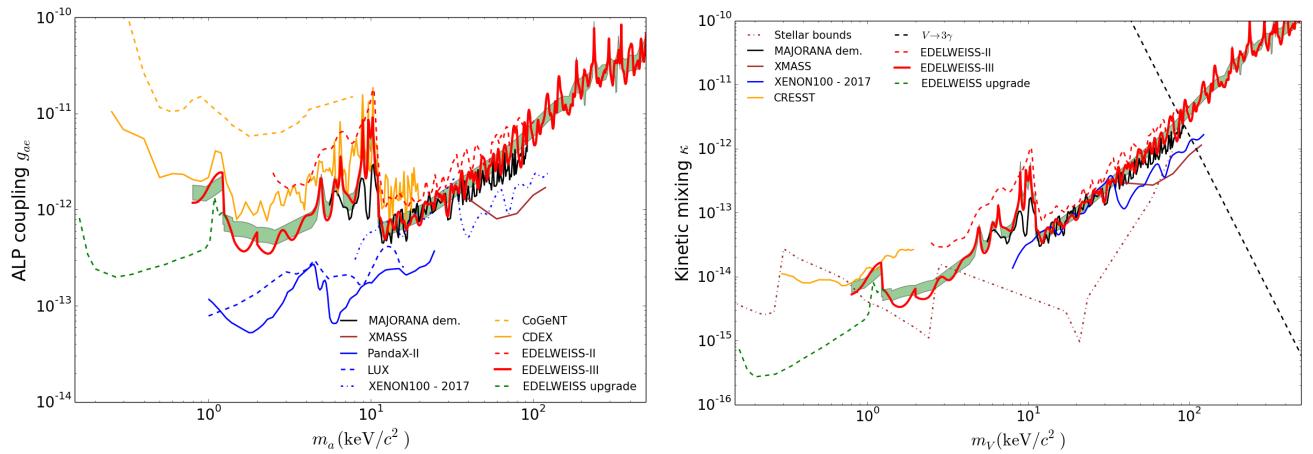


Рис. 6.14. Слева: Ограничения на параметры связи темной материи ALP с электронами g_{Ae} из EDELWEISS-III и других экспериментов по прямому поиску ([8, 181, 182, 186–190]). Справа: Ограничения на кинетическое смешивание κ темного фотона из прямых поисков, в том числе [8, 186, 188, 189, 191].

$$\sigma_{A'e}(m_{A'}) = \sigma_{pe}(E = m_{A'} c^2) \times \frac{\kappa^2}{\beta}. \quad (6.32)$$

В этом случае нахождение в спектре неизвестной монохроматической линии интенсивности R при заданной энергии E может быть проинтерпретировано как характеристика поглощения ТМ с массой m_A ($m_{A'}$), равной E , и эффективным параметром связи g_{Ae} (κ) пропорциональным \sqrt{R} . Результат такого поиска в диапазоне энергий 0,8 – 500 кэВ показан на рисунке 6.14.

Для масс от 1 до 6 кэВ/ c^2 наши данные дают лучшие ограничения из спектроскопических измерений с германиевыми детекторами. Для низкого региона масс наши данные являются уникальными, т.к. не доступны ксеноновым экспериментам. Примечательно, что для скрытых фотонов с массами меньше ~ 900 эВ / c^2 полученные ограничения и чувствительность к кинетическому смешиванию κ находятся на том же уровне, что и из изучения звезд. [192].

6.5. Выводы к седьмой главе

В данной главе мы показали, что детекторы и установка, первоначально разработанные для прямого поиска частиц ТМ в форме WIMP, являются

высокоэффективными для исследования аксионов. Данные EDELWEISS-II и -III фаз эксперимента были использованы для установки новых ограничений на параметры ALP для различных сценариев, некоторые из которых обеспечивают наилучшие границы для прямого поиска аксионов. Из EDELWEISS-II $g_{A\gamma} < 2,13 \text{ ГэВ}^{-1}$, полученная из солнечного канала Примакова, ограничивает модели аксионов в диапазоне масс $\sim 1 - 100 \text{ эВ/с}^2$ для адронных аксионов. Примечательно, что независимая от модели оценка g_{Ae} , полученная в результате поиска аксионов комптоновского-тормозного излучения на Солнце, достигает лучшей чувствительности, чем косвенная оценка, полученная из измерений потока солнечных нейтрино. Объединение результатов всех солнечных акционных каналов обеспечивает широкий диапазон исключения массы, зависящий от модели, $0,91 \text{ эВ/с}^2 < m_A < 80 \text{ кэВ/с}^2$ в рамках DFSZ и $5,73 \text{ эВ/с}^2 < m_A < 40 \text{ кэВ/с}^2$ для аксионов KSVZ.

Из данных EDELWEISS-III из поиска аксионов от Солнца получены следующие ограничения на параметры связи $g_{Ae} < 1,1 \times 10^{-11}$ и $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}} < 3,5 \times 10^{-17}$ (90% C.L.). Также получены ограничения на поглощение бозонных частиц темной материи, которые могли бы составлять галактическое гало ТМ. Получены ограничения мирового уровня на ALP и скрытой фотонной темной материи в диапазоне масс $0,8 - 500 \text{ кэВ/с}^2$.

Детекторы с более низкими порогами необходимы для поиска частиц бозонной темной материи с массами до 150 эВ/с^2 , чего удалось добиться в новых детекторах EDELWEISS-LT (Глава 7).

Данные представленные в этой главе опубликованы в [8, 32].

Глава 7

EDELWEISS-LT**7.1. От EDELWEISS-III к EDELWEISS-LT**

В последнее десятилетие для WIMP с массами выше ~ 5 ГэВ/с² основные результаты прямого поиска определяются (в рамках стандартной модели гало ТМ) огромными детекторами массами в тонны, использующими сжиженные благородные газы Ar либо Xe [52, 54, 55]. Тем ни менее, благодаря высокому энергетическому разрешению и низкому порогу регистрации, детекторы-болометры позволяют проводить поиск частиц ТМ в областях масс недоступных для Ar/Xe детекторов (легких WIMP и аксионо-подобных частиц в области низких энергий). При этом, как не удивительно, отрицательные результаты “больших” экспериментов мотивируют развивать технологии болометрических измерений и увеличиваю актуальность поиска в области легких масс [193–199]. Конечно, это также связано с отсутствием доказательств SUSY на Большом адронном коллайдере, и с новыми теоретическими моделями, отдающими предпочтения частицам массой меньше 10 ГэВ/с² (например модели асимметричной темной материи). Дополнительно, интерес связан с целым рядом противоречивых результатов других экспериментов, демонстрирующих отклонения от ожидаемого фона, которые можно интерпретировать как сигналы, вызванные частицами темной материи. В Стандартной модели нет частиц, подходящих на роль темной материи, поэтому поиск таких частиц в широком диапазоне масс, включая область от 1 ГэВ/с² и ниже, является одновременно важным тестом Новой физики. Кроме того, развитие болометрической техники измерений с целью достижения практически нуля энергетической шкалы открывает перспективу изучения с такими детекторами когерентного рассеяния солнечных нейтрино [108] (рисунок 7.1)

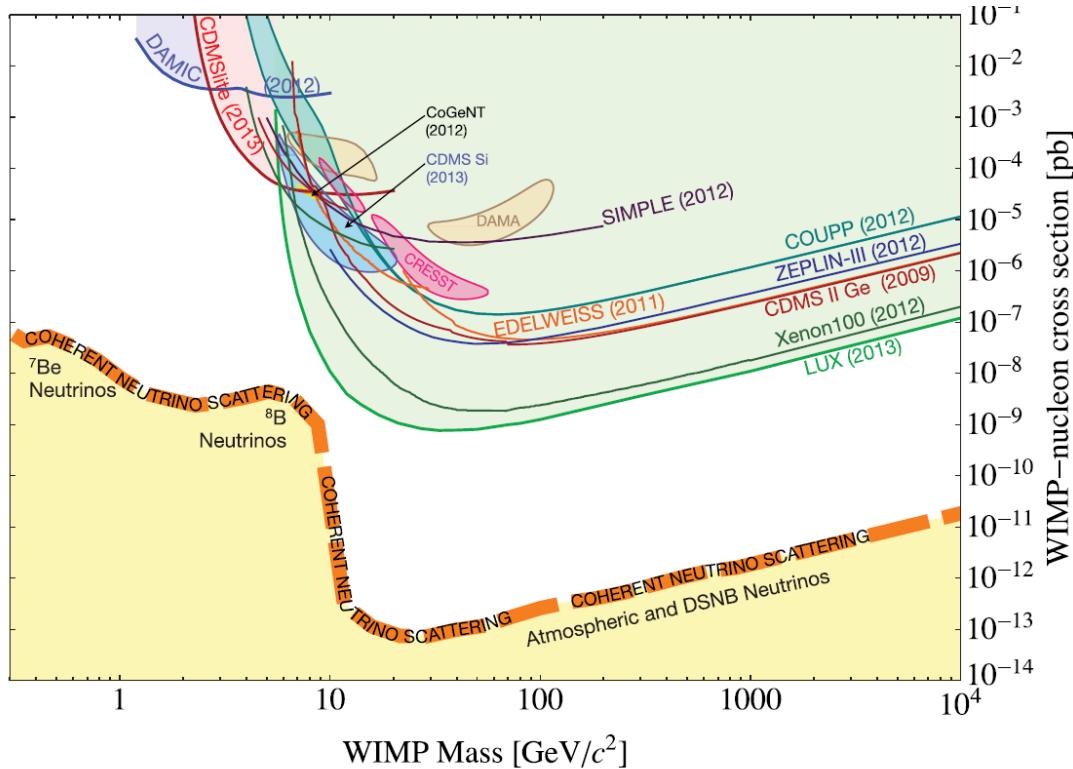


Рис. 7.1. Нейтринный порог определяемый когерентным рассеянием нейтрино. Рисунок взят из [108].

и антинейтрино от реакторов, как с целью лучшего изучения Солнца, так и поиска физики за пределами Стандартной модели. Именно по такому пути мы и начали развивать эксперимент по окончании его третьей фазы. Эта фаза эксперимента получила название EDELWEISS-LT, а дополнительное направление по исследованию когерентного рассеяния реакторных нейтрино получило название *Ricochet*.

Для исследования области легких WIMP в новой фазе эксперимента, в EDELWEISS было предложено использовать внутреннее усиление сигнала, благодаря эффекту Неганова-Трофимова-Люка (ЭНТЛ) [77, 78]. Фононный сигнал с детекторов является суммой собственно тепловыделения, соответствующего энергии отдачи ядра, и нагрева детекторов при сборе зарядов на электродах (фактор $1+V/3$). Таким образом, увеличивая потенциал на электродах, удается усилить суммарный фононный сигнал с детекторов, что и было экспериментально продемонстрировано в специальных тестовых изме-

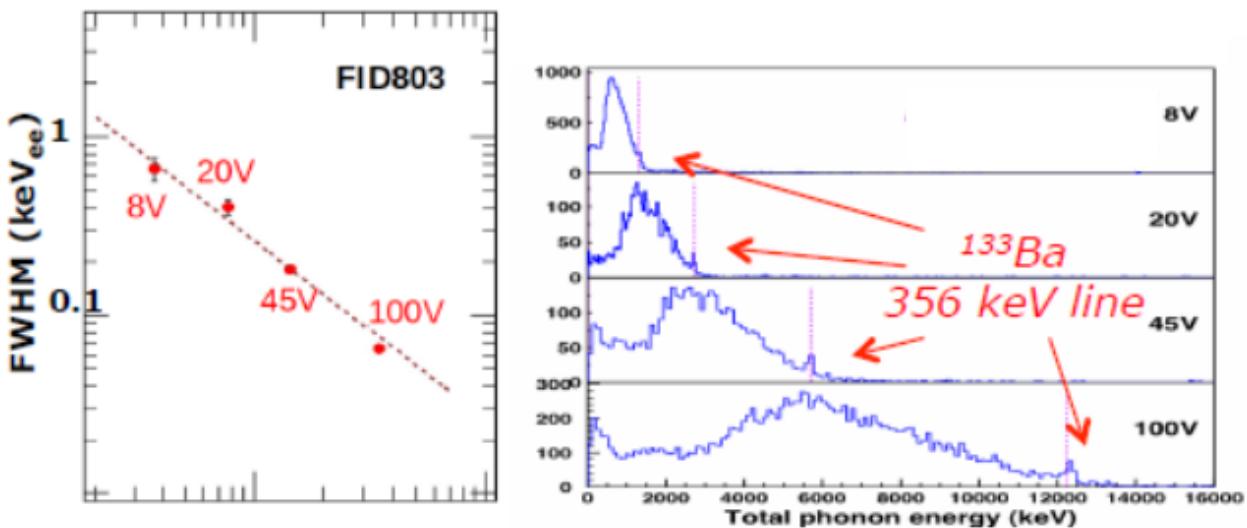


Рис. 7.2. Экспериментальная демонстрация внутреннего усиления фононного сигнала благодаря эффекту Неганова-Трофимова-Люка. Данные получены EDELWEISS в подземной лаборатории LSM. Слева: зависимость энергетического разрешения вблизи порога от напряжения на электроде. Справа: калибровочный спектр с радиоактивным источником ^{133}Ba , полученный при разных напряжениях: сверху вниз 8, 20, 45 и 100 Вольт. По положению γ -пика 356 кэВ в спектрах явно видно значительное усиление фононного сигнала.

рениях с детекторами EDELWEISS-III (рисунок 7.2). При этом, новые задачи, которые приходится решать в эксперименте: удержание температуры детекторов на уровне 20 мК; устранения кросс-токов между электродами (начиная от новой процедуры по подготовке поверхности кристаллов перед напылением электродов, до специальной процедуры подачи напряжения); еще более тщательный контроль фона, т.к. возможности дискриминации гамма/ ядра отдачи значительно ухудшаются.

Как будет показано в дальнейших разделах данной главы, в 2018-2020 годах EDELWEISS удалось создать детекторы-болометры, позволяющие детектировать ядра отдачи с энергиями от ~ 20 эВ (что является рекордным показателем). Таких параметров удалось достичь благодаря:

- Внутреннему усилинию сигнала, используя эффект Неганова-Трофимова-Люка [77, 78];
- Использованию транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) [200];

- Специальной системе подвеса детекторов в оправке, приводящей к уменьшению влияния вибраций криостата на детекторы при работающих криокулерах.

7.2. Новые детекторы и результаты поиска в наземной лаборатории

Для новых поисков в области ультра-низких энергий требуются новые детекторы, с порогом регистрации в несколько десятков эВ. Было известно, что такой порог можно достичь с маленькими криогенными детекторами. Стояла задача иметь большой (десятки грамм) детектор для решения новых задач поиска ТМ. В последнее время был достигнут прогресс в создании детекторов массой в граммы на основе кремния, использующих ПЗС (CONNIE), и криогенные кремниевые детекторы (CRESST), которые оказались чувствительны к одиночным электронно-дырочным парам. Продолжаются работы по снижению темновых токов и фона от радиоактивных примесей до уровней, необходимых для масштабирования до более массивных сборок. В этом контексте фононно-ионизационные германиевые детекторы предлагают привлекательную альтернативу. Меньшая энергия запрещенной зоны Ge по сравнению с Si ($E_g = 0,7$ эВ против 1,11 эВ), приводит к повышенной чувствительности к более легким частицам ТМ. В дополнение, разница в изотопном составе разных детекторов потенциально позволит изучить происхождения фонов, наблюдаемых в полупроводниковых детекторах на этом новом рубеже эВ-масштаба. Другое преимущество криогенных болометров, технику которых наряду с EDELWEISS развивают CRESST [201] и CDMS [202], состоит в том, что на тепловой сигнал не влияют сильные эффекты квичинга, которые имеют тенденцию сильно уменьшать амплитуду сигналов ионизации или сцинтилляции при низкой энергии.

В начале, развитие технологии EDELWEISS-LT проходило в наземной

лаборатории с относительно небольшими детекторами, массой в несколько десятков грамм (рисунок 7.3). Рабочий прототип детектора состоит из цилиндрического кристалла Ge высокой чистоты диаметром 20 мм и высотой 20 мм, что соответствует общей массе 33,4 г. Конструкция термодатчика была оптимизирована для повышения разрешающей способности по тепловой энергии. Он состоит из Ge-NTD размером $2 \times 2 \times 0,5$ мм³, наклеенного на верхнюю поверхность кристалла, слабо термически связанного с медным корпусом оправки детектора благодаря золотым проволочным контактам, соединяющим его электроды с двумя золотыми “подушечками” на ленте сделанной из каптона. При общей поверхности электрода Ge-NTD 2 мм² эта слабая тепловая связь составляет около 2,1 нВт/К, что является субдоминирующим по отношению к электрон-фононной связи 6,7 нВт/К, гарантируя, что детектор должным образом интегрирует весь тепловой сигнал. Кристалл удерживается шестью зажимами из Тефлона (по три с каждой стороны), чтобы обеспечить фиксацию по всем трем осям перемещения и свести к минимуму напряжения из-за изменения эластичности Тефлона при низких температурах. В отличие от “обычных” детекторов EDELWEISS, прототип имел только один тепловой канал. Следовательно, изучать различие между ядерными и электронными отдачами для этого детектора было невозможно. Однако, поскольку на кристалл не накладывается электрическое поле, детектор действует как настоящий калориметр, измеряющий напрямую энергию рассеяния частицы независимо от ее типа (ядерная или электронная отдача). Именно такой прототип было решено тестировать, так как дальнейшее применение внутреннего усиления ЭНТЛ только улучшит разрешение и энергетический порог.

Специальная система подвеса детектора состоит из эластичного маятника длиной 25 см, прикрепленного к основе экрана охлаждения 1 К с помощью кевларового шнура и пружины из нержавеющей стали с постоянной упругости 240 Н/м, удерживающей оправку детектора, расположенную под камерой растворения, при температуре 10 мК. Оправка детектора термически

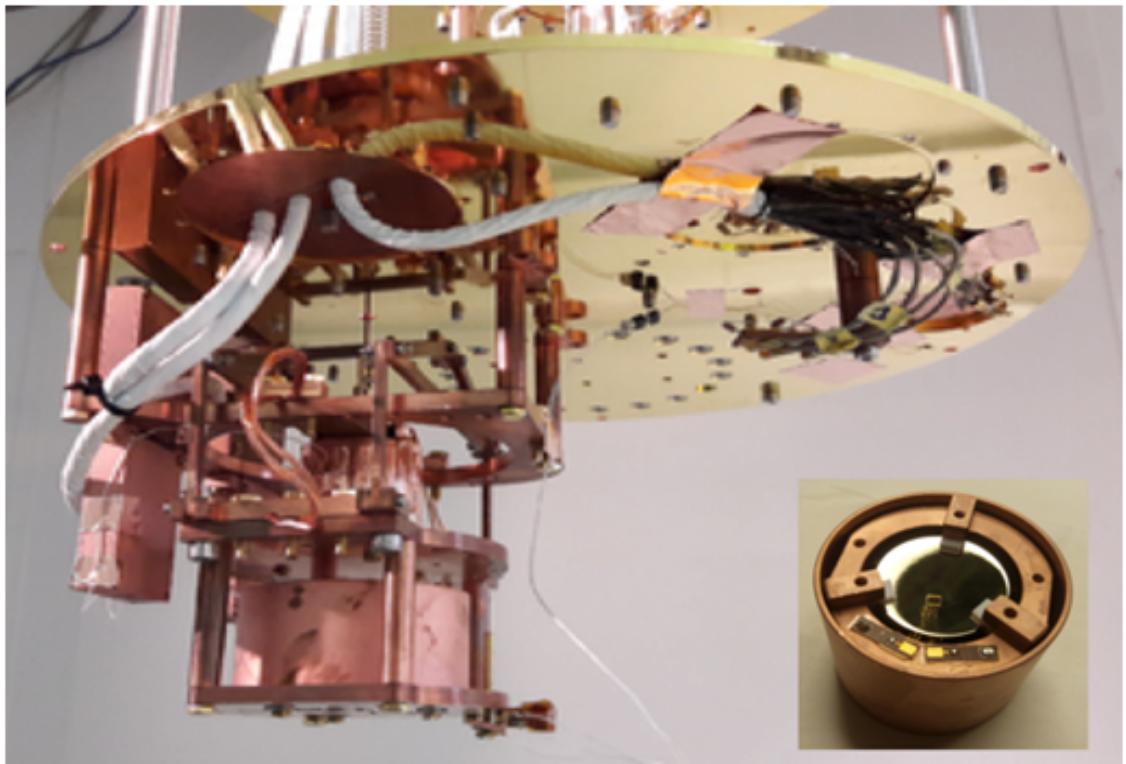


Рис. 7.3. Фотография тестового детектора EDELWEISS-LT/Ricochet.

