

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

Реферат

Возможности проверки модели скрытой массы в эксперименте Darkside

Студент группы М20-115

Д. С. Голубков

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

1	Скрытая масса	2
2	Кандидаты на скрытую массу	3
2.1	Нейтрино	3
2.2	Аксионы	3
2.3	WIMP	4
2.4	Суперсимметрия	5
3	Поиски частиц скрытой массы	6
3.1	Косвенная регистрация	7
3.2	Прямая регистрация	7
4	Darkside	11
4.1	Эксперимент Darkside-20k	12
4.2	Физический охват	14
4.3	Чувствительность DarkSide-20k к WIMP	15
	Список использованных источников	18

1. СКРЫТАЯ МАССА

Астрономические наблюдения последних десятилетий определенно свидетельствуют в пользу того, что, помимо наблюдаемой, во Вселенной имеется значительное количество материи, которая не наблюдается иначе, как через гравитационное взаимодействие. Известно, что только 5% массы Вселенной составляет обычная барионная материя, описываемая текущей стандартной моделью. Большая часть содержимого Вселенной находится в форме энергии вакуума, называемой Скрытой энергией, ответственной за ускорение расширения Вселенной, и в форме невидимой материи, называемой Скрытой массой. Это одна из самых интригующих проблем фундаментального естествознания конца XX столетия, и от результата ее решения в значительной степени будет зависеть научная картина мира в предстоящем будущем.

Присутствие Скрытой массы наблюдается по создаваемым ею гравитационным эффектам. Наиболее убедительными экспериментальными фактами существования Скрытой массы, полученными из космических наблюдений, являются: обнаружение гравитационного линзирования далеких галактик скоплениями галактик, расположенными перед ними и результаты измерения скоростей слоёв гало, для звезд в спиральных галактиках.

В зависимости от класса предполагаемых частиц Скрытой массы, можно ожидать, что гравитационное взаимодействие будет для этих частиц не единственным. Поскольку отсутствует чёткое понимание свойств Скрытой массы, ввиду множества интерпретаций, во всех исследовательских работах, как правило, заранее оговаривается рассматриваемый класс частиц служащий кандидатом на роль Скрытой массы. Самые распространённые кандидаты на роль таких частиц: аксионы, легчайшие суперсимметричные частицы - нейтралино, реликтовые чёрные дыры, частицы Калуцы-Клейна.

2. КАНДИДАТЫ НА СКРЫТУЮ МАССУ

2.1. НЕЙТРИНО

Поскольку эксперименты с осцилляциями нейтрино показали, что нейтрино Стандартной модели (СМ) имеют массу [1], эти частицы стали серьезными кандидатами, поскольку известно, что они существуют. К сожалению, наблюдение анизотропии реликтового излучения ясно показывает, что полного вклада нейтрино недостаточно для объяснения скрытой массы [2]. Более того, чрезмерное количество релятивистских нейтрино (горячая скрытая масса) означало бы иную крупномасштабную структуру, чем та, которую мы знаем в настоящее время, поскольку в эпоху образования галактик избыток первичных нейтрино размыл бы структуру в малых масштабах. Исследования формирования крупномасштабных структур подтверждают точку зрения, согласно которой преобладающей частью скрытой массы является холодная скрытая масса (CDM) [3]. Однако стерильные нейтрино (гипотетические нейтрино с правой спиральностью) с массой в кэВ могут составлять всю скрытую массу.

2.2. АКСИОНЫ

Решение проблемы отсутствия сильного CP-нарушения было предложено путем реализации новых псевдоскалярных частиц помимо Стандартной модели, называемых аксионами. Аксионы рассматриваются как потенциальные кандидаты в CDM, потому что они слабо взаимодействуют с обычным веществом. Таких частиц пока не обнаружено, а астрофизические и лабораторные эксперименты ограничивают массу аксиона в 10^{-6} — 10^{-3} эВ.

2.3. WIMP

Наиболее перспективными кандидатами на роль холодной скрытой массы являются так называемые слабовзаимодействующие массивные частицы (WIMP): их массы должны находиться в диапазоне от 1 ГэВ до нескольких ТэВ. Такие частицы взаимодействуют с обычным веществом через слабое взаимодействие и гравитацию. Эта категория частиц производится термически, тогда как аксион скрытой массы производится нетепловыми процессами. В начале существования Вселенной, когда температура Вселенной была выше, чем масса этих частиц (χ), имело место тепловое равновесие, приводящее к созданию χ и аннигиляции её античастицы $\bar{\chi}$ с той же частотой. В тепловом равновесии плотность n_χ^{eq} частицы χ задается уравнением [4]

$$n_\chi^{eq} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int f(p) d^3p \quad (2.1)$$

где g - число степеней свободы, а $f(p)$ - распределение Бозе-Эйнштейна или Ферми-Дирака. Поскольку в начале Вселенной $T \gg m_\chi$, зависимость плотности частиц χ от температуры равна $n_\chi^{eq} \sim T^3$. Во время расширения Вселенной температура постоянно снижалась, достигнув более низкого уровня, чем температура массы частицы χ . Во время этой фазы равновесная численность падала экспоненциально, поскольку скорость реакции аннигиляции стала ниже скорости расширения Вселенной.