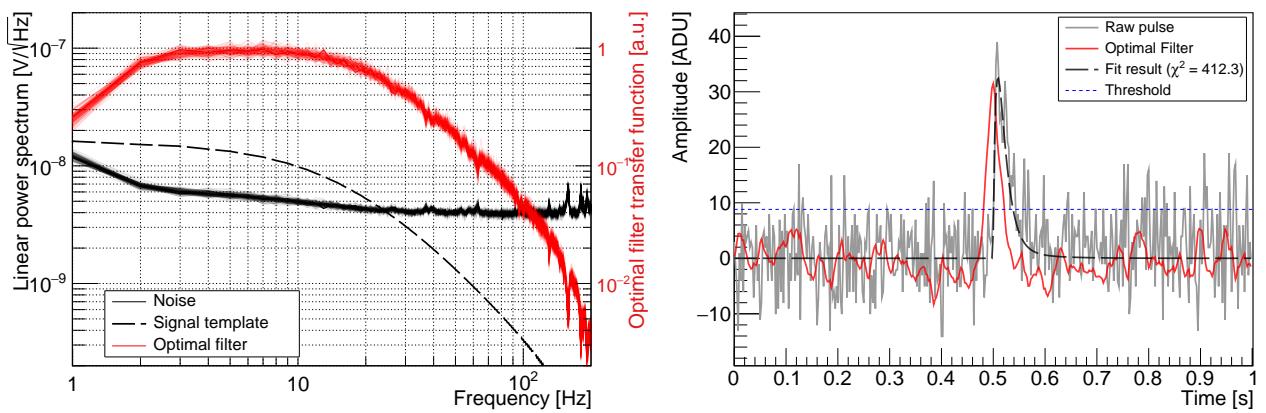


Рис. 7.4. Слева: Усредненные по часам спектральные плотности мощности шума (PSD) (черные кривые), полоса пропускания сигнала детектора (черная пунктирная линия) и результирующие оптимальные передаточные функции фильтра (красные кривые) в зависимости от частоты за шесть дней сбора данных. 137 отдельных PSD и передаточных функций накладываются друг на друга. Справа: Пример импульса 200 эВ: неотфильтрованный необработанный импульс (серая сплошная линия) и результат оптимального фильтра (красная сплошная линия). Уровень срабатывания в 3σ показан синей пунктирной линией. Результат процедуры фитирования импульса с $\chi^2/\text{ndf} = 1,03$ показан в виде черной пунктирной линии.

прикреплена к промежуточной удерживающей конструкции с помощью гибких медных оплеток, на которых также расположены электрические разъемы для считывания сигнала. Эта конструкция значительно снижает вибрации детектора со смещениями порядка нескольких нанометров (среднеквадратичное значение) по всем трем осям, что приводит к существенному улучшению разрешения по энергии.

Для проведения НИОКР, калибровочный источник ^{55}Fe был приклеен к внутренней части медной оправки детектора и обращен к поверхности кристалла с противоположной стороны, от той, на которую приклеен Ge-NTD.

Для полноценного тестирования детектора и демонстрации его параметров мы выполнили с ним поиск частиц темной материи в наземной лаборатории.

7.2.1. Поиск ТМ

Поиск темной материи начался через две недели после того, как камера растворения достигла своей базовой температуры 10 мК. В течение этих первых двух недель была изучена тепловая характеристика детектора и оптимизирована его рабочая точка. Наилучшее достигнутое разрешение базовой линии по тепловой энергии составило 17,7 эВ (среднеквадратичное значение), при этом температура регулировалась на уровне 17 мК. После периода оптимизации было решено записать шесть дней данных в этих условиях с 22 по 27 мая 2018 г. Для выполнения “слепого” анализа, заранее было решено закрыть 24-часовой период сбора данных, начавшийся в 5 часов вечера 26 мая. Оставшиеся 5-дневные данные были затем использованы как для настройки процедуры анализа, так и для построения фоновой модели, основанной на данных, чтобы вывести ограничения на параметры темной материи из слепого анализа полученных данных.

Спектральная плотность мощности шума (PSD) теплового канала для

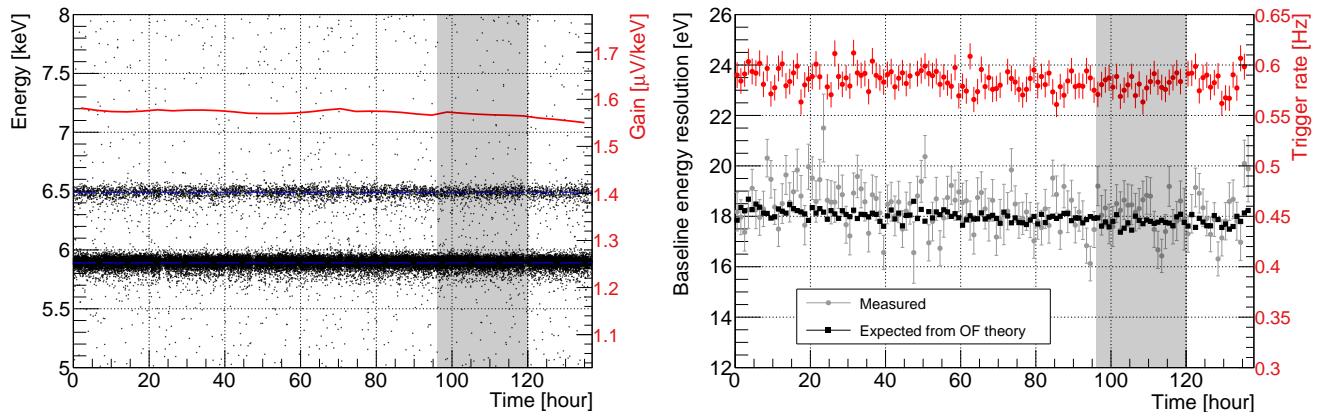


Рис. 7.5. Слева: Распределение энергии событий между 5 и 8 кэВ в зависимости от времени. 5,90 и 6,49 кэВ – линии рентгеновского излучения K_{α} и K_{β} , соответственно, Mn, из распада ^{55}Fe . Данные были скорректированы с учетом измеренной временной эволюции коэффициента усиления детектора, показанной красной линией и соответствующей правой у-оси графика. Справа: Базовое разрешение по тепловой энергии (среднеквадратичное значение) в эВ в зависимости от времени. Серые точки – это значения, полученные в результате подгонки к распределениям энергии при выборе шумового события, а черные квадраты – это значения, полученные из соотношения PSD сигнала и шума. Соответствующие частоты срабатывания в Гц показаны красными точками. Каждая точка данных соответствует одному часу. Серая заштрихованная область на обеих панелях соответствует интервалу слепого набора данных.

части записанных данных рекурсивно определяется из случайной выборки временных трассировок продолжительностью 1 сек, равномерно выбранных по всему потоку данных за этот час. После первоначального выбора, основанного на их среднеквадратичной дисперсии, удаление временных трасс, содержащих импульсы, выполняется рекурсивно путем вычисления их индивидуальной частоты на основе χ^2 относительно усредненного PSD. Как видно из рисунка 7.4, небольшая дисперсия показывает, что, несмотря на набор данных на поверхности, шум очень стабилен в течении всего 6-дневного периода.

Энергетическая калибровка амплитуд регистрируемых импульсов a была обеспечена использованием низкоэнергетического рентгеновского источника ^{55}Fe . Экспериментально измеренные линии K_{α} и K_{β} Mn с энергиями 5,90 кэВ и 6,49 кэВ, соответственно, показаны на рисунке 7.5. Энергетическое разрешение этих пиков составило 34 эВ. Имеется достаточная статистика для

калибровки каждого часа измерений отдельно и точного отслеживания любой временной эволюции коэффициента усиления детектора, определяемого как чувствительность к напряжению на энергию. Красная сплошная линия на том же рисунке показывает изменение коэффициента усиления теплового датчика (в мкВ/кэВ) с течением времени.

Энергетический спектр, записанный в течение “слепого” периода набора данных для поиска ТМ, показан на рисунке 7.6. В спектре при относительно высокой энергии доминируют линии калибровочного источника с энергией 5,90 кэВ и 6,49 кэВ. Непрерывный и относительно ровный фон в 8×10^3 событий/кг/кэВ/день наблюдается между 500 эВ и 8 кэВ. Данные ниже 200 эВ, показаны на вставке, и могут быть приблизительно описаны экспоненциально уменьшающимся спектром с характерным наклоном 25 эВ.

Первая цель поиска состояла в том, чтобы установить верхние пределы поперечного сечения ТМ-нуклон для каждой рассматриваемой массы частицы ТМ, используя статистику Пуассона и предполагая, что все события, наблюдаемые в заданном энергетическом интервале, являются кандидатами на сигнал. Перед открытием слепых данных поиска ТМ оптимальные энергетические интервалы для такой цели были определены путем максимизации для каждой массы частиц ТМ отношения сигнал/шум. Полученные спектры в сравнении с ожидаемыми сигналами представлены на рисунке 7.7. Ограничения на спин-независимое сечение WIMP-нуклон в зависимости от массы WIMP, показаны на рисунке 7.8 и сравниваются с другими экспериментальными результатами и так называемым нейтринным порогом [108]. Результат EDELWEISS на поверхности устанавливают самый строгий экспериментальный предел для спин-независимых взаимодействий WIMP-нуклон в области масс выше 600 МэВ/с^2 .

Измерения с детектором на поверхности позволили протестировать еще одну возможность для частиц ТМ, а именно так называемые SIMP (сильно взаимодействующие массивные частицы), поиск которых в экспериментах,

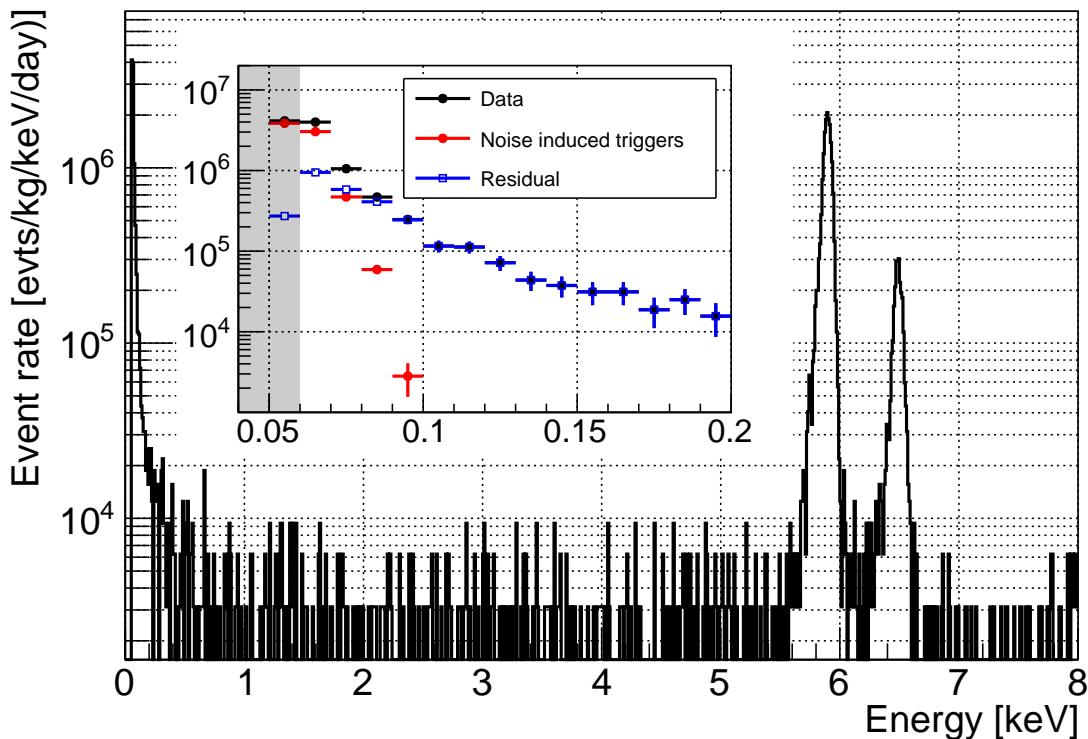


Рис. 7.6. Энергетический спектр, полученный с прототипом детектора EDELWEISS-LT в наземной лаборатории в ходе слепого набора данных. Узкие калибровочные линии от источника ^{55}Fe при 5,90 кэВ и 6,49 кэВ хорошо видны в спектре. Данные нормализованы в событиях на килограмм в день и на кэВ, шаг составляет 10 эВ. На вставке показан спектр от 40 эВ до 200 эВ (черные точки), а также энергетический спектр, наблюдаемый в смоделированных шумовых потоках после всех выборок (красные точки). Синие квадраты - это разница между двумя спектрами.

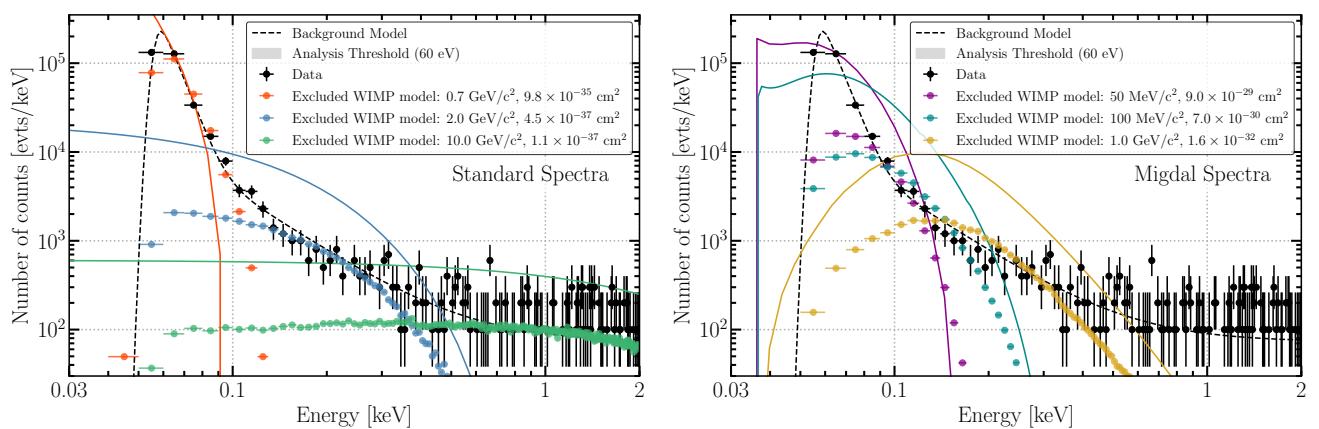


Рис. 7.7. Сравнение энергетического спектра (слепые данные) с фоновой моделью (получена на открытых данных). Также показаны спектры для трех исключенных сигналов WIMP. Слева: Стандартные спектры для упругого рассеяния для WIMP с массами 0.7 ГэВ/с^2 (красный), 2 ГэВ/с^2 (синий) и 10 ГэВ/с^2 (зеленый). Справа: Спектры с учетом эффекта Мигдала, которые исключены для WIMP с массами 0.05 ГэВ/с^2 (пурпурный), 0.1 ГэВ/с^2 (голубой) и 1.0 ГэВ/с^2 (желтый).

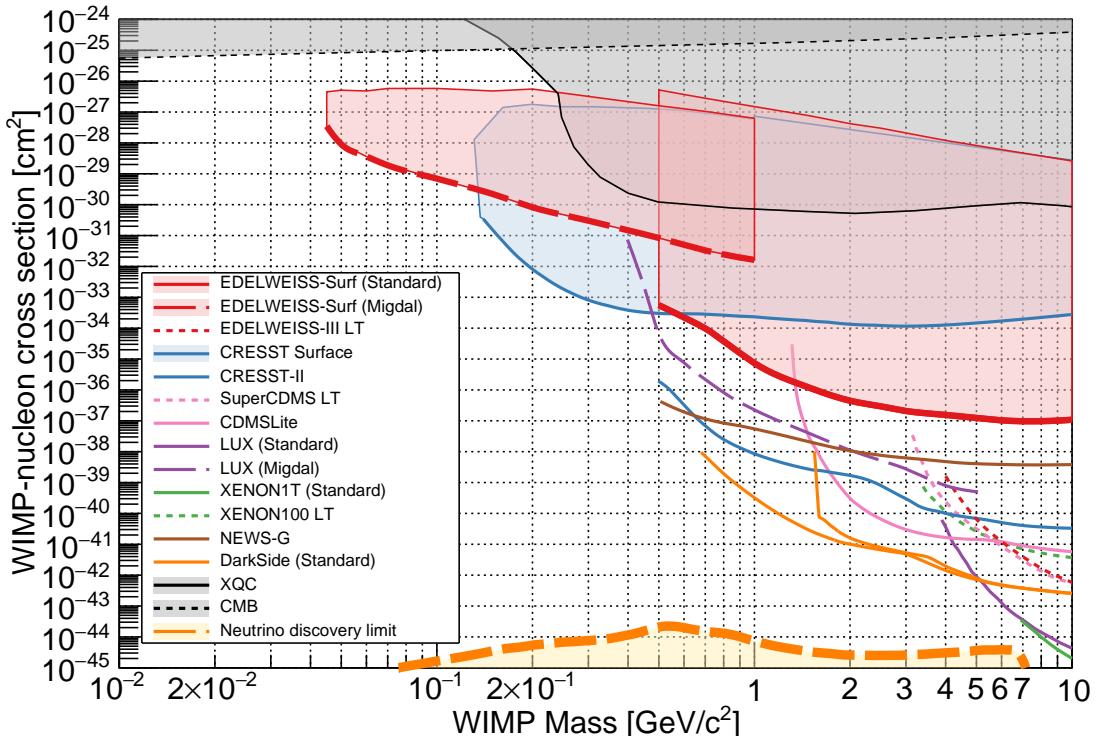


Рис. 7.8. Ограничение для спин-независимого взаимодействия между частицей ТМ и нуклоном в зависимости от массы частицы, полученной с прототипом детектора EDELWEISS-LT в лаборатории на поверхности. Толстая красная линия соответствует результату стандартного анализа WIMP. Соответствующий красный контур получен из анализа SIMP с учетом прохождения потока частиц ТМ через материалы над детектором. Толстая пунктирная линия и соответствующий красный контур получены в результате анализа с учетом эффекта Мигдала. Эти результаты сравниваются с результатами других экспериментов (показаны пунктирными линиями). Заштрихованные контуры соответствуют SIMP-анализам CRESST2017 [201, 203, 204] (синий контур), XQC [205, 206] (серый контур с непрерывными линиями) и CMB [207] (серый контур с пунктирной линией).

ведущихся в подземных лабораториях, не является возможным, так как такие частицы туда не доходят, поглощаясь в горной породе.

Наиболее консервативные пределы SIMP могут быть получены путем включения в анализ только тех SIMP, которые достигают детектора без рассеяния[208]. Более строгие ограничения достигаются за счет полного учета влияния рассеяния на распределение скорости потока SIMP, достигающих детектора. Это распределение скоростей вычисляется с использованием [204]. Предполагаются непрерывные потери энергии и прямолинейные траектории для SIMP, проходящих через атмосферу, здание, защиту детектора[209]. Расчет потока SIMP учитывает изменение направления среднего потока ТМ[210] в течение набора данных. Основным фактором влияющим на поток являются 20 см (40 см) бетона потолка (стен) и 10 см свинцовой защиты, которая окружает детектор со всех сторон.

Используя модель ожидаемого сигнала SIMP и накопленные экспериментальные данные, мы получили ограничения, показанные на рисунке 7.8. Полученный верхний предел, улучшает результат полученный CRESST в 2017 году [201].

7.2.2. Учет эффекта Мигдала

Наши детекторы действует как настоящий калориметр с одинаковой чувствительностью к энергии, выделяемой ядерными и электронными отдачами. В этом разделе мы рассмотрим случай, когда частицы ТМ взаимодействуя с атомами-мишениями вызывают одновременно ядерную отдачу и ионизацию электрона. Это возможно в случае эффекта Мигдала, вероятность которого была рассчитана численно в [214]. В этой работе расчеты были выполнены для случая отдельных (изолированных) атомов и не полностью учитывают зонную структуру германия, что особенно важно для валентных электронов ($n = 4$). Из-за отсутствия подробных расчетов мы решили прене-

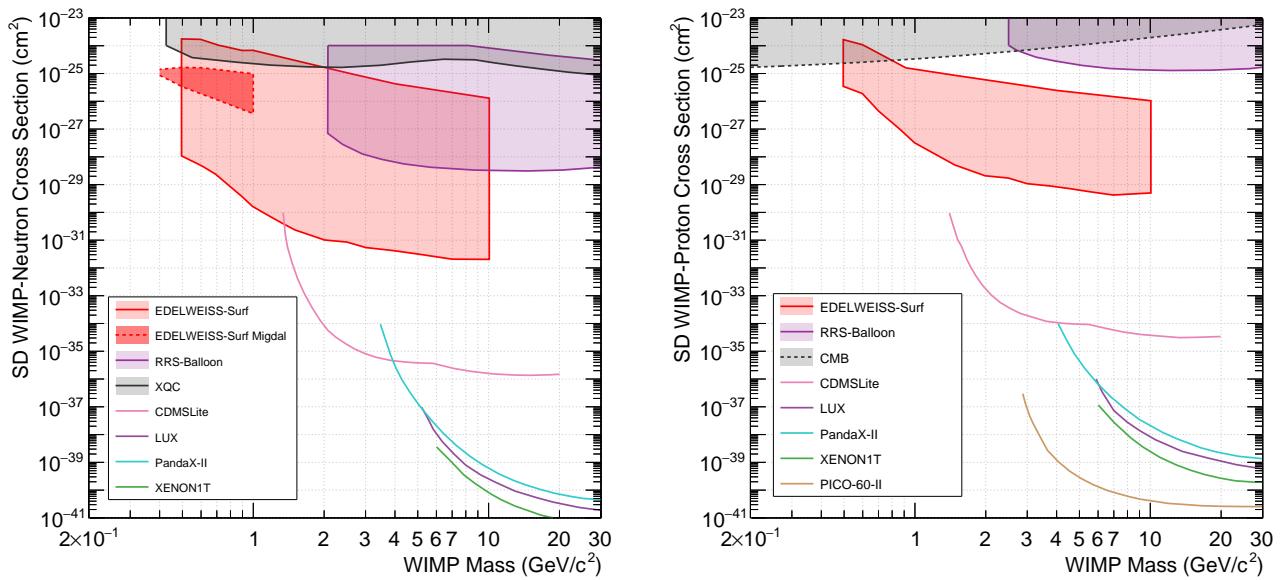


Рис. 7.9. Ограничения (90% C.L.) на сечения спин-зависимых взаимодействий, предполагая, что темная материя взаимодействует только с нейтронами (левая панель) и протонами (правая панель). Толстые красные линии и контуры соответствуют нашим данным с учетом эффектов экранирования Земли и эффекта Мигдала (пунктирная линия), который имеет отношение только к нейтронной связи. Эти результаты сравниваются с результатами других экспериментов, показанные сплошными линиями: LUX [211] (фиолетовый), XENON1T [212] (зеленый), PICO-60-II [58] (коричневый), CDMSLite [202] (розовый), и PANDAX-II [213] (голубой). Заштрихованные контуры соответствуют SIMP из XQC [205, 206, 208] (черная линия), RRS [208], CMB [207] (серый контур со штриховкой).