Плотность WIMP n_χ частиц χ во время эволюции описывается уравнением Больцмана [5]

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma v \rangle [(n_\chi)^2 - (n_\chi^{eq})^2] \quad (2.2)$$

где H - постоянная Хаббла, а $\langle \sigma v \rangle$ - среднее тепловое значение полного сечения аннигиляции, умноженное на относительную скорость. Второй член слева соответствует расширению Вселенной. Справа первый член в скобках относится к аннигиляции, а второй член соответствует созданию WIMP.

2.4. СУПЕРСИММЕТРИЯ

Модель суперсимметрии (SUSY) является расширением СМ, которая позволяет объединить три фундаментальные силы – слабое взаимодействие, сильное взаимодействие и электромагнетизм – а также обеспечивает симметрию между бозоном и фермионом. В простейшей модели суперсимметрии, называемой стандартной моделью минимальной суперсимметрии (MSSM), каждая элементарная частица из СМ имеет суперпартнера, чей спин отличается на полуцелое число. Нарушенная суперсимметрия, включенная в MSSM, позволяет частицам быть тяжелее, чем их соответствующие частицы в СМ, и объясняет причину, по которой суперпартнер еще не обнаружен.

Наиболее подходящим кандидатом на роль слабовзаимодействующей массивной частицы является легчайшая суперсимметричная частица (LSP), которой может быть нейтралино, линейная комбинация суперпартнеров Z бозона (зино), фотона (фотино) и нейтрального хиггса (хиггсино). Если R -четность сохраняется, LSP будет стабильной, и все частицы в конечном итоге распадутся на LSP, что делает нейтралино хорошим кандидатом на скрытую массу [6]. R -четность - это квантовое число, которое определяется следующим образом

$$R = (-1)^{3B+L+2s} \quad (2.3)$$

где B - барионное число, L - лептонное число, s - спин. Частицы СМ имеют $R = 1$, а их суперпартнеры $R = -1$.

Другие расширения СМ, кроме SUSY, также содержат кандидаты в WIMP, такие как теория Калуцы-Клейна (КК), сочетающая электромагнетизм и гравитацию в пятимерном пространстве-времени [7]. В этой теории накладывается четность КК (сохранение импульса по дополнительному измерению), ведущая к самой легкой частице КК, которая является жизнеспособным кандидатом в скрытую массу. Диапазон массы такой частицы составляет от сотен ГэВ до нескольких ТэВ.

3. ПОИСКИ ЧАСТИЦ СКРЫТОЙ МАССЫ

Гипотезу о частицах скрытой массы можно проверить с помощью трех процессов: образования на ускорителях частиц, косвенно путем поиска сигналов от продуктов аннигиляции или непосредственно путем рассеяния на ядрах-мишенях. На рисунке 3.1 показано схематическое изображение возможных взаимодействий скрытой массы с частицей P обычной материи. В то время как аннигиляция частиц скрытой массы может дать пары частиц стандартной модели, столкновение электронов или протонов на коллайдерах может привести к образованию пар частиц скрытой массы.