бречь вкладом от ионизации электронов в валентной оболочке $n = 4$, а также гораздо меньшим вкладом от возбуждения электронов в валентную оболочку. Энергия связи внутренних электронов $n \leq 2$ слишком велики, чтобы давать заметный сигнал. Поэтому, единственный вклад, рассматриваемый нами, - это вклад ионизации электронов М-оболочки ($n = 3$).

Правая часть рисунка 7.7 показывает ожидаемые спектры с учетом эффекта Мигдала для WIMP с массами 0,05, 0,1 и 1,0 ГэВ/с². Сравнение со стандартным сигналом WIMP ясно показывает, что эффект Мигдала значительно повышает чувствительность к очень легким WIMP. Полученные соответствующие ограничения на сечения показаны на рисунке 7.8.

7.2.3. Спин-зависимое взаимодействие

Данные также были проанализированы в контексте спин-зависимой связи между частицей темной материи и ядром. Изотоп ⁷³Ge (с естественным содержанием 7,73%) является единственным стабильным изотопом германия с ненулевым ядерным спином ($J = 9/2$), что обеспечивает чувствительность к спин- зависимым взаимодействиям WIMP-ядро. Результаты, полученные на основе экспериментальных данных, показаны на рисунке 7.9. Наши результаты, показанные в виде красных линий и контуров, сравниваются с результатами других экспериментов, показанных сплошными линиями: LUX [211] (фиолетовый), XENON1T [212] (зеленый), PICO-60-II [58] (коричневый), CDMSLite [202] (розовый) и PANDAX-II [213] (синий).

7.3. К нулю энергии

С детекторами, протестированными, как описано в предыдущем разделе данной главы диссертации, были проведены измерения в подземной лаборатории LSM. При поиске в подземной лаборатории стояла задача исследования самого низкого диапазона масс в интервале от эВ/с² до МэВ/с². В

случае таких масс частиц ТМ, ожидаемый искомый сигнал будет рассеяние на электронах, возникающий либо как поглощение темного фотона (dark photon) [215, 216], либо рассеяние темного фермиона (dark fermion) [217]. Для полной экспериментальной проверки пространства параметров новых моделей необходимо проводить измерения с детекторами массой в килограммы с энергетическим порогом ~ 1 эВ [218]. Для решения данной задачи полупроводниковые детекторы имеют значительное преимущество, так как их энергия запрещенной зоны на порядок ниже, чем ионизационный потенциал ксенона [219].

Чтобы достичь около-нулевой области энергий, детектор, аналогичный протестированному на поверхности, был оснащен электродами, чтобы использовать преимущества усиления ЭНТЛ. Для исследований использовался криостат EDELWEISS-III. Перед установкой в криостат детектор был равномерно активирован с помощью источника нейтронного излучения. Полученный короткоживущий изотоп ^{71}Ge распадается путем захвата электронов в K, L и M оболочках. Наблюдаемые линии снятия возбуждения при 10,37, 1,30 и 0,16 кэВ, соответственно, показаны на левой панели рисунка 7.10. Внутреннее усиление ЭНТЛ, обеспечиваемое применением напряжения выше 66 В, оказалось достаточным для четкого разрешения линии 160 эВ с шириной всего ($\sigma = 8$ эВ), что означает, что мы достигли ограничения, связанного с фактором Фано. Правая панель на рисунке 7.10 показывает спектр энергий теплового канала для событий, соответствующих от 1 до 10 электронно-дырочных пар, т.е. от 3 до 30 эВ_{ee}, при энергии создания пары 3 эВ в Ge. Разрешение базовой линии составляет 1,58 эВ_{ee}, что соответствует 0,53 электронно-дырочной паре.

Результирующий экспериментальный спектр показан на левой панели рисунка 7.11. Пределы скорости взаимодействия частиц ТМ с электронами были получены из сравнения с предсказаниями различных моделей, описанных ниже. Рассматриваемые модели представляют собой рассеяние частиц

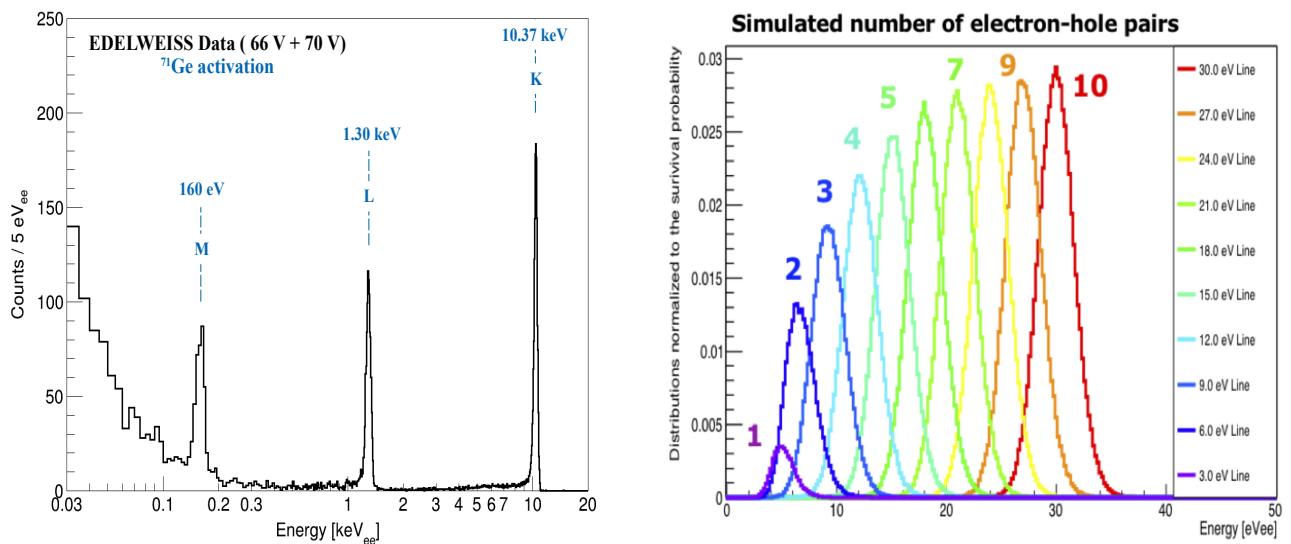


Рис. 7.10. Левая панель: Энергетический спектр, записанный в фононном канале с внутренним усилением ЭНТЛ при напряжениях 66 и 70 В после ^{71}Ge -активации детектора. Правая панель: Отклик детектора на N_{pair} = от 1 до 10 электронно-дырочных пар, полученный путем вставки в потоки данных соответствующим образом уменьшенных событий, записанных из К-линий ^{71}Ge . Эти смоделированные события проходят ту же процедуру триггера, восстановления и селекции, что и для реальных данных.

ТМ на электронах через тяжелый или легкий медиатор, соответствующий форм-фактору $F_{DM} = 1$ или $1/q^2$, соответственно [220], и поглощение темного фотона через кинематическое перемешивание κ [221]. Полученные ограничения показаны на рисунке 7.12.

Полученные ограничения на частицы ТМ распространяются на гораздо меньшие массы, чем результаты детекторов на сжиженных благородных газах [222, 223].

Дальнейший прогресс может быть достигнут в результате текущей работы по улучшению энергетического разрешения, но не менее важным вопросом является лучшее понимание происхождения наблюдаемых событий. Изучение фоновых событий около нуля энергий представляет несомненный интерес как для будущих исследований ТМ, так и для исследований, связанных с когерентным рассеянием нейтрино. В тестовых измерениях EDELWEISS с детекторами массой 200 и 400 г было получено разрешение 5 эВ_{ee}.

Дальнейшей целью EDELWEISS является разработка массива германи-

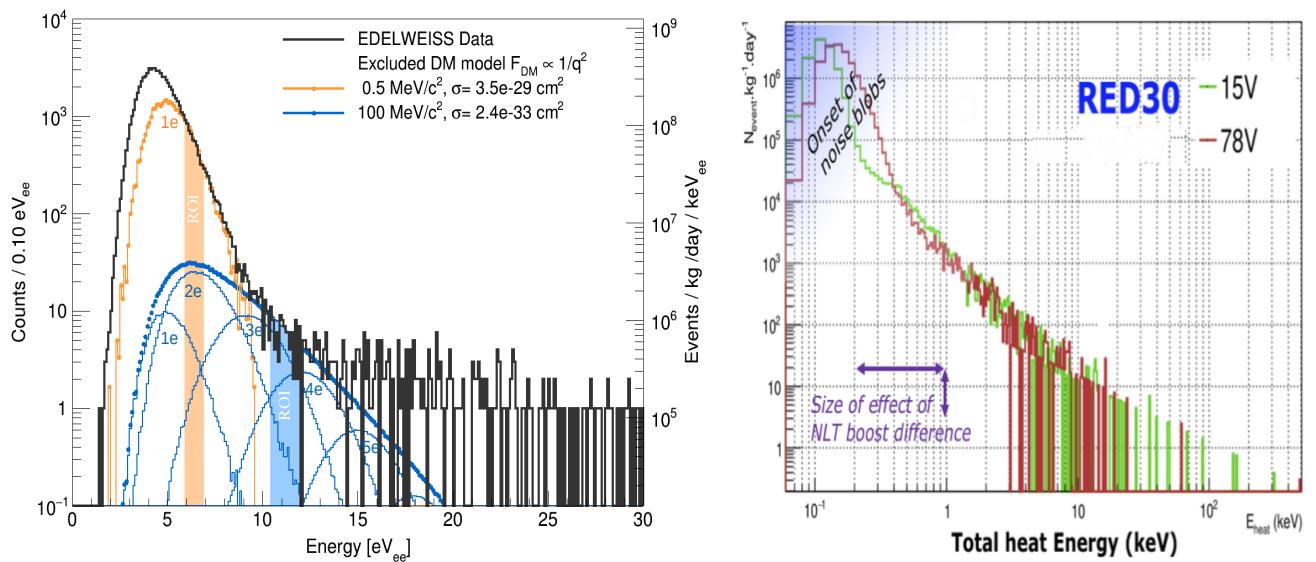


Рис. 7.11. Слева: Энергетический спектр событий, выбранных для поиска ТМ (черный). Толстая синяя (оранжевая) гистограмма представляет собой сигналы для частицы ТМ с массой 10 (0,5) МэВ/с² и $F_{DM} \propto 1/q^2$, исключенные с 90% C.L. Соответствующие регионы интересов, используемые для установки верхних пределов, показаны в виде заштрихованных интервалов с использованием того же цветового кода. Гистограммы с тонкими линиями того же цвета представляют индивидуальные вклады от 1 до 5 электронно-дырочных пар. Справа: Спектры суммарной энергии фононов (соответствующие энергии в кэВ_{ee} с поправкой на коэффициент усиления ЭНТЛ 1+V/3), записанные в том же детекторе при 15 и 78 В.

евых криогенных детекторов с суммарной массой 1 кг для изучения взаимодействия ТМ на ядрах с массами ниже 1 ГэВ/с² для сечений лучше 10^{-43} см², и сохраняя при этом возможность использовать усиление ЭНТЛ для изучения взаимодействий МэВ-ной ТМ с электронами (до 10^{-40} см²) и поглощения темного фотона в масштабе эВ (до $\kappa=10^{-15}$). В дальнейшем задачей EDELWEISS будет являться достижение чувствительности на уровне нейтринного сигнала (когерентное рассеяние 8 В солнечных нейтрино). Рисунок 7.13 показывает ожидаемую чувствительность для статистики в 50000 кг×дней и энергетическому разрешению не хуже 100 эВ в ионизационном канале. Сплошные линии на рисунке соответствуют имеющемуся уровню фона. Тонкие прерывистые линии соответствуют чувствительности при значительном улучшении всех фоновых условий, что потребует значительной модификаций экспериментальной установки.

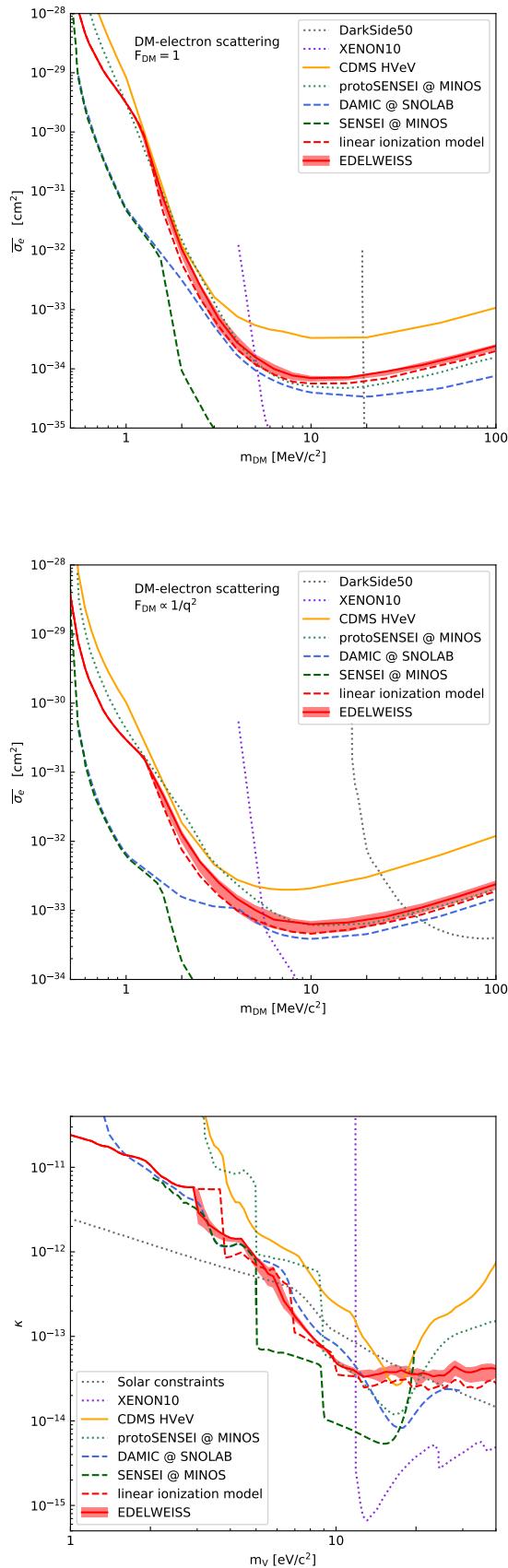


Рис. 7.12. Верхний предел на сечения для рассеяния частиц ТМ на электронах (90% C.L.), предполагающий наличие тяжелого (вверху) или легкого (средняя панель) медиатора. Внизу: верхний предел кинетического смешивания κ темного фотона. Результаты наших исследований показаны в виде красной линии. Также показаны ограничения из других экспериментов [56, 57, 221–225].

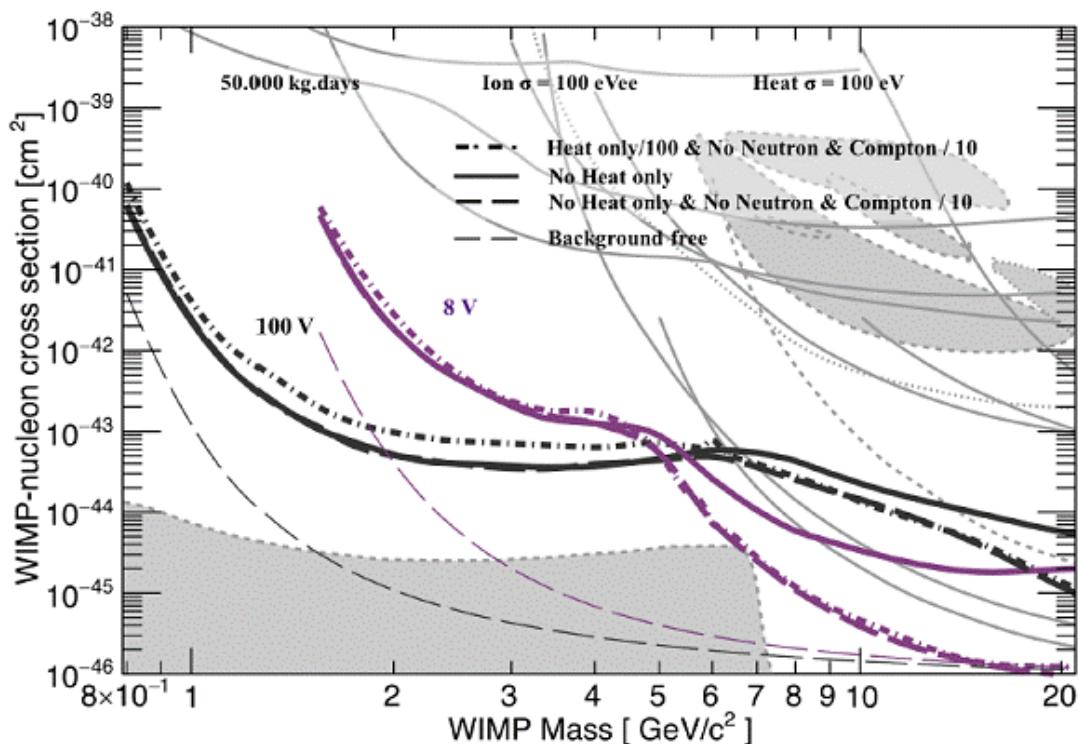


Рис. 7.13. Ожидаемая чувствительность EDELWEISS-LT после набора 50000 кг×дней данных в значительно улучшенных фоновых условиях. Достигнение уровня чувствительности, необходимого для регистрации когерентного рассеяния солнечных нейтрино, невозможно без значительного понижения имеющегося уровня фона и выяснения природы heat-only событий.

7.4. От исследования темной материи к прецизионному исследованию когерентного рассеяния нейтрино на ядрах.

Последняя генерация детекторов-болометров EDELWEISS обладает уникальными свойствами по регистрации низкоэнергетических событий. Ожидается, что влияние Новой физики будет приводить к спектральным искажениям в области энергий ядер отдачи, индуцированных когерентным рассеянием нейтрино¹, ниже 100 эВ. В настоящее время только детекторы-болометры имеют возможность исследовать данную область энергий. Применение детекторов EDELWEISS для такого поиска получило название Ricochet [226]. Из-за относительно большой длительности фононного сигнала в болометрах

¹ на английском языке данный процесс называется Coherent Elastic Neutrino – Nucleus Scattering, что привело к общепринятым сокращениям: CEνNS

(дели секунды) использование активного мюонного вето не является высоко-эффективным (хотя оно и необходимо), поэтому для проведения успешного эксперимента необходимо сочетание двух факторов: поток нейтрино выше $10^{12}/\text{см}^2/\text{сек}$ и защита от космического излучения и особенно от быстрых нейтронов эквивалентная более 10 метрам водного эквивалента. Для проведения передовых исследований необходимы мощные источники нейтрино, которыми являются ядерные реакторы. На первой стадии *Ricochet* отработка технологии будет вестись на исследовательском реакторе ILL (Гренобль, Франция). Центральной частью установки будет являться массив массой в 1 кг, называемый крио-куб, из новых типов криогенных детекторов. Данная установка направлена на исследования фундаментальных свойств нейтрино, имеющих большое значение для современной физики частиц, ядерной физики и астрофизики. Также подобные исследования в будущем могут иметь прикладное значение, как новый инструмент мониторинга реакторов. Планируется иметь рабочую версию установки к 2024 году.

$\text{CE}\nu\text{NS}$ является разрешенным процессом в Стандартной модели электрослабых взаимодействий. Процесс идет с малой передачей импульса и поэтому нейтрино взаимодействует в фазе со всеми нуклонами ядра. Рассеяние происходит когерентно посредством обмена Z^0 – бозоном со всеми нуклонами ядра одновременно и не зависит от аромата нейтрино. Что особенно важно: вследствие когерентности сечение рассеяния пропорционально квадрату числа нейтронов в ядре. В действительности, сечение рассеяния в стандартной модели, в первом приближении, определяется формулой [227]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 M}{4\pi} \left(1 - \frac{MT}{2E_\nu^2}\right) Q_w^2 [F_w(q^2)]^2, \quad (7.1)$$

где G_F – константа Ферми, $T = E_R = q^2/(2M) = E_\nu - E'_\nu$ – энергия отдачи ядра, диапазон возможных значений которой $[0, 2E_\nu^2/(M + 2E_\nu)]$, $F_w(q^2)$ –

слабый формфактор, M – масса ядра мишени, и E_ν и E'_ν – энергии нейтрино до и после рассеяния. Слабый заряд определен как:

$$Q_w = Z(1 - 4 \sin^2 \theta_W) - N, \quad (7.2)$$

с числом протонов Z , и нейтронов N , и квадратом синуса угла Вайнберга $\sin^2 \theta_W$. В случае отклонения этого последнего от 0,25, возникает сильная зависимость сечения от числа протонов. Таким образом, самое первое и вероятно наиболее значимое (в отсутствии Новой физики), что может быть получено из прецизионного изучения CE ν NS – это установление угла Вайнберга, являющегося одним из основных параметров Стандартной модели. Отклонение от Стандартной модели будет оказывать влияние как на интенсивность, так и на форму наблюдаемого спектра ядер отдачи, особенно в области энергий, близкой к нулю. Когерентное усиление сигнала означает, что при наличии детекторов, регистрирующих сигнал в нужном диапазоне энергий (ниже 100 эВ), даже детекторов массой в 1 кг будет достаточно, чтобы наблюдать значительный нейтринный сигнал от таких источников, как энергетические ядерные реакторы. Это открывает совершенно новую возможность исследовать нейтринный сектор с помощью экспериментов, которые на порядки меньше существующих. Из-за отсутствия неопределенностей в квичинге в области низких энергий для криогенных болометров, Ricochet предполагает обеспечить $\sim 1\%$ прецизионность измерения CE ν NS вплоть до $O(10)$ эВ. Такая точность позволит проверить различные расширения Стандартной модели и значительно повлияет на наше понимание электрослабого сектора.

7.5. Выводы к седьмой главе

Благодаря хорошему энергетическому разрешению и низкому порогу регистрации, детекторы-болометры позволяют проводить поиск частиц ТМ в

областях масс недоступных для Ar/Xe детекторов (легких WIMP и аксионо-подобных частиц в области низких энергий). При этом, как не удивительно, отрицательные результаты “больших” экспериментов, мотивируют развивать технологии болометрических измерений и увеличивают актуальность поиска в области легких масс. С новыми детекторами EDELWEISS удалось провести поиск различных частиц кандидатов ТМ в лаборатории на поверхности и в подземной лаборатории. Благодаря уникальным свойствам новых детекторов результат EDELWEISS на поверхности устанавливают самый строгий экспериментальный предел для спин-независимых взаимодействий WIMP-нуклон в области масс выше $600 \text{ МэВ}/c^2$. В измерениях в LSM удалось достичь разрешения в $0,53$ электрон-дырочных пар с использованием усиления ЭНТЛ. Из анализа накопленных данных были получены ограничения на взаимодействия сверхлегких частиц ТМ на электронах и на поглощение бозонной ТМ. Новые ограничения существенно улучшают предыдущие результаты.

Результаты представленные в этой главе были опубликованы в [7, 12, 31].

Заключение

В результате проведенных исследований была получена совокупность результатов существенно ограничивших параметры гипотетических частиц темной материи, составляющих невидимое гало нашей Галактики Млечный путь. Результаты спектрометрических исследований, выполняемых с уникальными инновационными детекторами EDELWEISS в течении последних десятилетий, являлись важными для развития техники прямого поиска частиц темной материи и были значимыми для мировой науки. Они позволили решить важную научную задачу, связанную с прямым обнаружением частиц ТМ и получением ограничений на их параметры. Были получены следующие основные результаты:

- Из анализа экспериментальных данных EDELWEISS-I и построения модели фона была выяснена природа событий в области экспериментального поиска WIMP с криогенными детекторами-болометрами: события с неполным сбором заряда на поверхности от следовых загрязнений дочерними продуктами распада радона и органическими соединениями, содержащими ^{14}C .
- В EDELWEISS-II были использованы новые детекторы, применение которых позволило эффективно подавлять фоновые события на их поверхности, в результате чего при длительном наборе данных было получено лучшее минимальное сечение на спин-независимое сечение упругого рассеяния WIMP-нуклон, которое составило $4,4 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ (90% CL) для WIMP с массой 85 ГэВ/с 2 .
- Результаты EDELWEISS-II закрыли результаты DAMA, интерпретируемые как неупругое рассеяния WIMP, для масс $> 90 \text{ ГэВ/с}^2$.
- В EDELWEISS-III были поставлены ограничения (90% CL) на сечение

рассеяния WIMP-нуклон на уровне: $\sigma = 1,6 \times 10^{-39} \text{ см}^2$ и $6,9 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для WIMP с массой $m_\chi = 4 \text{ ГэВ/с}^2$ и $m_\chi = 30 \text{ ГэВ/с}^2$, соответственно. Результаты, полученные EDELWEISS-III, полностью закрыли область предположительной регистрации частиц темной материи в ряде других экспериментов. Что особенно важно, наше ограничение на сечение взаимодействия WIMP-нуклон позволило проверить положительные результаты, полученные с тем же ядром (Ge), в эксперименте CoGeNT.

- Получены ограничения на солнечные аксионы: из данных EDELWEISS-II $g_{A\gamma} < 2,13 \text{ ГэВ}^{-1}$, получена из солнечного канала Примакова, что ограничивает модели аксионов в диапазоне масс $\sim 1 - 100 \text{ эВ}$ для адронных аксионов. Наша независимая от модели оценка g_{Ae} , полученная в результате поиска аксионов комптоновского-тормозного излучения на Солнце, достигает лучшей чувствительности, чем косвенная оценка, полученная из измерений потока солнечных нейтрино. Объединение результатов всех солнечных аксионных каналов обеспечивает широкий диапазон исключения массы, зависящий от модели, $0,91 \text{ эВ} < m_A < 80 \text{ кэВ}$ в рамках DFSZ и $5,73 \text{ эВ} < m_A < 40 \text{ кэВ}$ для аксионов KSVZ.
- Из данных EDELWEISS-III из поиска аксионов от Солнца получены следующие ограничения на параметры связи $g_{Ae} < 1,1 \times 10^{-11}$ и $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}} < 3,5 \times 10^{-17}$ (90% CL). Также получены ограничения на поглощение бозонных частиц темной материи, которые могли бы составлять галактическое гало темной материи. Получены ограничения мирового уровня на ALP и скрытой фотонной темной материи в диапазоне масс $0,8 - 500 \text{ кэВ/с}^2$.
- С новейшими детекторами EDELWEISS-LT удалось провести поиск различных частиц кандидатов темной материи в лаборатории на поверх-

ности и в подземной лаборатории. Благодаря уникальным свойствам новых детекторов, в измерениях EDELWEISS-LT, выполненных на поверхности, был получен самый строгий экспериментальный предел для спин-независимых взаимодействий WIMP-нуклон в области масс выше 600 МэВ/с^2 . В измерениях в LSM удалось достичь разрешения в 0,53 электрон-дырочных пар с использованием внутреннего усиления ЭНТЛ. Из анализа накопленных данных были получены ограничения на взаимодействия сверхлегких частиц темной материи на электронах и на поглощение бозонной темной материи. Эти ограничения существенно улучшают предыдущие результаты.

- Ряд новых результатов получен при тщательном изучении фонов, так впервые экспериментально получена скорость наработки космическим излучением трития в германии, равная 82 ± 21 ядер трития/кг/день.
- При проведении EDELWEISS удалось создать и ввести в эксплуатацию новейшие детекторы, которые стали основой для эксперимента Ricochet, направленного на прецизионное исследование когерентного рассеяния нейтрино с целью поиска Новой физики.

Кроме вышеуказанных результатов, в последние несколько лет измерения с болометрами, с использованием инфраструктуры EDELWEISS (криостат, электроника, низкофоновые материалы), были расширены на эксперимент CUPID-Mo. Этот эксперимент осуществляет поиск безнейтринного двойного бета распада изотопа ^{100}Mo , для чего используются 20 Li_2MoO_4 сцинтилляционных кристаллов при одновременном измерении фононного сигнала. Благодаря эффективному разделению событий от альфа частиц от бета и гамма эксперимент достиг нулевого уровня фона для области поиска $0\nu2\beta$. Используя данные, накопленные в криостате EDELWEISS в 2019-2020 гг, CUPID-Mo выполнил прецизионные измерения двойного бета

распада ^{100}Mo [228, 229] и установил новый лучший предел на $0\nu2\beta$ распад ^{100}Mo в $1,5 \times 10^{24}$ лет [230]. Эти результаты не выносятся на защиту в данной диссертации, так как описание физики безнейтринного двойного бета распада и соответствующих экспериментальных методов находится далеко за пределами целей диссертации, касающихся прямого поиска частиц ТМ.

В заключение считаю своим долгом выразить глубокую благодарность всем членам научного коллектива EDELWEISS. Исследования на передовом уровне в современной физике невозможны без значительных усилий со стороны всех участников эксперимента.

Я выражаю признательность моим научным наставникам и учителям, без которых данные исследования не могли быть выполнены: В.Б. Бруданину, В.М. Горожанкину и А. Ковалику.

Я благодарен руководству ЛЯП ОИЯИ и Дирекции ОИЯИ за многолетнюю поддержку проекта EDELWEISS. Выражаю признательность руководству ЛЯП за обеспечение членам коллектива EDELWEISS достойных условий работы и возможности реализовывать самостоятельные исследовательские проекты.

Я также выражаю благодарность остальным членам нашей экспериментальной группы, и сотрудникам НЭОЯСиРХ ЛЯП ОИЯИ, помогавшим в исследованиях.

Я благодарен моим коллегам Ю.Б. Гурову, С.В. Розову и Д.В. Философову за прочтение черновиков этой диссертации и внесение многочисленных правок и комментариев.

Я также безмерно признателен родителям и друзьям.

Словарь терминов

АЦП — аналого-цифровой преобразователь.

ББ — болометрический блок, модуль в котором интегрирована электроника питания JFET, ЦАП для питания детекторов, предусилители, модуль фильтрации сигналов с сглаживанием и оцифровкой.

КХД — квантовая хромодинамика.

ЛЯП — Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова (ОИЯИ, Дубна).

МК — метод моделирования Монте-Карло.

НИОКР — научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы.

НЭОЯСиРХ — Научно-экспериментальный отдел ядерной спектроскопии и радиохимии (ЛЯП, ОИЯИ, Дубна).

ОИЯИ — Объединенный Институт Ядерных Исследований (г. Дубна).

ПК — персональный компьютер.

ПЛИС — программируемая логическая интегральная схема

ПЗС — фоточувствительный детектор с зарядовой связью, более известный как CCD (Charge-Coupled Device).

ТМ — темная материя.

ФЭУ — фото-электронный умножитель.

ЦАП — цифро-аналоговый преобразователь.

ЭНТЛ — эффект Неганова-Трофимова-Люка.

ALP — аксионоподобные частицы, от английского Axion-Like Particles.

AMS-02 — магнитный альфа-спектрометр, предназначенный для изучения состава космических лучей, поиска antimатерии и темной материи. От английского The Alpha Magnetic Spectrometer Experiment.

БАИКАЛ-ГВД — детектор нейтрино кубо-километрового масштаба на оз. Байкал.

Belle-II — название эксперимента на В-фабрике электрон-позитронного коллайдера KEKB в Японии.

CASINO — пакет MK моделирования прохождения электронов через вещество, от английского monte Carlo SImulation of electroN.

CDMS — название эксперимента, от английского The Cryogenic Dark Matter Search.

CE ν NS — когерентное упругое рассеяние нейтрино на ядрах, от английского Coherent Elastic Neutrino – Nucleus Scattering.

Chandra — космическая обсерватория для исследований космоса в рентгеновском диапазоне.

CL, C.L. — доверительный интервал.

CM — стандартная модель электрослабых взаимодействий.

CMB — реликтовое микроволновое излучение, от английского Cosmic Microwave Background.

CDEX — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ с HPGe детекторами, от английского the China Dark matter EXperiment.

CoGeNT — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ с HPGe детекторами с точечным контактом.

CONNIE — название эксперимента, от английского Coherent Neutrino-Nucleus Interaction Experiment.

CRESST — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского The Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers.

DAQ — в данной диссертации имеется в виду ЦАП, отвечающий за набор данных.

DAMIC — название эксперимента, от английского Dark Matter In CCDs.

DAMA, DAMA/LIBRA — название цикла экспериментов по прямому поиску ТМ с NaI детекторами в LNGS.

DarkSide — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ с

двуухфазным аргоновым TPC.

Darwin — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского DArk matter WImp search with liquid xenon.

DRIFT — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского Directional Recoil Identification From Tracks.

EDELWEISS — в диссертации — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, акроним от французского Expérience pour Détecer les WIMPs en site souterrain.

EC — электронный захват.

ER, er — в формулах и на рисунках, означает Электронные отдачи (зона электронных отдач, энергия электронных отдач).

FID — вид детекторов EDELWEISS для эффективного подавления фона на поверхности. От английского Fully covered with Inter-Digitized electrodes.

fid — в формулах и на рисунках, означает чувствительный объем, от английского fiducial volume.

FWHM — ширина на полувысоте, от английского Full Width at Half Maximum.

GEANT3, 4 — пакеты МК моделирования для целей физических экспериментов, от английского GEometry ANd Tracking.

HPGe — сверх чистый германий.

ID — вид детекторов EDELWEISS для эффективного подавления фона на поверхности. От Inter-Digitized electrodes.

JFET — полевой транзистор с управляющим PN-переходом, является сокращением от английского Junction gate Field-Effect Transistor.

KATRIN — эксперимент по прямому измерению массы электронного антинейтрино, акроним от Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment.

LSM — подземная лаборатория в г. Модан (Франция).

LNGS — подземная лаборатория в Италии (Национальная лаборатория Гран-Сассо).

LUX — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского The Large Underground Xenon experiment.

ndf — число степеней свободы (в рисунках и формулах), от английского number of degrees of freedom.

NR, nr — в формулах и на рисунках, означает Ядерные отдачи (зона ядерных отдач, энергия ядерных отдач).

NTD — термистор, используемый в EDELWEISS, от английского Neutron Transmutation Doped (NTD) Ge sensor.

PAMELA — научный аппарат по изучению космического излучения, установленный на российском спутнике Ресурс-ДК, от английского Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics.

PANDAX — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского The Particle and Astrophysical Xenon Detector.

PICO — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ с использованием пузырьковой камеры из хлорфторуглерода. Название образовано от двух предшествующих экспериментов PICASSO (Project In CAnada to Search for Supersymmetric Objects) и COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics).

PLANCK — космическая обсерватория созданная для изучения реликтового излучения.

ppm(b) — миллионная (миллиардная) доля, от английского Parts Per Million(Billion).

PTFE — политетрафторэтилен, также известен под торговой маркой Тeflon.

Ricochet — название эксперимента по прецизионному исследованию реакторных нейтрино при помощи CE ν NS.

rms — среднеквадратическое отклонение, от английского Root-Mean-Square deviation.

RRS — эксперименты по изучению ядерных отдач на большой высоте

при помощи детекторов на стратосферных шарах.

SIMP — сильновзаимодействующая массивная частица темной материи.

SENSEI — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, от английского Sub-Electron-Noise Skipper-CCD Experimental Instrument.

SRIM — пакет программ МК моделирования прохождения ионов через вещество, от английского the Stopping and Range of Ions in Matter.

stat — статистическая ошибка (в формулах).

SuperKEKB — электрон-позитронный коллайдер в Японии.

SUSY — суперсимметрия.

syst — систематическая ошибка (в формулах).

TES — сверхпроводящие датчики температуры, с английского Transition-Edge Sensor.

TPC — время-проекционная камера, от английского Time projection chamber.

WIMP — слабовзаимодействующая массивная частица темной материи.

WMAP — космический аппарат для изучения реликтового излучения, от английского Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.

XENON — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ, по названию рабочего вещества — ксенон.

XQC — серия экспериментов с рентгеновскими калориметрами на ракетах, от английского the X-ray Quantum Calorimeter.

ZEPLIN — название эксперимента по прямому поиску частиц ТМ с жидким ксеноном.

Список литературы

1. H. V. Peiris, E. Komatsu, L. Verde, D. N. Spergel, *et al.*, “First year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Implications for inflation,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 148, p. 213, 2003.
2. G. Bertone, “Particle dark matter: Observations, models and searches,” *Cambridge University Press*, pp. 1–738, 2010.
3. R. Caldwell and M. Kamionkowski, “Cosmology: Dark matter and dark energy,” *Nature*, vol. 458, p. 587, 2009.
4. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer, O. Dahl, *et al.*, “Review of particle physics,” *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, vol. 2020, p. 1, 2020.
5. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, G. Chardin, M. Chapellier, F. Charlieux, P. Coulter, G. Cox, X. Defay, M. D. Jesus, Y. Dolgorouki, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, J. Gironnet, M. Gros, S. Henry, S. Herve, A. Juillard, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, P. Loaiza, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, L. Pattavina, B. Paul, M. Robinson, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, S. Semikh, A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, M.-A. Verdier, R. Walker, and **E. Yakushev**, “Final results of the edelweiss-ii wimp search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes,” *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, vol. 702, pp. 329–335, 2011.
6. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, M. Chapellier, F. Charlieux, F. Coudo, P. Coulter, G. Cox, J. Domange, A. Drillien, L. Dumoulin,

- K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, J. Gironnet, M. Gros, S. Henry, G. Heuermann, S. Herve, A. Juillard, M. Kleifges, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. L. Sueur, P. Loaiza, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M. Robinson, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, R. Walker, M. Weber, **E. Yakushev**, and X. Zhang, “Search for low-mass wimps with edelweiss-ii heat-and-ionization detectors,” *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology*, vol. 86, p. 051701, 2012.
7. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, D. Ducimetire, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, M. D. Jesus, Y. Jin, A. Juillard, M. Kleifges, R. Maisonobe, S. Marnieros, D. Misiak, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, C. Oriol, P. Pari, B. Paul, D. Poda, E. Queguiner, S. Rozov, V. Sanglard, B. Siebenborn, L. Vagneron, M. Weber, **E. Yakushev**, A. Zolotarova, and B. Kavanagh, “Searching for low-mass dark matter particles with a massive ge bolometer operated above ground,” *Physical Review D*, vol. 99, p. 082003, 2019.
 8. E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoit, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, P. Camus, A. Cazes, B. Censier, M. Chapellier, F. Charlieux, F. Couedo, P. Coulter, G. Cox, T. de Boissière, M. D. Jesus, Y. Dolgorouky, A. Drillien, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, L. Hehn, S. Henry, S. Hervé, G. Heuermann, N. Holtzer, V. Humbert, A. Juillard, C. Kéfélian, M. Kleifges, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. L. Sueur, M. Mancuso, C. Marrache-Kikuchi, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M. Piro, O. Rigaut, M. Robinson, S. Rozov, V. Sanglard,

- B. Schmidt, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, M. Tenconi, L. Vagneron, R. Walker, M. Weber, **E Yakushev**, and X. Zhang, “Axion searches with the EDELWEISS-II experiment,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2013, no. 11, pp. 067–067, 2013.
9. A. Broniatowski, X. Defay, E. Armengaud, L. Berge, A. Benoit, O. Besida, J. Blumer, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, F. Charlieux, S. Collin, O. Crauste, M. D. Jesus, P. D. Stefano, Y. Dolgorouki, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, M. Hannawald, S. Herve, A. Juillard, H. Kluck, V. Kozlov, R. Lemrani, A. Lubashevskiy, C. Marrache, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, S. Rozov, V. Sanglard, S. Scorza, S. Semikh, M.-A. Verdier, L. Vagneron, and **E. Yakushev**, “A new high-background-rejection dark matter ge cryogenic detector,” *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, vol. 681, pp. 305–309, 2009.
10. Ahmed, Z. and Akerib, D. S. and Armengaud, E. and Arrenberg, S. and Augier, C. and Bailey, C. N. and Balakishiyeva, D. and Baudis, L. and Bauer, D. A. and Benoît, A. and Bergé, L. and Blümer, J. and Brink, P. L. and Broniatowski, A. and Bruch, T. and Brudanin, V. and Bunker, R. and Cabrera, B. and Caldwell, D. O. and Censier, B. and Chapellier, M. and Chardin, G. and Charlieux, F. and Cooley, J. and Coulter, P. and Cox, G. A. and Cushman, P. and Daal, M. and Defay, X. and De Jesus, M. and DeJongh, F. and Di Stefano, P. C. F. and Dolgorouki, Y. and Domange, J. and Dumoulin, L. and Dragowsky, M. R. and Eitel, K. and Fallows, S. and Figueira-Feliciano, E. and Filippini, J. and Filosofov, D. and Fourches, N. and Fox, J. and Fritts, M. and Gascon, J. and Gerbier, G. and Gironnet, J. and Golwala, S. R. and Gros, M. and Hall, J. and Hennings-Yeomans, R. and Henry, S. and Hertel, S. A. and Hervé, S. and Holmgren, D. and Hsu, L. and Huber, M. E. and Juillard, A. and Kamaev, O. and Kiveni, M.

- and Kluck, H. and Kos, M. and Kozlov, V. and Kraus, H. and Kudryavtsev, V. A. and Leman, S. W. and Liu, S. and Loaiza, P. and Mahapatra, R. and Mandic, V. and Marnieros, S. and Martinez, C. and McCarthy, K. A. and Mirabolfathi, N. and Moore, D. and Nadeau, P. and Navick, X-F. and Nelson, H. and Nones, C. and Ogburn, R. W. and Olivier, E. and Pari, P. and Pattavina, L. and Paul, B. and Phipps, A. and Pyle, M. and Qiu, X. and Rau, W. and Reisetter, A. and Ricci, Y. and Robinson, M. and Rozov, S. and Saab, T. and Sadoulet, B. and Sander, J. and Sanglard, V. and Schmidt, B. and Schnee, R. W. and Scorza, S. and Seitz, D. N. and Semikh, S. and Serfass, B. and Sundqvist, K. M. and Tarka, M. and Torrento-Coello, A. S. and Vagneron, L. and Verdier, M.-A. and Walker, R. J. and Wikus, P. and **Yakushev, E.** and Yellin, S. and Yoo, J. and Young, B. A. and Zhang, J., “Combined limits on wimps from the cdms and edelweiss experiments,” *Phys. Rev. D*, vol. 84, p. 011102, 2011.
11. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, O. Besida, J. Blumer, A. Broniatowski, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, F. Charlieux, S. Collin, X. Defay, M. D. Jesus, P. D. Stefano, Y. Dolgorouki, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, M. Hannawald, S. Herve, A. Juillard, H. Kluck, V. Kozlov, R. Lemrani, P. Loaiza, A. Lubashevskiy, S. Marnieros, X.-F. Navick, E. Olivier, P. Pari, B. Paul, S. Rozov, V. Sanglard, S. Scorza, S. Semikh, A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, M.-A. Verdier, and **E. Yakushev**, “First results of the edelweiss-ii wimp search using ge cryogenic detectors with interleaved electrodes,” *Physics Letters, Section B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, vol. 687, pp. 294–298, 2010.
12. Q. Arnaud, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. D. Jesus, L. Dumoulin, K. Eitel, E. Elkhoury, J.-B. Fillipini, D. Filosofov, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, Y. Jin, A. Juillard, M. Kleifges,

- H. Lattaud, S. Marnieros, D. Misiak, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, C. Oriol, P. Pari, B. Paul, D. Poda, S. Rozov, T. Salagnac, V. Sanglard, B. Siebenborn, L. Vagneron, M. Weber, **E. Yakushev**, and A. Zolotarova, “First germanium-based constraints on sub-mev dark matter with the edelweiss experiment,” *Physical Review Letters*, vol. 125, p. 141301, 2020.
13. E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Billard, J. Blumer, T. D. Boissire, G. Bres, A. Broniatowski, V. Brudanin, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Foerster, N. Fourches, G. Garde, J. Gascon, G. Gerbier, A. Giuliani, M. Grollier, M. Gros, L. Hehn, S. Herve, G. Heuermann, V. Humbert, M. D. Jesus, Y. Jin, S. Jokisch, A. Juillard, C. Klian, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, J. Lin, M. Mancuso, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M.-C. Piro, D. Poda, E. Queguiner, M. Robinson, H. Rodenas, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, **E. Yakushev**, and X. Zhang, “Constraints on low-mass wimps from the edelweiss-iii dark matter search,” *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 2016, p. 019, 2016.
14. S. Fiorucci, A. Benoit, L. Berge, J. Blumer, A. Broniatowski, B. Censier, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, S. Collin, X. Defay, M. D. Jesus, H. Deschamps, P. D. Stefano, Y. Dolgorouky, L. Dumoulin, K. Eitel, M. Fesquet, J. Gascon, G. Gerbier, C. Goldbach, M. Gros, M. Horn, A. Juillard, R. Lemrani, A. de Lesquen, A. Lubashevskiy, M. Luca, S. Marnieros, L. Mosca, X.-F. Navick, G. Nollez, E. Olivieri, P. Pari, V. Sanglard, L. Schoeffel, F. Schwamm, M. Stern, and **E. Yakushev**, “Identification of backgrounds in the edelweiss-i dark matter search experiment,” *Astroparticle Physics*, vol. 28, pp. 143–153, 2007.
15. A. Špalek, O. Dragoun, A. Kovalik, **E. A. Yakushev**, M. Rysavy, J. Frana,

- V. Brabec, A. Novgorodov, I. Cserny, J. Toth, D. Varga, and L. Kover, "Study of the conversion electron and xps spectra of radioactive ^{57}Co sources," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 196, pp. 357–364, 2002.
16. A. Lubashevskiy and **E.A. Yakushev**, "Edelweiss experiment: Direct search for dark matter," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 71, pp. 1324–1327, 2008.
 17. S. Rozov, V. Brudanin, A. Lubashevskiy, S. Semikh, D. Filosofov, and **E.A. Yakushev**, "Monitoring of the thermal neutron flux in the edelweiss ii dark matter direct search experiment," *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, vol. 74, p. 464, 2010.
 18. V. Kozlov, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, O. Besida, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, F. Charlieux, S. Collin, X. Defay, M. D. Jesus, P. D. Stefano, Y. Dolgorouki, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, M. Hannawald, S. Herve, A. Juillard, H. Kluck, R. Lemrani, P. Loaiza, A. Lubashevskiy, S. Marnieros, X.-F. Navick, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, S. Rozov, V. Sanglard, S. Scorza, S. Semikh, A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, M.-A. Verdier, and **E. Yakushev**, "A detection system to measure muon-induced neutrons for direct dark matter searches," *Astroparticle Physics*, vol. 34, p. 97, 2010.
 19. **E.A. Yakushev**, V. Brudanin, A. Lubashevskii, S. Rozov, S. Semikh, and D. Filosofov, "Search for particles of cold nonbarion dark matter in the edelweiss-ii experiment," *Russian Physics Journal*, vol. 53, pp. 611–615, 2010.
 20. **E.A. Yakushev** and A. Lubashevskii, "Radon-induced background and methods of its elimination in the edelweiss-ii experiment," *Russian Physics Journal*, vol. 53, p. 616, 2010.

21. A. Frolova, S. Semikh, S. Rozov, and **E.A. Yakushev**, “Neutron background from the (α, n) reaction on ^{13}C in the edelweiss-ii experiment on direct search for weakly interacting particles of nonbaryonic cold dark matter,” *Physics of Particles and Nuclei Letters*, vol. 8, pp. 786–788, 2011.
22. G. Cox, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Blumer, G. Bres, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, M. Chapellier, G. Chardin, F. Charlieux, S. Collin, P. Coulter, O. Crauste, M. D. Jesus, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, J. Gironnet, M. Gros, S. Henry, S. Herve, S. Jokisch, A. Juillard, M. Kleifges, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, P. Loaiza, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, L. Pattavina, B. Paul, M. Robinson, H. Rodenas, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Semikh, D. Tcherniakhovski, A. Torrento-Coelli, M. Unrau, L. Vagneron, M.-A. Verdier, R. Walker, M. Weber, **E. Yakushev**, and X. Zhang, “A multi-tiered data structure and process management system based on root and couchdb,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 684, pp. 63–72, 2012.
23. B. Schmidt, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Blumer, G. Bres, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, M. Chapellier, F. Charlieux, S. Collin, P. Coulter, G. Cox, O. Crauste, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, G. Garde, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, L. Hehn, S. Henry, S. Herve, G. Heuermann, A. Juillard, H. Kluck, V. Kozlov, M. Kleifges, H. Kraus, V. Kudryavtsev, P. Loaiza, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, H. Nieder, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M. Robinson, H. Rodenas, S. Rozov, V. Sanglard, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski,

- A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, R. Walker, M. Weber, **E. Yakushev**, and X. Zhang, “Muon-induced background in the edelweiss dark matter search,” *Astroparticle Physics*, vol. 44, pp. 28–39, 2013.
24. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, B. Censier, M. Chapellier, F. Charlieux, F. Couedo, P. Coulter, G. Cox, M. D. Jesus, J. Domange, A.-A. Drilien, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Fourches, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, S. Henry, S. Herve, G. Heuermann, N. Holtzer, A. Juillard, M. Kleifges, H. Kluck, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. L. Sueur, P. Loaiza, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, O. Rigaut, M. Robinson, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, S. Semikh, D. Tcherniakhovski, A. Torrento-Coelli, L. Vagneron, R. Walker, M. Weber, **E. Yakushev**, and X. Zhang, “Background studies for the edelweiss dark matter experiment,” *Astroparticle Physics*, vol. 47, pp. 1–9, 2013.
25. G. Angloher and E. Armengaud and C. Augier and A. Benoit and T. Bergmann and J. Blumer and A. Broniatowski and V. Brudanin and P. Camus and A. Cazes and M. Chapellier and N. Coron and G.A. Cox and C. Cuesta and F.A. Danevich and M.D. Jesus and L. Dumoulin and K. Eitel and A. Erb and A. Ertl and F.V. Feilitzsch and D. Filosofov and N. Fourches and E. Garcia and J. Gascon and G. Gerbier and C. Ginestra and J. Gironnet and A. Giuliani and M. Gros and A. Getlein and D. Hauff and S. Henry and G. Heuermann and J. Jochum and S. Jokisch and A. Juillard and C. Kister and M. Kleifges and H. Kluck and E.V. Korolkova and V.Y. Kozlov and H. Kraus and V.A. Kudryavtsev and J.-C. Lanfranchi and P. Loaiza and J. Loebell and I. Machulin and S. Marnieros and M. Martinez and A. Menshikov and A. Munster and X.-F. Navick and C. Nones and Y. Ortigoza and P. Pari and F. Petricca and W. Potzel and P.P. Povinec and F. Probst and J. Puimedon and F. Reindl and M. Robinson and T. Rolin

- and S. Roth and K. Rottler and S. Rozov and C. Sailer and A. Salinas and V. Sanglard and M.L. Sarsa and K. Scheffner and B. Schmidt and S. Scholl and S. Schnert and W. Seidel and B. Siebenborn and M.V. Sivers and C. Strandhagen and R. Strau and A. Tanzke and V.I. Tretyak and M. Turad and A. Ulrich and I. Usherov and P. Veber and M. Velazquez and J.A. Villar and O. Viraphong and R.J. Walker and S. Wawoczny and M. Weber and M. Willers and M. Wjstrichand and **E. Yakushev** and X. Zhang and A. Zeller , “Eureca conceptual design report,” *Physics of the Dark Universe*, vol. 3, pp. 41–74, 2014.
26. A. Rakhimov, V. Brudanin, D. Filosofov, P. Loaiza, G. Marinov, A. Mirsagatova, D. Medvedev, N. Mukhamedshina, S. Rozov, I. Sadikov, G. Warot, and **E.A. Yakushev**, “Neutron activation analysis of polyethylene from neutron shield of edelweiss experiment,” *Radiochimica Acta*, vol. 103, pp. 673–678, 2015.
27. L. Hehn, E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, J. Blumer, T. de Boissire, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. D. Jesus, L. Dumoulin, K. Eitel, N. Foerster, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, G. Heuermann, Y. Jin, A. Juillard, C. Kflian, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivier, P. Pari, B. Paul, M.-C. Piro, D. Poda, E. Queguiner, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, and **E. Yakushev**, “Improved edelweiss-iii sensitivity for low-mass wimps using a profile likelihood approach,” *European Physical Journal C*, vol. 76, pp. 1–10, 2016.
28. Q. Arnaud, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, J. Blumer, T. D. Boissire, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, L. Dumoulin, K. Eitel, N. Foerster, N. Fourches, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, L. Hehn, G. Heuermann,

- M. Jesus, Y. Jin, A. Juillard, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, C. Kflian, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, M.-C. Piro, D. Poda, E. Queguiner, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, and **E. Yakushev**, “Signals induced by charge-trapping in edelweiss fid detectors: Analytical modeling and applications,” *Journal of Instrumentation*, vol. 11, p. P10008, 2016.
29. E. Armengaud, T. de Boissire, M. Gros, X.-F. Navick, C. Nones, B. Paul, Q. Arnaud, C. Augier, J. Billard, A. Cazes, F. Charlieux, M. D. Jesus, J. Gascon, A. Juillard, C. Kflian, E. Queguiner, V. Sanglard, L. Vagneron, A. Benoit, P. Camus, L. Berge, A. Broniatowski, M. Chapellier, L. Dumoulin, A. Giuliani, H. Le-Sueur, S. Marnieros, E. Olivieri, M.-C. Piro, D. Poda, J. Blumer, A. Broniatowski, N. Foerster, G. Heuermann, C. Kflian, S. Scorza, J. Blumer, K. Eitel, L. Hehn, V. Kozlov, B. Schmidt, B. Siebenborn, Y. Jin, M. Kleifges, D. Tcherniakhovski, M. Weber, H. Kraus, V. Kudryavtsev, P. Pari, S. Rozov, and **E. Yakushev**, “Measurement of the cosmogenic activation of germanium detectors in edelweiss-iii,” *Astroparticle Physics*, vol. 91, pp. 51–64, 2017.
30. E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, T. Bergmann, J. Billard, T. D. Boissire, G. Bres, A. Broniatowski, V. Brudanin, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. Jesus, L. Dumoulin, K. Eitel, D. Filosofov, N. Foerster, N. Fourches, G. Garde, J. Gascon, A. Giuliani, M. Grollier, M. Gros, L. Hehn, S. Herve, G. Heuermann, V. Humbert, Y. Jin, A. Juillard, C. Kflian, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, J. Lin, R. Maisonne, M. Mancuso, S. Marnieros, A. Menshikov, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, D. Poda, E. Queguiner, M. Robinson, H. Rodenas, S. Rozov, V. Sanglard, B. Schmidt, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, **E. Yakushev**, X. Zhang, and A. Zolotarova,

- “Performance of the edelweiss-iii experiment for direct dark matter searches,” *Journal of Instrumentation*, vol. 12, p. P08010, 2017.
31. Q. Arnaud, E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. D. Jesus, L. Dumoulin, K. Eitel, N. Foerster, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, L. Hehn, Y. Jin, A. Juillard, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, R. Maisonobe, S. Marnieros, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, D. Poda, E. Queguiner, S. Rozov, V. Sanglard, S. Scorza, B. Siebenborn, L. Vagneron, M. Weber, and **E. Yakushev**, “Optimizing edelweiss detectors for low-mass wimp searches,” *Physical Review D*, vol. 97, p. 022003, 2018.
 32. E. Armengaud, C. Augier, A. Benoit, L. Berge, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. D. Jesus, L. Dumoulin, K. Eitel, J. Gascon, A. Giuliani, M. Gros, Y. Jin, A. Juillard, M. Kleifges, V. Kozlov, H. Kraus, V. Kudryavtsev, H. Le-Sueur, R. Maisonobe, S. Marnieros, D. Misiak, X.-F. Navick, C. Nones, E. Olivieri, P. Pari, B. Paul, D. Poda, E. Queguiner, S. Rozov, V. Sanglard, S. Scorza, B. Siebenborn, D. Tcherniakhovski, L. Vagneron, M. Weber, **E. Yakushev**, and A. Zolotarova, “Searches for electron interactions induced by new physics in the edelweiss-iii germanium bolometers,” *Physical Review D*, vol. 98, p. 082004, 2018.
 33. P. D. Stefano, A. Benoit, L. Berge, J. Blumer, A. Broniatowski, B. Censier, B. Chambon, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, M. D. Jesus, Y. Dolgorouky, D. Drain, L. Dumoulin, K. Eitel, M. Fesquet, S. Fiorucci, J. Gascon, G. Gerbier, E. Gerlic, C. Goldbach, M. Goyot, M. Gros, M. Horn, S. Herve, A. Juillard, C. Kikuchi, R. Lemrani, A. D. Lesquen, A. Lubashevski, M. Luca, J. Mallet, S. Marnieros, L. Mosca, X. Navick, G. Nollez, P. Pari, V. Sanglard, L. Schoel, L. Smolnikov, M. Stern, V. Villar, and **E. Yakushev**, “Status and outlook of the edelweiss

- experiment," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 39, p. 70, 2006.
34. H. Kraus, M. Bauer, I. Bavykina, A. Benoit, J. Blumer, A. Broniatowski, V. Brudanin, G. Burghart, P. Camus, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, P. Christ, C. Ciemniak, C. Coppi, M. D. Jesus, A. D. Lesquen, H. Deschamps, P. D. Stefano, L. Dumoulin, K. Eitel, F. von Feilitzsch, M. Fesquet, J. Gascon, G. Gerbier, C. Goldbach, M. Gros, D. Hauff, S. Henry, M. Horn, J. Imber, C. Isaila, J. Jochum, A. Juillard, M. Kimmerle, J.-C. Lanfranchi, R. Lemrani, A. Lubashevsky, M. Luca, M. Malek, S. Marnieros, R. McGowan, V. Mikhailik, X.-F. Navick, T. Niinikoski, G. Nollez, E. Pantic, P. Pari, L. Perevoshchikov, F. Petricca, S. Pfister, W. Potzel, F. Prost, W. Rau, F. Ritter, K. Rottler, V. Sanglard, S. Scholl, F. Schwamm, W. Seidel, A. Smolnikov, M. Stern, M. Teshima, B. Tolhurst, W. Westphal, P. Wikus, J. Wolf, and **E. Yakushev**, "Eureca - the european future of dark matter searches with cryogenic detectors," *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 173, pp. 168–171, 2007.
35. S. Marnieros, E. Armengaud, C. Augier, L. Berge, A. Benoit, O. Besida, J. Blumer, A. Broniatowski, A. Chantelauze, M. Chapellier, G. Chardin, F. Charlieux, S. Collin, O. Crauste, X. Defay, M. D. Jesus, P. D. Stefano, Y. Dolgorouki, J. Domange, L. Dumoulin, K. Eitel, J. Gascon, G. Gerbier, M. Gros, M. Hannawald, S. Herve, A. Juillard, H. Kluck, V. Kozlov, R. Lemrani, A. Lubashevskiy, C. Marrache, Y. Ricci, V. Sanglard, S. Scorza, S. Semikh, M.-A. Verdier, L. V. Gneron, and **E. Yakushev**, "Full inter-digitized detectors for the edelweiss-ii dark matter search," *AIP Conference Proceedings*, vol. 1185, p. 635, 2009.
36. **E.A. Yakushev**, "Search for cold dark matter non-baryonic particles in the edelweiss-ii experiment," *Proceedings of the International Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics 2009*, 2009.
37. **E.A. Yakushev**, "Background due to radon and the means of its elimination

- in the edelweiss-ii experiment," *Proceedings of the International Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics 2009*, 2009.
38. C. Aalseth and al, "Results from a search for light-mass dark matter with a p-type point contact germanium detector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 131301, 2011.
 39. N. Copernicus, *De revolutionibus orbium coelestium*. Johannes Petreius (Nuremberg), 1543.
 40. G. Galilei, *Sidereus Nuncius*. Thomas Baglioni, 1610.
 41. P. A. Ade *et al.*, "Planck 2013 results. i. overview of products and scientific results," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 571, p. A1, 2014.
 42. R. Adam, P. A. Ade, N. Aghanim, Y. Akrami, *et al.*, "Planck 2015 results: I. overview of products and scientific results," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 594, p. A1, 2016.
 43. E. Komatsu, K. M. Smith, J. Dunkley, C. L. Bennett, *et al.*, "Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap*) observations: Cosmological interpretation," *Astrophysical Journal, Supplement Series*, vol. 192, p. 18, 2011.
 44. J. Oort, "The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems.,," *Buletin of the Astronomical Institues of the Netherlands*, vol. 6, p. 249, 1932.
 45. F. Zwicky, "On the masses of nebulae and of clusters of nebulae," *The Astrophysical Journal*, vol. 86, p. 217, 1937.
 46. S. Smith, "The mass of the virgo cluster," *The Astrophysical Journal*, vol. 83, p. 23, 1936.
 47. V. C. Rubin, N. Thonnard, and J. F. W. K., "Rotational properties of 21 sc galaxies with a large range of luminosities and radii, from ngc 4605 /r = 4kpc/ to ugc 2885 /r = 122 kpc/," *The Astrophysical Journal*, vol. 238, pp. 471–487, 1980.

48. R. S. Ellis, “Gravitational lensing: A unique probe of dark matter and dark energy,” *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 368, p. 967, 2010.
49. D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, and D. Zaritsky, “A direct empirical proof of the existence of dark matter,” *The Astrophysical Journal*, vol. 648, p. L109, 2006.
50. R. Agnese and al., “Search for low-mass weakly interacting massive particles with supercdms,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 241302, 2014.
51. G. Angloher *et al.*, ““results on light dark matter particles with a low-threshold cresst-ii detector” *Eur Phys. J. C*, vol. 76, p. 25, 2016.
52. E. Aprile *et al.*, “Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, no. 11, p. 111302, 2018.
53. P. Agnes and al., “First results from the darkside-50 dark matter experiment at laboratori nazionali del gran sasso,” *Phys. Lett. B*, vol. 743, pp. 456–466, 2015.
54. Q. Wang *et al.*, “Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure,” *Chin. Phys. C*, vol. 44, no. 12, p. 125001, 2020.
55. D. S. Akerib *et al.*, “Results from a search for dark matter in the complete lux exposure,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 021303, 2017.
56. L. Barak *et al.*, “Sensei: Direct-detection results on sub-gev dark matter from a new skipper ccd,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 125, p. 171802, 2020.
57. J. Barreto and al., “Direct search for low mass dark matter particles with ccds,” *Phys. Lett. B*, vol. 711, p. 264, 2012.
58. C. Amole and al, “Dark matter search results from the complete exposure of the pico-60 c3f8 bubble chamber,” *Physical Review D*, vol. 100, p. 022001, 2019.
59. D. Muna, “The drift-ii directional dark matter detector,” *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 173, pp. 172–175, 2007. Proceedings of the 7th UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and

- Dark Energy in the Universe.
60. F. Donato *et al.*, “Constraints on wimp dark matter from the high energy pamela pp data,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 071301, 2009.
 61. M.-Y. Cui *et al.*, “Possible dark matter annihilation signal in the ams-02,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 191101, 2017.
 62. A. Avrorin, A. Avrorin, V. Aynutdinov, R. Bannasch, *et al.*, “A search for neutrino signal from dark matter annihilation in the center of the milky way with baikal NT200,” *Astroparticle Physics*, vol. 81, pp. 12–20, 2016.
 63. G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest, “Super- symmetric dark matter,” *Phys Rep*, vol. 267, p. 195, 1996.
 64. M. Campajola *et al.*, “Dark sector first results at belle ii,” *Physica Scripta*, vol. 96, p. 084005, 2021.
 65. V. Bednyakov, “Is it possible to discover a dark matter particle with an accelerator?,” *Physics of Particles and Nuclei*, vol. 47, no. 5, pp. 711–774, 2016.
 66. R. W. Schnee, “Introduction to dark matter experiments,” *Physics of the Large and the Small*, pp. 775–829, 2011.
 67. G. Bertone and D. Hooper, “History of dark matter,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 90, p. 045002, 2018.
 68. L. Bergstrom, “Dark matter evidence, particle physics candidates and detection methods,” *Annalen der Physik*, vol. 524, p. 479, 2012.
 69. J. D. Lewin and P. F. Smith, “Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil,” *Astropart. Phys.*, vol. 6, pp. 87–112, 1996.
 70. E. D. Kramer and L. Randall, “Updated kinematic constraints on a dark disk,” *The Astrophysical Journal*, vol. 824, no. 2, p. 116, 2016.
 71. J. I. Read, “The local dark matter density,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 41, p. 063101, 2014.
 72. Y. Meng, Z. Wang, Y. Tao, A. Abdukerim, Z. Bo, *et al.*, “Dark matter

- search results from the PandaX-4t commissioning run," *Physical Review Letters*, vol. 127, no. 26, p. 261802, 2021.
73. D. Kaplan, M. Luty, and K. Zurek, "Asymmetric dark matter," *Phys. Rev. D*, vol. 79, p. 115016, 2009.
 74. A. de Bellefon *et al.*, "Dark matter search with a low temperature sapphire bolometer," *Astropart Phys.*, vol. 6, p. 36, 1996.
 75. M. L'Hour, "Un site sous-marin sur la côte de l'armorique. l'épave antique de ploumanac'h," *Rev Archéol. Ouest*, vol. 4, pp. 113–131, 1987.
 76. P. Fedotov, N. Fedyunina, D. Filosofov, **E.A. Yakushev**, and G. Warot, "A novel combined countercurrent chromatography - inductively coupled plasma mass spectrometry method for the determination of ultra trace uranium and thorium in roman lead," *Talanta*, vol. 192, pp. 395–399, 2019.
 77. B. Neganov and V. Trofimov, "Ussr patent no 1037771," *Otkrytia i Izobreteniya*, vol. 146, p. 215, 1985.
 78. P. N. Luke, "Voltage-assisted calorimetric ionization detector," *J. Appl. Phys.*, vol. 64, p. 6858, 1988.
 79. V. Sanglard and et al., "Final results of the edelweiss-i dark matter search with cryogenic heat-and-ionization ge detectors," *Phys. Rev. D*, vol. 71, p. 122002, 2005.
 80. P. Hovington, D. Drouin, and R. Gauvin, "Casino: A new monte carlo code in c language for electron beam interaction – part i: Description of the program," *Scanning*, vol. 19, no. 1, pp. 1–14, 1997.
 81. J. F. Ziegler, M. Ziegler, and J. Biersack, "Srim – the stopping and range of ions in matter," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 268, no. 11, pp. 1818–1823, 2010.
 82. D. S. Akerib *et al.*, "Exclusion limits on the wimp-nucleon cross section from the first run of the cryogenic dark matter search in the soudan

- underground laboratory," *Phys. Rev. D*, vol. 72, p. 052009, 2005.
- 83. J. Angle and al., "First results from the xenon10 dark matter experiment at the gran sasso national laboratory," *Phys Rev. Lett.*, vol. 100, p. 021303, 2008.
 - 84. S. Marnieros and al., "Surface event rejection of the edelweiss cryogenic germanium detectors based on nbsi thin film sensors," *J. Low Temp Phys.*, vol. 151, p. 835, 2008.
 - 85. P. N. Luke, "Unipolar charge sensing with coplanar electrodes application to semiconductor detectors," *Ieee Trans Nucl Sci. NS-42*, vol. 42, p. 207, 1995.
 - 86. M. Amman and P. N. Luke, "Three-dimensional position sensing and field shaping in orthogonal-strip germanium gamma-ray detectors," *Nucl Instr. and Meth. A*, vol. 452, p. 155, 2000.
 - 87. P. L. Brink and et al., "First test runs of a dark-matter detector with interleaved ionization electrodes and phonon sensors for surface-event rejection," *Nucl Instrum. Meth. A*, vol. 559, p. 4148, 2006.
 - 88. A. Broniatowski *et al.*, "Cryogenic ge detectors with interleaved electrodes," *J Low Temp Phys.*, vol. 151, p. 830, 2008.
 - 89. X. Defay and al., "Cryogenic ge detectors for dark matter search: Surface event rejection with ionization signals," *J. Low Temp Phys.*, vol. 151, no. 896, 2008.
 - 90. S. Yellin, "Finding an upper limit in the presence of unknown background," *Phys Rev. D*, vol. 66, p. 032005, 2002.
 - 91. M. C. Smith and et al., "The rave survey: Constraining the local galactic escape speed," *Mon Not. Roy Astron. Soc*, vol. 379, pp. 755–772, 2007.
 - 92. Z. Ahmed and et al., "Search for weakly interacting massive particles with the first five-tower data from the cryogenic dark matter search at the soudan underground laboratory," *Phys Rev. Lett.*, vol. 102, p. 011301, 2009.

93. V. N. Lebedenko and et al., “Results from the first science run of the zeplin-iii dark matter search experiment,” *Phys Rev. D*, vol. 80, p. 052010, 2009.
94. E. Aprile and al., “First dark matter results from the xenon100 experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 105, p. 131302, 2010.
95. L. Roszkowski, R. R. de Autri, and R. Trotta, “The bolometric way towards the direct dark matter detection,” *JHEP*, vol. 07, p. 75, 2007.
96. R. Bernabei and et al., “New results from dama/libra,” *Eur Phys. J. C*, vol. 67, p. 39, 2010.
97. C. Savage, K. Freese, and P. Gondolo, “Annual modulation of dark matter in the presence of streams,” *Phys. Rev. D*, vol. 74, p. 043531, 2006.
98. J. Angle and et al., “Constraints on inelastic dark matter from xenon10,” *Phys Rev. D*, vol. 80, p. 115005, 2009.
99. D. Y. Akimov and et al., “Limits on inelastic dark matter from zeplin-iii,” *Phys Lett. B*, vol. 692, pp. 180–183, 2010.
100. Z. Ahmed and et al., “Search for inelastic dark matter with the cdms ii experiment,” *Phys Rev. D*, vol. 83, p. 112002, 2011.
101. Z. Ahmed and et al., “Dark matter search results from the cdms ii experiment,” *Science*, vol. 327, p. 1619, 2010.
102. E. Aprile and et al., “New measurement of the relative scintillation efficiency of xenon nuclear recoils below 10 kev,” *Phys. Rev. C*, vol. 79, p. 045807, 2009.
103. G. Angloher and et al., “Commissioning run of the cresstii dark matter search,” *Astrop. Phys.*, vol. 31, p. 270, 2009.
104. J. Ellis, K. Olive, Y. Santoso, and V. C. Spanos, “Update on the direct detection of supersymmetric dark matter,” *Phys. Rev. D*, vol. 71, p. 095007, 2005.
105. C. Aalseth *et al.*, “Search for an annual modulation in a p -type point contact germanium dark matter detector,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 107,

- p. 141301, 2011.
106. G. Angloher *et al.*, “Results from 730 kg days of the cressstii dark matter search,” *Eur Phys. J. C*, vol. 72, p. 1971, 2012.
 107. C. Savage *et al.*, “Compatibility of dama/libra dark matter detection with other searches,” *JCAP*, vol. 0904, p. 010, 2009.
 108. J. Billard, L. Strigari, and E. Figueroa-Feliciano, “Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments,” *Phys Rev. D*, vol. 89, p. 023524, 2014.
 109. S. Gaertner and al., “A new readout system for bolometers with improved low frequency stability,” *Astron. Astrophys. Suppl Ser.*, vol. 126, pp. 151–160, 1997.
 110. G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement, Fourth Edition*. New York: John Wiley and Sons, 2010.
 111. B. Censier, “Edelweiss read-out electronics and future prospects,” *J. Low Temp Phys*, vol. 167, pp. 645–651, 2012.
 112. R. Agnese and al., “Search for low-mass weakly interacting massive particles using voltage-assisted calorimetric ionization detection in the supercdms experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 041302, 2014.
 113. R. Agnese and al., “Wimp-search results from the second cdmslite run,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, p. 071301, 2016.
 114. T. Bergmann and al., “Fpga-based multi-channel daq systems with external pci express link to gpu compute servers,” *Real Time Conference (RT)*, vol. 18, pp. 1–5, 2012.
 115. A. Aab and et al., “The pierre auger cosmic ray observatory,” *Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res A*, vol. 798, pp. 172–213, 2015.
 116. J. Angrik and et al., “Katrin design report,” *Wissenschaftliche Berichte, FZKA-7090*, vol. 7090, 2005.
 117. M. A. Howe and et al., “Sudbury neutrino observatory neutral current detector acquisition software overview,” *IEEE Trans. Nucl. Sci*, vol. 51,

- p. 878, 2004.
118. R. Brun and F. Rademakers, "Root - an object oriented data analysis framework," *Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res A*, vol. 389, pp. 81–86, 1997.
119. J. Lindhard, V. Nielsen, and M. Schar, "Approximation method in classical scattering by screened coulomb fields : "notes on atomic collisions i " *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, vol. 36, p. 10, 1968.
120. R. Bernabei and al., "Final model independent result of dama/libra-phase1," *Eur. Phys. J. C*, vol. 73, p. 2648, 2013.
121. G. Angloher *et al.*, "Results from 730 kg days of the cresst ii dark matter search," *Eur Phys. J. C*, vol. 72, 2012.
122. R. Agnese and al., "Silicon detector dark matter results from the final exposure of cdms ii," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 251301, 2013.
123. V. Chazal and et al., "Neutron background measurements in the underground laboratory of modane," *Astropart. Phys.*, vol. 9, pp. 163–172, 1998.
124. R. Arnold and al., "Result of the search for neutrinoless double- β decay in ^{100}mo with the nemo-3 experiment," *Phys. Rev. D*, vol. 92, p. 072011, 2015.
125. G. Heusser, M. Laubenstein, and H. Neder, "Radionuclides in the environment: International conference on isotopes in environmental studies," *Radioactivity in the environment*, vol. 8, p. 495, 2006.
126. S. Agostinelli and al., "Geant4 - a simulation toolkit," *Nucl. Instrum. Meth. in Phys. Res A*, vol. 506, pp. 250–303, 2003.
127. M. Laubenstein *et al.*, "Underground measurements of radioactivity," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 61, p. 167, 2004.
128. A. A. Sonzogni, "Nudat 2.0: Nuclear structure and decay data on the internet," *AIP Conference Proceedings*, vol. 769, no. 1, pp. 574–577, 2005.
129. J. Bearden and A. Burr, "Reevaluation of x-ray atomic energy levels," *Rev.*

- Mod. Phys.*, vol. 39, p. 125, 1967.
130. D. M. Mei, Z. B. Yin, and S. R. Elliott, “Cosmogenic production as a background in searching for rare physics processes,” *Astroparticle Physics*, vol. 31, pp. 417–420, 2009.
131. S. Cebrian and et al., “Cosmogenic activation in germanium and copper for rare event searches,” *Astropart. Phys.*, vol. 33, pp. 316–329, 2010.
132. C. Zhang, D.-M. Mei, V. A. Kudryavtsev, and S. Fiorucci, “Cosmogenic activation of materials used in rare event search experiments,” *Astropart. Phys.*, vol. 84, pp. 62–69, 2016.
133. H. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, “Genius-tf: a test facility for the genius project,” *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 481, pp. 149–159, 2002.
134. F. Avignone *et al.*, “Theoretical and experimental investigation of cosmogenic radioisotope production in germanium,” *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, vol. 28A, pp. 280 – 285, 1992.
135. R. Silberberg and C. Tsao, “Partial cross-sections in high-energy nuclear reactions, and astrophysical applications. ii. targets heavier than nickel,” *Astrophys. J. Suppl.*, vol. 25, p. 335, 1973.
136. R. Silberberg, C. Tsao, and J. Letaw, “Improved cross section calculations for astrophysical applications,” *Astrophys. J. Suppl.*, vol. 58, p. 873, 1985.
137. R. Silberberg and C. Tsao, “Spallation processes and nuclear interaction products of cosmic rays,” *Phys. Rep.*, vol. 191, p. 351, 1990.
138. R. Silberberg and C. Tsao, “Updated partial cross sections of proton-nucleus reactions,” *Astrophys. J.*, vol. 501, p. 911, 1998.
139. Y. Shubin and et al., “Mendl-2p: Proton reaction data library for nuclear activation (medium energy nuclear data library),” *IAEA-NSD-204, MENDL-2P: Proton Reaction Data Library for Nuclear Activation*, vol. 1, p. 1, 1998.
140. W. Hess, H. Patterson, and R. Wallace, “Cosmic-ray neutron energy spectrum,” *Phys. Rev.*, vol. 116, p. 445, 1959.

141. R. D. Peccei and H. R. Quinn, “Constraints imposed by cp conservation in the presence of instantons,” *Phys. Rev. D*, vol. 16, p. 1791, 1977.
142. S. Weinberg, “A new light boson?,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, p. 223, 1978.
143. F. Wilczek, “Problem of strong p and t invariance in the presence of instantons,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, p. 279, 1978.
144. J. E. Kim, “Weak interaction singlet and strong cp invariance,” *Phys. Lett.*, vol. 43, p. 103, 1979.
145. M. A. Shifman and et al., “Can confinement ensure natural cp invariance of strong interactions?,” *Nucl. Phys. B*, vol. 166, p. 493, 1980.
146. A. R. Zhitniskiy, “On possible suppression of the axion hadron interactions,” *Yad Fiz*, vol. 31, p. 497, 1980.
147. D. B. Kaplan, “Opening the axion window,” *Nucl. Phys. B*, vol. 260, p. 215, 1985.
148. M. Srednicki, “Axion couplings to matter. 1. cp conserving parts nucl. phys. b, 260 (1985) 689,” *Nucl. Phys. B*, vol. 260, p. 689, 1985.
149. Svrcek and Witten, “Axions in string theory,” *JHEP*, vol. 0606, p. 051, 2006.
150. S. Andriamonje *et al.*, “An improved limit on the axion-photon coupling from the cast experiment,” *JCAP*, vol. 4, p. 010, 2007.
151. L. D. Lella and al., “Search for solar kaluza-klein axions in theories of low-scale quantum gravity ” *Phys. Rev. D*, vol. 62, p. 125011, 2000.
152. A. Serenelli and al., “New solar composition: The problem with solar models revisited,” *Astrophys. J.*, vol. 705, p. L123, 2009.
153. S. Moriyama, “A proposal to search for a monochromatic component of solar axions using fe-57,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, no. 18, p. 3222, 1995.
154. W. C. Haxton and K. Y. Lee, “Red giant evolution, metallicity and new bounds on hadronic axions,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 66, no. 20, p. 2557, 1991.
155. V. Mateu and A. Pich, “V(us) determination from hyperon semileptonic

- decays," *J. High Energy Phys.*, vol. 10, p. 041, 2005.
156. D. Adams *et al.*, "Spin structure of the proton from polarized inclusive deep inelastic muon - proton scattering," *Phys. Rev. D*, vol. 56, no. 9, pp. 5330–5358, 1997.
157. G. Altarelli and al., "Determination of the bjorken sum and strong coupling from polarized structure functions," *Nucl. Phys. B*, vol. 496, p. 337, 1997.
158. F. T. Avignone, "Search for axions from the 1115-kev transition of cu-65," *Phys. Rev. D*, vol. 37, p. 618, 1988.
159. S. Andriamonje *et al.*, "Search for 14.4-kev solar axions emitted in the m1-transition of fe-57 nuclei with cast," *JCAP*, vol. 12, p. 002, 2009.
160. F. Alessandria and et al., "Search for 14.4 kev solar axions from m1 transition of fe-57 with cuore crystals," *JCAP*, vol. 05, p. 007, 2013.
161. K. Barth and al., "Cast constraints on the axion-electron coupling," *JCAP*, vol. 05, p. 010, 2013.
162. R. Bernabei and al., "Investigating pseudoscalar and scalar dark matter," *Int. J. Mod Phys. A*, vol. 21, p. 1445, 2006.
163. R. J. Creswick and al., "Theory for the direct detection of solar axions by coherent primakoff conversion in germanium detectors," *Phys. Lett. B*, vol. 427, p. 235, 1998.
164. A. Derevianko and al., "Axio-electric effect," *Phys. Rev. D*, vol. 82, p. 065006, 2010.
165. M. Pospelov and al., "Bosonic super-wimps as kev-scale dark matter," *Phys. Rev. D*, vol. 78, p. 115012, 2008.
166. M. Berger, J. Hubbell, S. Seltzer, J. Chang, *et al.*, "Nist standard reference database 8 (xgam)," physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html, p. xcom1, 2010.
167. S. Cebrian and al., "Prospects of solar axion searches with crystal detectors," *Astrop. Phys.*, vol. 10, p. 397, 1999.
168. F. T. Avignone *et al.*, "Experimental search for solar axions via coherent

- primakoff conversion in a germanium spectrometer," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, p. 5068, 1998.
169. A. Morales and al., "Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the canfranc underground laboratory," *Astropart. Phys.*, vol. 16, p. 325, 2002.
170. Z. Ahmed *et al.*, "Search for axions with the cdms experiment," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, p. 141802, 2009.
171. R. Bernabei and al., "Search for solar axions by primakoff effect in nai crystals," *Phys.Lett. B*, vol. 515, p. 6, 2001.
172. E. Arik *et al.*, "Cast search for sub-ev mass solar axions with ${}^3\text{He}$ buffer gas," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 261302, 2011.
173. G. G. Raffelt, "Stars as laboratories for fundamental physics ,," *University of Chicago Press*, pp. 1–686, 1996.
174. C. E. Aalseth *et al.*, "Experimental constraints on a dark matter origin for the dama annual modulation effect," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 251301, 2008.
175. P. Gondolo and G. G. Raffelt, "Solar neutrino limit on axions and kev-mass bosons," *Phys. Rev. D*, vol. 79, p. 107301, 2009.
176. A. V. Derbin, "Search for solar axions produced by compton process and bremsstrahlung using axioelectric effect," *JETP Lett.*, vol. 95, p. 379, 2012.
177. K. Abe, K. Hieda, K. Hiraide, S. Hirano, *et al.*, "Search for solar axions in xmass, a large liquid-xenon detector," *Physics Letters B*, vol. 724, no. 1-3, pp. 46–50, 2013.
178. A. V. Derbin, A. S. Kayunov, V. N. Muratova, D. A. Semenov, and E. V. Unzhakov, "Search for solar axions produced in the $\text{p} + \text{d} \rightarrow {}^3\text{He} + \text{a}$ reaction," *Phys. Rev. D*, vol. 83, p. 023505, 2011.
179. G. Bellini *et al.*, "Search for solar axions produced in $\text{p}(\text{d}, {}^3\text{He})\text{a}$ reaction with borexino detector," *Phys Rev D*, vol. 85, p. 092003, 2012.
180. G. G. Raffelt, "Astrophysical axion bounds," *Lect. Notes Phys.*, vol. 741,

p. 51, 2008.

181. D. Akerib *et al.*, “First searches for axions and axionlike particles with the lux experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 261301, 2017.
182. C. Fu *et al.*, “Limits on axion couplings from the first 80 days of data of the pandax-ii experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 181806, 2017.
183. E. Aprile *et al.*, “First axion results from the xenon100 experiment,” *Phys. Rev. D*, vol. 90, p. 062009, 2014.
184. P. Gondolo and G. G. Raffelt, “Solar neutrino limit on axions and kev-mass bosons,” *Phys. Rev. D*, vol. 79, p. 107301, 2009.
185. N. Viaux and al, “Neutrino and axion bounds from the globular cluster m5 (ngc 5904),” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, p. 231301, 2013.
186. N. Abgrall, I. J. Arnquist, F. T. Avignone, others, and **Yakushev, E.**, “New limits on bosonic dark matter, solar axions, pauli exclusion principle violation, and electron decay from the majorana demonstrator,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, p. 161801, 2017.
187. S. K. Liu *et al.*, “Excesses of cosmic ray spectra from a single nearby source,” *Phys. Rev. D*, vol. 95, p. 052006, 2017.
188. K. Abe *et al.*, “Search for bosonic superweakly interacting massive dark matter particles with the xmass-i detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 121301, 2014.
189. E. Aprile *et al.*, “Search for bosonic super-wimp interactions with the xenon100 experiment,” *Phys. Rev. D*, vol. 96, p. 122002, 2017.
190. C. Aalseth *et al.*, “Experimental constraints on a dark matter origin for the dama annual modulation effect,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 251301, 2008.
191. G. Angloher *et al.*, “Dark-photon search using data from cresstii phase 2,” *Eur. Phys. J. C*, vol. 77, p. 299, 2017.
192. H. An and al, “New stellar constraints on dark photons,” *Phys. Lett. B*, vol. 725, p. 190, 2013.

193. R. Essig, J. Kaplan, P. Schuster, and N. Toro, “On the origin of light dark matter species,” *e-Print: 1004.0691 [hep-ph]*, vol. 1004, p. 0691, 2010.
194. C. Cheung, J. T. Ruderman, L.-T. Wang, and I. Yavin, “Kinetic mixing as the origin of light dark scales,” *Phys. Rev. D*, vol. 80, p. 035008, 2009.
195. D. Hooper and W. Xue, “Possibility of testing the light dark matter hypothesis with the alpha magnetic spectrometer,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 041302, 2013.
196. A. Falkowski, J. Ruderman, and T. Volanski, “Asymmetric dark matter from leptogenesis,” *J. High Energy Phys.*, vol. 1105, p. 106, 2011.
197. K. Petraki and R. Volkas, “Review of asymmetric dark matter,” *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 28, p. 13300, 2013.
198. K. M. Zurek, “Asymmetric dark matter: Theories, signatures, and constraints,” *Phys. Rep.*, vol. 537, p. 91, 2014.
199. G. Bertone and T. M. P. Tait, “A new era in the search for dark matter,” *Nature*, vol. 562, pp. 51–56, 2018.
200. A. Juillard *et al.*, “Low-noise hemts for coherent elastic neutrino scattering and low-mass dark matter cryogenic semiconductor detectors,” *J Low Temp Phys.*, vol. 1909, 2019.
201. G. Angloher *et al.*, “Results on mev-scale dark matter from a gram-scale cryogenic calorimeter operated above ground,” *Eur Phys. J. C*, vol. 77, p. 637, 2017.
202. R. Agnese *et al.*, “Low-mass dark matter search with cdmslite,” *Phys Rev. D*, vol. 97, p. 022002, 2018.
203. J. H. Davis, “Probing sub-gev mass strongly interacting dark matter with a low-threshold surface experiment,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 119, p. 211302, 2017.
204. B. J. Kavanagh, “Earth scattering of superheavy dark matter: Updated constraints from detectors old and new,” *Phys Rev. D*, vol. 97, p. 123013, 2018.

205. A. L. Erickcek, P. J. Steinhardt, D. McCammon, and P. C. McGuire, “Constraints on the interactions between dark matter and baryons from the x-ray quantum calorimetry experiment,” *Phys Rev. D*, vol. 76, p. 042007, 2007.
206. M. S. Mahdawi and G. R. Farrar, “Constraints on dark matter with a moderately large and velocity-dependent dm-nucleon cross-section,” *JCAP*, vol. 1810, p. 007, 2018.
207. V. Gluscevic and K. K. Boddy, “Constraints on scattering of kev-tev dark matter with protons in the early universe,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 121, p. 081301, 2018.
208. D. Hooper and S. D. McDermott, “Robust constraints and novel gamma-ray signatures of dark matter that interacts strongly with nucleons,” *Phys Rev. D*, vol. 97, p. 115006, 2018.
209. G. D. Starkman, A. Gould, R. Esmailzadeh, and S. Dimopoulos, “Opening the window on strongly interacting dark matter,” *Phys Rev. D*, vol. 41, p. 3594, 1990.
210. F. Mayet and al., “A review of the discovery reach of directional dark matter detection,” *Phys. Rep.*, vol. 627, p. 1, 2016.
211. D. S. Akerib *et al.*, “Limits on spin-dependent wimp-nucleon cross section obtained from the complete lux exposure,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 118, no. 25, p. 251302, 2017.
212. E. Aprile and al, “Constraining the spin-dependent wimp-nucleon cross sections with xenon1t,” *Physical Review Letters*, vol. 122, no. 14, p. 141301, 2019.
213. C. Fu *et al.*, “Spin-dependent weakly-interacting-massive-particle nucleon cross section limits from first data of pandax-ii experiment,” *Phys Rev. Lett.*, vol. 118, no. 7, p. 071301, 2017.
214. M. Ibe, W. Nakano, Y. Shoji, and K. Suzuki, “Migdal effect in dark matter direct detection experiments,” *JHEP*, vol. 1803, p. 194, 2018.

215. H. An, M. Pospelov, J. Pradler, and A. Ritz, “Direct detection constraints on dark photon dark matter,” *Physics Letters B: Nuclear, Elementary Particle and High-Energy Physics*, vol. 747, pp. 331–338, 2015.
216. H. Yonit, L. Tongyan, and Z. K. M., “Absorption of light dark matter in semiconductors,” *Phys. Rev. D*, vol. 95, p. 023013, 2017.
217. R. Essig, M. Fernndez-Serra, J. Mardon, A. Soto, T. Volansky, and T. T. Yu, “Direct detection of sub-gev dark matter with semiconductor targets,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2016, p. 046, 2016.
218. M. Battaglieri, A. Belloni, A. Chou, P. Cushman, *et al.*, “Us cosmic visions: New ideas in dark matter 2017: Community report,” 2017.
219. I. M. Bloch, R. Essig, K. Tobioka, T. Volansky, and T. T. Yu, “Searching for dark absorption with direct detection experiments,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2017, p. 87, 2017.
220. R. Essig and et al, “Direct detection of sub-gev dark matter with semiconductor targets,” *High Energy Phys.*, vol. 5, 2016.
221. H. An, M. Pospelov, J. Pradler, and A. Ritz, “New limits on dark photons from solar emission and kev scale dark matter,” *Phys Lett. B*, vol. 747, p. 331, 2015.
222. I. M. Bloch, R. Essig, K. T. T. Volansky, and T. Yu, “Searching for dark absorption with direct detection experiments,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 87, 2017.
223. P. Agnes and al, “Constraints on sub-gev dark matter-electron scattering from the darkside-50 experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 111303, 2018.
224. R. Agnese *et al.*, “First dark matter constraints from a supercdms single-charge sensitive detector,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 121, p. 051301, 2018.
225. H. An, M. Pospelov, and J. Pradler, “New stellar constraints on dark photons,” *Phys Lett. B*, vol. 725, p. 190, 2013.
226. C. Augier, G. Beaulieu, V. Belov, L. Berge, J. Billard, G. Bres, J.-L.

- Bret, A. Broniatowski, M. Calvo, A. Cazes, D. Chaize, M. Chapellier, L. Chaplinsky, G. Chemin, R. Chen, J. Colas, M. de Jesus, P. de Marcillac, L. Dumoulin, O. Exshaw, S. Ferriol, E. Figueroa-Feliciano, J. Filippini, J. Formaggio, S. Fuard, J. Gascon, A. Giuliani, J. Goupy, C. Goy, C. Guerin, C. Hirjibehedin, P. Harrington, S. Heine, S. Hertel, M. Heusch, C. Hoarau, Z. Hong, J.-C. Ianigro, y. Jin, J. Johnston, A. Juillard, S. Kazarcev, J. Lamblin, H. Lattaud, A. Lubashevskiy, D. Mayer, S. Marnieros, J. Minet, D. Misiak, A. Monfardini, F. Mounier, E. Olivieri, C. Oriol, P. Patel, E. Perbet, H. Pinckney, D. Ponomarev, D. Poda, F. Rarbi, J.-S. Real, J.-S. Ricol, T. Redon, A. Robert, S. Rozov, I. Rozova, T. Salagnac, V. Sanglard, B. Schmidt, y. Shevchik, V. Sibille, T. Soldner, J. Stachurska, A. Stutz, L. Vagneron, W. van de Ponteseele, F. Vezzu, S. Weber, L. Winslow, **Yakushev, E.**, and D. Zinatulina, “Ricochet Progress and Status,” in *19th International Workshop on Low Temperature Detectors*, (Online Conference, United States), July 2021.
227. D. Z. Freedman, “Coherent Neutrino Nucleus Scattering as a Probe of the Weak Neutral Current,” *Phys. Rev. D*, vol. 9, pp. 1389–1392, 1974.
228. E. Armengaud and C. Augier and A. S. Barabash and F. Bellini and G. Benato and A. Benoît and M. Beretta and L. Bergé and J. Billard and Yu. A. Borovlev and Ch. Bourgeois and M. Briere and V. B. Brudanin and P. Camus and L. Cardani and N. Casali and A. Cazes and M. Chapellier and F. Charlieux and M. de Combarieu and I. Dafinei and F. A. Danevich and M. De Jesus and L. Dumoulin and K. Eitel and E. Elkhouri and F. Ferri and B. K. Fujikawa and J. Gascon and L. Gironi and A. Giuliani and V. D. Grigorieva and M. Gros and E. Guerard and D. L. Helis and H. Z. Huang and R. Huang and J. Johnston and A. Juillard and H. Khalife and M. Kleifges and V. V. Kobychev and Yu. G. Kolomensky and S. I. Konovalov and A. Leder and P. Loaiza and L. Ma and E. P. Makarov and P. de Marcillac and L. Marini and S. Marnieros and D. Misiak and X.-F.

- Navick and C. Nones and V. Novati and E. Olivieri and J. L. Ouellet and L. Pagnanini and P. Pari and L. Pattavina and B. Paul and M. Pavan and H. Peng and G. Pessina and S. Pirro and D. V. Poda and O. G. Polischuk and E. Previtali and Th. Redon and S. Rozov and C. Rusconi and V. Sanglard and K. Schaffner and B. Schmidt and Y. Shen and V. N. Shlegel and B. Siebenborn and V. Singh and S. Sorbino and C. Tomei and V. I. Tretyak and V. I. Umatov and L. Vagneron and M. Velázquez and M. Weber and B. Welliver and L. Winslow and M. Xue and **E. Yakushev** and A. S. Zolotarova , “The cupid-mo experiment for neutrinoless double-beta decay: performance and prospects,” *The European Physical Journal C*, vol. 80, no. 1, 2020.
229. E. Armengaud and C. Augier and A. S. Barabash and F. Bellini and G. Benato and A. Benoît and M. Beretta and L. Bergé and J. Billard and Yu. A. Borovlev and Ch. Bourgeois and M. Briere and V. Brudanin and P. Camus and L. Cardani and N. Casali and A. Cazes and M. Chapellier and F. Charlieux and M. de Combarieu and I. Dafinei and F. A. Danevich and M. De Jesus and L. Dumoulin and K. Eitel and E. Elkhoury and F. Ferri and B. K. Fujikawa and J. Gascon and L. Gironi and A. Giuliani and V. D. Grigorieva and M. Gros and E. Guerard and D. L. Helis and H. Z. Huang and R. Huang and J. Johnston and A. Juillard and H. Khalife and M. Kleifges and V. V. Kobychev and Yu. G. Kolomensky and S. I. Konovalov and A. Leder and J. Kotila and P. Loaiza and L. Ma and E. P. Makarov and P. de Marcillac and L. Marini and S. Marnieros and D. Misiak and X.-F. Navick and C. Nones and V. Novati and E. Olivieri and J. L. Ouellet and L. Pagnanini and P. Pari and L. Pattavina and B. Paul and M. Pavan and H. Peng and G. Pessina and S. Pirro and D. V. Poda and O. G. Polischuk and E. Previtali and Th. Redon and S. Rozov and C. Rusconi and V. Sanglard and K. Schaffner and B. Schmidt and Y. Shen and V. N. Shlegel and B. Siebenborn and V. Singh and C. Tomei and V.

- I. Tretyak and V. I. Umatov and L. Vagneron and M. Velázquez and M. Weber and B. Welliver and L. Winslow and M. Xue and **E. Yakushev** and A. S. Zolotarova , “Precise measurement of $2\nu\beta\beta$ decay of ^{100}mo with the CUPID-mo detection technology,” *The European Physical Journal C*, vol. 80, no. 7, 2020.
230. Armengaud, E. and Augier, C. and Barabash, A. S. and Bellini, F. and Benato, G. and Benoît, A. and Beretta, M. and Bergé, L. and Billard, J. and Borovlev, Yu. A. and Bourgeois, Ch. and Brudanin, V. B. and Camus, P. and Cardani, L. and Casali, N. and Cazes, A. and Chapellier, M. and Charlieux, F. and Chiesa, D. and de Combarieu, M. and Dafinei, I. and Danevich, F. A. and De Jesus, M. and Dixon, T. and Dumoulin, L. and Eitel, K. and Ferri, F. and Fujikawa, B. K. and Gascon, J. and Gironi, L. and Giuliani, A. and Grigorieva, V. D. and Gros, M. and Guerard, E. and Helis, D. L. and Huang, H. Z. and Huang, R. and Johnston, J. and Juillard, A. and Khalife, H. and Kleifges, M. and Kobychev, V. V. and Kolomensky, Yu. G. and Konovalov, S. I. and Leder, A. and Loaiza, P. and Ma, L. and Makarov, E. P. and de Marcillac, P. and Mariam, R. and Marini, L. and Marnieros, S. and Misiak, D. and Navick, X.-F. and Nones, C. and Norman, E. B. and Novati, V. and Olivieri, E. and Ouellet, J. L. and Pagnanini, L. and Pari, P. and Pattavina, L. and Paul, B. and Pavan, M. and Peng, H. and Pessina, G. and Pirro, S. and Poda, D. V. and Polischuk, O. G. and Pozzi, S. and Previtali, E. and Redon, Th. and Rojas, A. and Rozov, S. and Rusconi, C. and Sanglard, V. and Scarpaci, J. A. and Schäffner, K. and Schmidt, B. and Shen, Y. and Shlegel, V. N. and Siebenborn, B. and Singh, V. and Tomei, C. and Tretyak, V. I. and Umatov, V. I. and Vagneron, L. and Velázquez, M. and Welliver, B. and Winslow, L. and Xue, M. and **Yakushev, E.** and Zarytskyy, M. and Zolotarova, A. S. , “New limit for neutrinoless double-beta decay of ^{100}Mo from the cupid-mo experiment,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, p. 181802, May 2021.

Список иллюстративного материала

1.1	Температурная карта реликтового микроволнового излучения, полученная PLANK из [42].	25
1.2	Спектр мощности СМВ. Относительные высоты и положения пиков модельно связаны с составом ранней Вселенной и помогают определить относительное количество темной энергии, темной материи, барионной материи и излучения. Точки данных получены из наблюдений СМВ, а красная кривая является наилучшим результатом численных моделей. Рисунок взят из [42].	25
1.3	Ротационные кривые распределения скоростей в спиральных галактиках из [47].	27
1.4	Восстановление распределение массы в кластере Пуля по гравитационному линзированию [49].	29
1.5	Измерения локальной плотности темной материи на шкале времени. В настоящее время принятое значение составляет 0,3 ГэВ/см ³ . Серая полоса - это плотность ТМ, экстраполированная на все гало. Из [71]	35
1.6	Ограничения на спин-независимое взаимодействие, опубликованные PandaX-4T экспериментом [72], в сравнении с другими экспериментами на сжиженных благородных газах: LUX [55], XENON1T [52] и PandaX-II [54].	36
1.7	Ограничения на спин-независимое взаимодействие, опубликованные EDELWEISS в 2000 году.	37
2.1	Схематическое представление установки EDELWEISS-I.	43
2.2	Схема EDELWEISS детекторов. Толщины Al электродов, аморфного слоя и NTD представлены не в масштабе.	45

2.3 Экспериментальный γ -спектр EDELWEISS-I в сравнении с результатами МК моделирования. (а) – Два экспериментальных набора данных 2003h (сплошная синяя линия) и 2003р (прерывистая красная линия). (б) – Сумма 2003р и 2003h (непрерывная черная линия), МК U/Th (прерывистая красная линия) и ^{60}Co (синяя линия). (с) Сумма 2003р и 2003h (непрерывная черная линия), модель влияния радона оставшегося в защите (верхний предел, красная линия). (д) Сумма 2003р и 2003h (непрерывная черная линия), МК U/Th в медной защите (прерывистая красная линия)	47
2.4 Отношение ионизационной энергии и энергии отдачи для EDELWEISS-I. Внизу показаны соответствующие энергетические спектры.	48
2.5 Пример событий с неполным сбором заряда в данных EDELWEISS-I (выделены красными точками). Сплошные синие и красные линии показывают ожидаемое среднее и полосу событий ядер и электронов отдачи (внизу и вверху, соответственно). Розовая пунктирная линия – порог регистрации. Синяя пунктирная линия – ограничивает снизу зону электронных отдач, за пределами которой не ожидалась регистрация электронных (γ -) событий.	50
2.6 Ожидаемый спектр ядер отдачи в EDELWEISS-I от горной породы (черная линия), ^{238}U в меди (красная линия) и в свинце (зеленая линия).	51

3.1 Слева: Схема детектора в разрезе. Для наглядности электроды приведены не в масштабе. Прототип детектора EDELWEISS массой 200 г, представляет собой цилиндр диаметром 48 мм и толщиной 20 мм. Напряжения на электродах (вольт): $V_a = -0,75$, $V_b = +2,0$, $V_c = +0,75$, $V_d = -2,0$, $V_g = +0,5$, и $V_h = -0,5$. Точечная линия разделяет зоны сбора заряда: (1) чувствительный объем; (2) охранный объем; (3) приповерхностный слой. Справа: увеличенная схема поля сверху от нижней поверхности детектора.	55
3.2 Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи в 200 г прототипе ID детектора при калибровках с ^{210}Pb , (a) – все события, (b) – после применения отбора поверхностных событий. Полное число событий в (a) 185000, из которых 50000 5,3 МэВ α и 11000 46 кэВ линия ^{210}Pb (γ), порядка 120000 β – событий на поверхности. После отбора, оставшиеся события это в основном линии в районе 10 кэВ от космогенных изотопов ^{68}Ge и ^{65}Zn . На нижнем рисунке зона ядерных отдач (90% CL) обозначена красными пунктирными линиями в районе ионизационного выхода $\sim 0,3$. Порог обозначен зеленой пунктирной линией.	57
3.3 Общая схема установки EDELWEISS-II.	59
3.4 Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных во время калибровки нейтронами. Обозначена зона ядер отдачи (90% CL).	60
3.5 Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных во время калибровок с ^{133}Ba . Зона ядер отдачи (90% CL) – красные линии.	61

3.6 Ионизационный выход в зависимости от энергии отдачи для событий, зарегистрированных в EDELWEISS-II для полной статистики $427 \text{ кг}\times\text{дней}$. Регион поиска WIMP определен от 20 до 200 кэВ. Кандидаты на события WIMP выделены красными точками. Зона ядер отдачи (90% CL) – красные линии.	62
3.7 Ограничение на сечение спин-независимого упругого рассеяния WIMP-нуклон от массы WIMP, полученное в EDELWEISS-II. Проведено сравнение с лучшими результатами на момент публикации ограничений EDELWEISS-II: CDMS [92], ZEPLIN [93] и XENON100 [94]. Закрашенная область соответствует 68% и 95% вероятности cMSSM (минимальной суперсимметричной стандартной модели) из [95].	64
3.8 Ограничение на неупругое рассеяние WIMP-нуклон (90% CL) для $\delta = 120$ кэВ. Также приведены актуальные на момент публикации результаты XENON10 [98], ZEPLIN-III [99] и CDMS [100]. Положительный результат DAMA (95%) [96] – закрашен светло серым.	65
3.9 Вверху: полная объединенная статистик двух экспериментов (черная линия), включающая данные CDMS (красная линия) и EDELWEISS (синяя линия). Средняя панель: события EDELWEISS. Нижняя панель: события CDMS.	66

3.10 Вверху: 90% верхний предел на спин-независимое взаимодействие WIMP-нуклон из результатов каждого эксперимента: CDMS [101] и EDELWEISS и из комбинированного анализа (черная линия). Данные других экспериментов приведены на дату публикации нашего результата: XENON 100 [94], XENON 10 [102], CRESST II [103] и ZEPLIN III [93] и пространство параметров SUSY из [104]. Внизу: выигрыш, достигнутый благодаря объединению результатов.	67
3.11 События, изображенные в координатах: тепловой сигнал (ось абсцисс) и ионизация (ось ординат), для 113 кг×дней данных поиска легких WIMP в EDELWEISS-II. Данные нейтронных калибровок изображены серыми точками. Сплошная (пунктирная) голубая линия представляет 95% область γ – отбора для детектора ID3 (ID401). Голубые точки – события в регионе поиска WIMP.	69
3.12 Ограничение на σ_{SI} (90% CL), полученное из данных EDELWEISS-II для области малых масс. Положительные сигналы CoGeNT [105], CRESST [106] и DAMA [107] показаны как закрашенные области. Приведены данные других экспериментов, актуальные на момент анализа.	70
4.1 Схема EDELWEISS-III, показывающая в центре криостат с детекторами, который окружен пассивной защитой из свинца и полиэтилена и активной μ -вето системой.	72
4.2 FID детектор массой 800-г с концентрическими электродами на всех поверхностях. Справа – детектор в оправке, в которой удерживается Тефлоновыми зажимами.	73
4.8 Считывание сигнала в EDELWEISS-III: фоновый канал (слева) и ионизационный (справа).	83

4.10 Полный путь данных в EDELWEISS-III. Данные с 36 детекторов поступают через аналоговый усилительный каскад, расположенный внутри 100-К экрана, и 72 ББ. Каждый ББ передает 12 Мбит/сек по оптоволокну наDAQ-крейт, который соединен через сервер с компьютером запуска и управления набором данных.	88
4.11 Схема организации обмена данными.	90
4.16 Пример отбора событий в чувствительном объеме (пунктирные фиолетовые линии). Слева: распределение событий в пространстве параметров (E_{fid} , E_{ion-a}). Отобранные события показаны голубыми точками. Справа: разброс энергий для вето электрода A , для событий в чувствительном объеме с энергией E_{fid} между 320 и 380 кэВ _{ee} . Пунктирные фиолетовые линии соответствуют 99% эффективности отбора событий в чувствительном объеме.	102
4.17 Пример выборки чувствительного объема (оранжевые линии) после оптимизации выборки с разбиением данных на часовые интервалы. События в чувствительном объеме представлены цветными точками, остальные – серыми. Зеленая и красная линии соответствуют выборкам для лучшего и худшего разрешения. Слева: отбор по E_{ion-a} для вето электрода A . Справа: отбор по разнице собранных зарядов E_{dif}	103
4.18 Пример определения чувствительного объема для детектора FID828. Показаны спектры для ионизационного и теплового каналов.	104
4.19 Ионизационный выход $Q(E_r)$ от энергии отдачи E_r для γ -калибровок с ^{133}Ba FID детекторов EDELWEISS-III. Из 937977 событий не одно не попало в область ядер отдачи.	106

4.21 Средняя эффективность триггера для одного из детекторов FID825.	109
4.22 Данные для поиска WIMP EDELWEISS-III. Цветные линии показывают положение различных фонов в зависимости от их ионизационного выхода. Сверху вниз: электронные отдачи от распадов трития, комптон, космогенные γ в чувствительном объеме (синяя линия), γ на поверхности (пунктирная синяя линия), ядерные отдачи (розовая линия), β на поверхности (пунктирная зеленая линия), ядра отдачи ^{206}Pb (пунктирная коричневая линия). События, только с тепловым сигналом (Heat-only) (красная линия). Контуру показывает ожидаемую область для WIMP с $m_\chi = 10$ ГэВ/с ²	110
4.23 Спектр тепловых событий без ионизации для детектора FID824. Для энергии ниже $E_{\text{heat}} \approx 1$ кэВee в данных доминирует тепловой шум. Эффективность триггера показана серой линией.	112
4.24 Энергетические спектры фононного (вверху) и ионизационного (внизу) каналов для одного из детекторов EDELWEISS-III, массой 800 г. Результат фитирования модели фона к данным показан оранжевой линией. Компоненты фона: эксклюзивно-фононные (heat-only) события - красная линия (доминируют для малых энергий в тепловом канале); Комптон - темно синяя линия; Тритиевый бета спектр - бирюзовая линия; Космогенные K и L-пики - голубая линия, β -события - зеленая линия; ядра отдачи Pb-206 - коричневая линия.	114

5.4 Ионизационный выход от энергии отдачи для событий от загрязнений ураном стальной структуры, поддерживающей криостат. На рисунке приведены области ядер и электронной отдачи (синие и зеленые линии, соответственно). Розовая кривая показывает порог 3 кэВ (EDELWEISS-II). Статистика соответствует $4,5 \times 10^4$ лет набора данных и активности урана в 5 мБк/кг.	126
5.5 МК спектр ядер отдачи в EDELWEISS-III для нейtronов от урана в новой внутренней полиэтиленовой защите для $2,6 \times 10^4$ лет набора данных.	128
5.6 Распределение ионизационной энергии в чувствительном объеме E_{fid} по отношению к тепловой энергии E_c на различных этапах отбора данных. а): физические события, произошедшие в чувствительном объеме. Красная и синяя линии – средний ионизационный выход для γ - и β - событий на поверхности детектора; б): отобраны электронный отдача в чувствительном объеме (черные точки). События не прошедшие отбор показаны серым. Более подробно в нашей статье [29].	130
5.7 Энергетический спектр для статистики 1853 детектор×дней. Единичные события показаны черным, совпадения красным. На вставке 499 детектор×дней для данных, которые удалось набрать с порогом от 0,8 кэВ.	131
5.8 Скорость счета (в отсчетах на кг×день) в пиках 8,98 кэВ (Zn) и 10,37 кэВ (Ge) и для трития (уменьшен в 4 раза для наглядности). Вертикальные линии – период не рассматриваемый для анализа ^{68}Ge (нейтронные калибровки были выполнены в период, соответствующий 108-112 дням.	133

- 6.1 Предполагаемые потоки аксионов в детекторах EDELWEISS:
Толстая сплошная черная линия соответствует сумме Комптона, тормозного излучения и аксио-РД. Красная линия: аксионы Примакова. Синяя линия: ^{57}Fe . Ширина этой линии, в основном определяется доплеровским уширением и составляет 5 эВ. Эффективные акционные связи, соответствующие представленным потокам: $g_{A\gamma} = 10^{-9} \text{ ГэВ}^{-1}$, $g_{Ae} = 10^{-11}$ и $g_{AN}^{\text{eff}} = 10^{-7}$ 139
- 6.2 Аксиоэлектрическое поперечное сечение для различных масс аксионов, вычисленное для германия и нормализованное с помощью $g_{Ae} = 1$. Ступеньки при 1,2 – 1,4 кэВ и 11,1 кэВ обусловлены энергиями связи электронных оболочек. 146
- 6.3 Слева: Спектр отдачи электронов с поправкой на эффективность в чувствительном объеме одного из болометров (ID3), в диапазоне энергий 2,5-100 кэВ. Видны низкоэнергетические линии от индуцированной радиоактивности и космогенной активации германия. Справа: Суммарный спектр, скорректированный на эффективность, для полной экспозиции в диапазоне 2,5 – 18 кэВ. Красная линия - модель фона $B(\tilde{E})$, используемая во всех анализах, кроме Примакова: гладкая комптоновская составляющая, линейно экстраполированная ниже 12 кэВ, вместе с космогенными линиями 10,37 кэВ и 8,98 кэВ. 148
- 6.4 Пример теоретического сигнала от аксионов Примакова в одном детекторе, в отсчетах на килограмм кэВ, для разрешения детектора 0,5 кэВ и $g_{A\gamma} = 10^{-8} \text{ ГэВ}^{-1}$ 150

6.5 Ограничение на связь $g_{A\gamma}$ от потока солнечных аксионов При- макова, полученного EDELWEISS-II (95% CL), по сравне- нию с другими экспериментами с кристаллами, такими как SOLAX [168], COSME [169], CDMS [170] и DAMA [171]. Также показано ограничение CAST [172], непрямое ограниче- ние из звезд горизонтальной ветви на диаграмме Герцшпрунга- Рассела [173]. Модель дана с $ E/N - 1,95 = 0,07$. Красная линия – $E/N=0$ (KSVZ модель).	152
6.6 Суммарный экспериментальный спектр EDELWEISS-II в рай- оне 14,4 кэВ.	153
6.7 Верхний предел (90 % CL) для $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}}$ как функции массы аксиона m_A , полученный из анализа данных EDELWEISS-II. . .	154
6.8 Скорректированный по эффективности энергетический спектр, вблизи от порога анализа. Отклик детектора для комптонов- ского, тормозного излучения, аксио-РД, акционного сигнала с нулевой массой при доверительном интервале (90%) представ- лен синей кривой, зеленая кривая показывает консервативную фоновую модель. Красная кривая: сигнал, наложенный на фо- новую модель.	155
6.9 Предел связи акцион-электрон в зависимости от m_A при усло- вии, что локальное гало темной материи нашей Галакти- ки полностью состоит из аксионов. Зеленый контур соотв- тствует возможной интерпретации годового сигнала модуляции DAMA [162], показаны актуальные на время анализа огра- ничения, установленные другими экспериментами с германием CoGeNT [174] и CDMS [170]. Пунктирная линия: косвенная оценка, полученная в результате измерения потока солнечных нейтрино [175].	157

6.10 Ограничения на g_{Ae} , в предположении DFSZ и KSVZ для g_{AN}^0 и g_{AN}^3 . Кривые рассчитаны с допущением $S = 0,5$ для элемента матрицы аксиального вектора с ароматом-синглетом в обеих моделях и $\cos^2 \beta_{\text{DFSZ}} = 1$ для модели DFSZ.	159
6.11 Ограничения EDELWEISS-II на g_{Ae} аксиона, как функция его массы m_A (красные линии). Также показаны сравнения с другими прямыми и косвенными данными актуальными на момент анализа: Derbin [176], XMASS [177], CoGeNT [174], CDMS [170], CUORE R&D [160], Derbin [178], Borexino [179], Solar neutrinos [175], Red giants [180]. Модели DFSZ и KSVZ представлены заштрихованной полосой.	160
6.12 Ограничение на аксион-электронную связь g_{Ae} , полученное в EDELWEISS-III из-за отсутствия наблюдения сигнала К-Т-РД. Зеленая полоса представляет ожидаемую чувствительность (2σ). Другие ограничения, актуальные на момент анализа, полученные в результате аналогичных поисков, показаны черным цветом ([181–183]). Синие линии показывают ограничения из косвенных данных по потоку солнечных нейтрино [184] и из наблюдения звезд [185].	162
6.13 Ограничения на $g_{Ae} \times g_{AN}^{\text{eff}}$ от массы аксиона, полученные из-за отсутствия наблюдения линии 14,4 кэВ в данных EDELWEISS-III. Зеленая полоса представляет ожидаемую чувствительность в размере 1σ . Также показаны ограничения из аналогичных поисков, актуальные на момент проведения анализа [182, 186, 187] и данные EDELWEISS-II.	163

6.14 Слева: Ограничения на параметры связи темной материи ALP с электронами g_{Ae} из EDELWEISS-III и других экспериментов по прямому поиску ([8, 181, 182, 186–190]). Справа: Ограничения на кинетическое смешивание κ темного фотона из прямых поисков, в том числе [8, 186, 188, 189, 191].	164
7.1 Нейтринный порог определяемый когерентным рассеянием нейтрино. Рисунок взят из [108].	167
7.2 Экспериментальная демонстрация внутреннего усиления фононного сигнала благодаря эффекту Неганова-Трофимова-Люка. Данные получены EDELWEISS в подземной лаборатории LSM. Слева: зависимость энергетического разрешения вблизи порога от напряжения на электрода. Справа: калибраторочный спектр с радиоактивным источником ^{133}Ba , полученный при разных напряжениях: сверху вниз 8, 20, 45 и 100 Вольт. По положению γ – пика 356 кэВ в спектрах явно видно значительное усиление фононного сигнала.	168
7.3 Фотография тестового детектора EDELWEISS-LT/Ricochet. . .	171

- 7.4 Слева: Усредненные по часам спектральные плотности мощности шума (PSD) (черные кривые), полоса пропускания сигнала детектора (черная пунктирная линия) и результирующие оптимальные передаточные функции фильтра (красные кривые) в зависимости от частоты за шесть дней сбора данных. 137 отдельных PSD и передаточных функций накладываются друг на друга. Справа: Пример импульса 200 эВ: неотфильтрованный необработанный импульс (серая сплошная линия) и результат оптимального фильтра (красная сплошная линия). Уровень срабатывания в 3σ показан синей пунктирной линией. Результат процедуры фитирования импульса с $\chi^2/ndf = 1,03$ показан в виде черной пунктирной линии. 171
- 7.5 Слева: Распределение энергии событий между 5 и 8 кэВ в зависимости от времени. 5,90 и 6,49 кэВ – линии рентгеновского излучения K_α и K_β , соответственно, Mn, из распада ^{55}Fe . Данные были скорректированы с учетом измеренной временной эволюции коэффициента усиления детектора, показанной красной линией и соответствующей правой y-оси графика. Справа: Базовое разрешение по тепловой энергии (среднеквадратичное значение) в эВ в зависимости от времени. Серые точки - это значения, полученные в результате подгонки к распределениям энергии при выборе шумового события, а черные квадраты - это значения, полученные из соотношения PSD сигнала и шума. Соответствующие частоты срабатывания в Гц показаны красными точками. Каждая точка данных соответствует одному часу. Серая заштрихованная область на обеих панелях соответствует интервалу слепого набора данных. 173

- 7.6 Энергетический спектр, полученный с прототипом детектора EDELWEISS-LT в наземной лаборатории в ходе слепого набора данных. Узкие калибровочные линии от источника ^{55}Fe при 5,90 кэВ и 6,49 кэВ хорошо видны в спектре. Данные нормализованы в событиях на килограмм в день и на кэВ, шаг составляет 10 эВ. На вставке показан спектр от 40 эВ до 200 эВ (черные точки), а также энергетический спектр, наблюдавшийся в смоделированных шумовых потоках после всех выборок (красные точки). Синие квадраты - это разница между двумя спектрами. 175
- 7.7 Сравнение энергетического спектра (слепые данные) с фоновой моделью (получена на открытых данных). Также показаны спектры для трех исключенных сигналов WIMP. Слева: Стандартные спектры для упругого рассеяния для WIMP с массами $0,7 \text{ ГэВ/с}^2$ (красный), 2 ГэВ/с^2 (синий) и 10 ГэВ/с^2 (зеленый). Справа: Спектры с учетом эффекта Мигдала, которые исключены для WIMP с массами $0,05 \text{ ГэВ/с}^2$ (пурпурный), $0,1 \text{ ГэВ/с}^2$ (голубой) и $1,0 \text{ ГэВ/с}^2$ (желтый). 175

- 7.8 Ограничение для спин-независимого взаимодействия между частицей ТМ и нуклоном в зависимости от массы частицы, полученной с прототипом детектора EDELWEISS-LT в лаборатории на поверхности. Толстая красная линия соответствует результату стандартного анализа WIMP. Соответствующий красный контур получен из анализа SIMP с учетом прохождения потока частиц ТМ через материалы над детектором. Толстая пунктирная линия и соответствующий красный контур получены в результате анализа с учетом эффекта Мигдала. Эти результаты сравниваются с результатами других экспериментов (показаны пунктирными линиями). Заштрихованные контуры соответствуют SIMP-анализам CRESST2017 [201, 203, 204] (синий контур), XQC [205, 206] (серый контур с непрерывными линиями) и СМВ [207] (серый контур с пунктирной линией). 176
- 7.9 Ограничения (90% C.L.) на сечения спин-зависимых взаимодействий, предполагая, что темная материя взаимодействует только с нейтронами (левая панель) и протонами (правая панель). Толстые красные линии и контуры соответствуют нашим данным с учетом эффектов экранирования Земли и эффекта Мигдала (пунктирная линия), который имеет отношение только к нейтронной связи. Эти результаты сравниваются с результатами других экспериментов, показанные сплошными линиями: LUX [211] (фиолетовый), XENON1T [212] (зеленый), PICO-60-II [58] (коричневый), CDMSLite [202] (розовый), и PANDAX-II [213] (голубой). Заштрихованные контуры соответствуют SIMP из XQC [205, 206, 208] (черная линия), RRS [208], СМВ [207] (серый контур со штриховкой). 178

7.10 Левая панель: Энергетический спектр, записанный в фононном канале с внутренним усилением ЭНТЛ при напряжениях 66 и 70 В после ^{71}Ge -активации детектора. Правая панель: Отклик детектора на N_{pair} = от 1 до 10 электронно-дырочных пар, полученный путем вставки в потоки данных соответствующим образом уменьшенных событий, записанных из К-линии ^{71}Ge . Эти смоделированные события проходят ту же процедуру триггера, восстановления и селекции, что и для реальных данных. 181

7.11 Слева: Энергетический спектр событий, выбранных для поиска ТМ (черный). Толстая синяя (оранжевая) гистограмма представляет собой сигналы для частицы ТМ с массой 10 (0,5) МэВ/с² и $F_{DM} \propto 1/q^2$, исключенные с 90% С.Л. Соответствующие регионы интересов, используемые для установки верхних пределов, показаны в виде заштрихованных интервалов с использованием того же цветового кода. Гистограммы с тонкими линиями того же цвета представляют индивидуальные вклады от 1 до 5 электронно-дырочных пар. Справа: Спектры суммарной энергии фононов (соответствующие энергии в кэВ_{ee} с поправкой на коэффициент усиления ЭНТЛ $1+V/3$), записанные в том же детекторе при 15 и 78 В. 182

7.12 Верхний предел на сечения для рассеяния частиц ТМ на электронах (90% С.Л.), предполагающий наличие тяжелого (вверху) или легкого (средняя панель) медиатора. Внизу: верхний предел кинетического смешивания κ темного фотона. Результаты наших исследований показаны в виде красной линии. Также показаны ограничения из других экспериментов [56, 57, 221–225]. 183

Список таблиц

2.1	Результаты измерения содержания радиоактивных примесей в некоторых материалах EDELWEISS-I. Статистические ошибки – 1σ , пределы даны с 90% C.L.	45
2.2	Длина проникновения для разных частиц в Cu, Ge и Pb. Для γ соответствует 90 % потерь. Для электронов – глубина на которой он оставит 90 % своей энергии.	49
3.1	Энергии событий в области ядер отдачи (поиска WIMP).	67
4.1	Энергетические переменные. Разрешения приводятся как FWHM.	96
4.2	Средние FWHM разрешения и энергетические пороги для событий из набора данных поиска WIMP в EDELWEISS-III. Определения $FWHM_{fid}$, $FWHM_i$ и $FWHM_c$ даны в таблице 4.1.	100
4.3	Чувствительный объем в % для 22 FID детекторов EDELWEISS-III.	105
4.4	Информация о лучших детекторах EDELWEISS-III, отобранных для поиска WIMP. Все энергии в $\text{keV}_{ee,fid}$	109
4.5	Ожидаемые скорости счета от различных фонов для детектора FID824 и всех детекторов.	113
5.1	Уровень радиоактивности материалов EDELWEISS-II. Все уровни загрязнений были получены при помощи γ –спектрометрических измерений в LSM, за исключением ^{238}U и ^{232}Th в свинце и стали, полученные масс-спектрометрией, и ^{238}U и ^{232}Th в полиэтилене, измеренные нейтрон-активационным анализом. Указанная общая радиоактивность камеры растворения основана на измерениях ее индивидуальных компонентов.	121

5.2	Вклады в скорость счета, событий/кг/день, полученные на основе моделирования.	123
5.3	Число фоновых нейтронных событий в EDELWEISS-II [5]. Столбец “Материал” относится к материалу в каждом источнике, который вносит наибольший вклад в нейтронный счет. Столбец “Состав” дает химический состав источника. Выход нейтронов (столбцы 4 и 5) дает число нейтронов в секунду на 1 грамм материала для 1 ppb концентраций U и Th. Выборки, используемые в эксперименте, были применены и для модели.	125
5.4	Радиоактивность материалов EDELWEISS-III. Последние два столбца дают ожидаемый общий фон в единицах событие/кг/день для интервала энергий 20-200 кэВ и нейтронный фон для 1 года набора данных с 24 кг Ge. Приводится материал компонента, дающий наибольший вклад в фон.	127
5.5	Таблица изотопов, распадающихся электронным захватом с периодом полураспада $T_{1/2} > 10$ дней (из [128]), для $21 \leq Z \leq 33$. Энергии связи взяты из [129], для L - показаны только те, что использовались для фитирования спектра на вставке рисунка 5.7.	129
5.6	Экспериментальные скорости счета в каждом из детекторов для изучаемых изотопов ($\frac{dN}{dt}$) в единицах распадов/кг/день.	132

5.7 Скорость наработки изотопов в единицах $\text{кг}^{-1} \times \text{день}^{-1}$ в ^{nat}Ge , определенная из анализа данных EDELWEISS-III. Проведено сравнение с предыдущими оценками и измерениями [131], [130], [132], [133] и [134]. Оценки в нашей работе выполнены с ACTIVIA, используя полуэмпирические базы данных сечений [135–138] (a) и MENDL-2P базы данных сечений (b) [139]. Верхний предел на ^3H поставленный IGEX (E) дан вместе в вычислениями [130]. (I) и (II) относятся к GEANT4 и ACTIVIA вычислениям в [132]. Два последних столбца из модельных оценок [140] и экспериментальных данных (Exp.) из [134].	135
6.1 Ограничения на взаимодействия с аксионом, полученные EDELWEISS-II (90% CL). 14,4: 14,4 кэВ солнечные аксионы, ТМ: аксионы темной материи, К-Т-РД: Комптон-тормозное излучение-аксио-РД, Пр.: эффект Примакова. Приведенные значения соответствуют $m_A = 0$, за исключение ТМ, где $m_A = 12,5 \text{ кэВ}/c^2$	158
6.2 Ограничения на возможные массы аксионов, полученные из ограничений EDELWEISS-II в рамках двух эталонных моделей, KSVZ и DFSZ. К-Т-РД: Комптон-тормозное излучение-аксио-РД, Пр.: эффект Примакова.	159