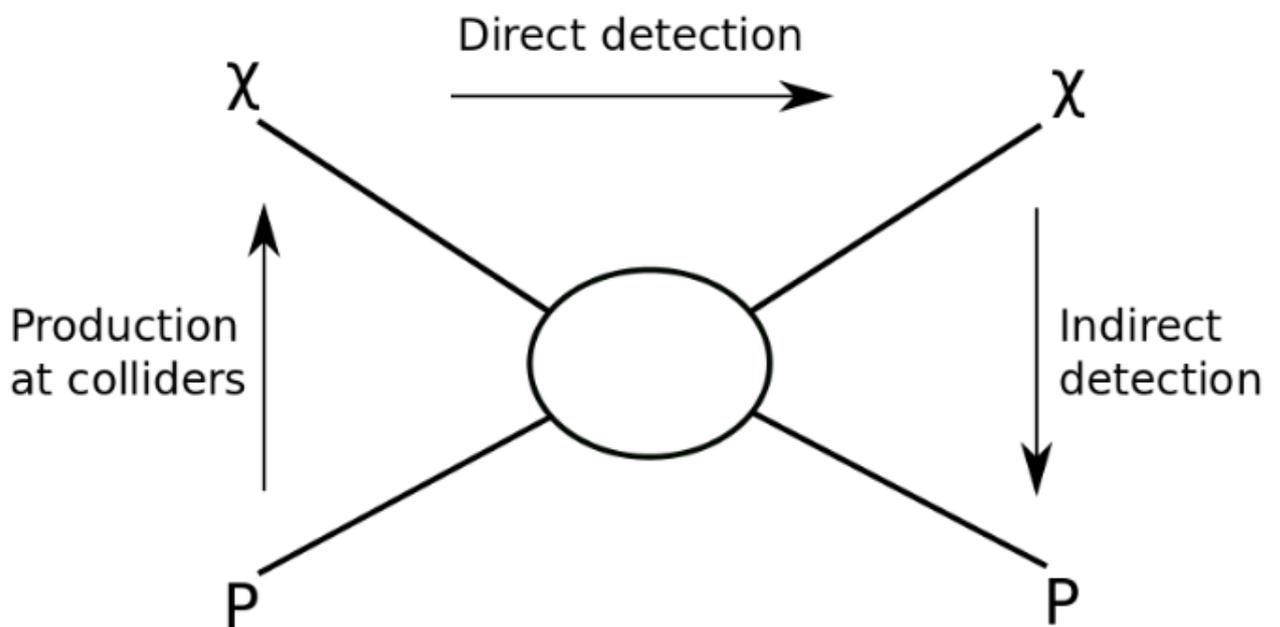


Рисунок 3.1 — Схема, показывающая возможные каналы обнаружения скрытой массы

3.1. КОСВЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

Косвенная регистрация основана на обнаружении частиц высоких энергий, таких как нейтрино, позитроны, антипротоны и гамма-лучи, производимые аннигиляцией WIMP. Косвенные сигналы от аннигиляции WIMP зависят от продуктов аннигиляции, квадрата плотности скрытой массы и эффектов их распространения. Обычно на обнаружение сигналов от аннигиляции WIMP направлены три типа экспериментов:

- Через спутник для обнаружения первичных заряженных космических лучей.
- Эксперименты на космическом телескопе для обнаружения регистрации гамма-излучения.
- Нейтринные телескопы. Поток нейтрино может быть усилен аннигиляцией вимпов, захваченных в центре Земли.

3.2. ПРЯМАЯ РЕГИСТРАЦИЯ

Согласно наблюдению кривых вращения галактик, WIMP должны существовать и в нашей галактике. Следовательно, должна быть возможность обнаружить их «напрямую» с помощью наземных детекторов, если Земля пролетает через ореол скрытой массы в нашей галактике. Относительная скорость наземного детектора приблизительно равна:

$$v_D(t) = V_S + V_E \cos \psi \cos[\omega(t - t_0)] \quad (3.1)$$

где скорость Солнца вокруг галактики $V_S = 230$ км/с, орбита Земли в Солнечной системе $V_E = 30$ км/с, ω - угловая скорость Земли, ψ - наклон земной орбиты относительно движения в ореоле, где момент времени наибольшей относительной скорости Земли к ореолу обозначается t_0 . Модуляция v_D приводит к ежегодной модуляции ожидаемой скорости рассеяния около 3% [8] [9].

WIMP чрезвычайно трудно обнаружить, поскольку они взаимодействуют только через слабые ядерные силы и гравитацию. Однако эти нейтральные частицы могут быть обнаружены через вторичные продукты

упругого рассеяния на ядре, приводящего к ядерной отдаче. Во многих экспериментах используются разные мишени для проверки зависимости A^2 в спин-независимом сечении ($A^2 \sim \sigma$) из-за когерентной природы взаимодействия. В этом случае масса WIMP связана с массой мишени, тогда как для спин-зависимого взаимодействия масса связана со спином нуклонов. Ожидаемый дифференциальный энергетический спектр ядерной отдачи безсигнатурен и дается формулой [10]

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (3.2)$$

где R - частота событий на единицу массы, E_R - энергия отдачи ядра, E_0 - наиболее вероятная энергия WIMP, а R_0 - общая ожидаемая частота. Кинематический фактор r определяется как $r = 4m_\phi m_N / (M_\phi + M_N)^2$, где M_ϕ и M_N являются массой WIMP и массой ядра-мишени соответственно.

Из-за такой низкой скорости взаимодействия, которая составляет, примерно, 15 событий/(100кг·год) в Ar при пороге 30 кэВ [11], успешный детектор для прямого обнаружения скрытой массы должен удовлетворять некоторым требованиям:

- Высокое энергетическое разрешение и низкий энергетический порог (10 кэВ) для обнаружения ядерной отдачи.
- Большая масса мишени и / или длительное время экспозиции.
- Хорошая дискриминация отдачи электронов и ядер в интересующем диапазоне энергий для обнаружения WIMP (0–100 кэВ).
- Низкий фон частиц, в основном из-за лучей и распадов, вызывающих отдачу электронов.

Эти фоны происходят от разных источников, таких как: радиоактивные изотопы в окружающем материале, материалах детектора и самой мишени. Детекторы расположены в глубоких подземных лабораториях для уменьшения индуцированных мюонами нейтронов, космических лучей, вызывающих ядерную отдачу, неотличимую от сигнала WIMP. Обычно общая частота фоновых событий для выполнения прямого обнаружения WIMP составляет около 0,1–1 событий/(кэВ·кг·день).

Во время столкновения между WIMP и ядром-мишенью выделяемая энергия может передаваться посредством трех типов возбуждений: фоно-

нов (выделяющих тепло), ионизирующих (генерирующих заряд) и сцинтилляционных (генерирующих свет). В зависимости от материалов детектора, некоторые эксперименты измеряют один или даже два из этих процессов одновременно, особенно для того, чтобы отличить отдачу ядер от отдачи электронов. Первым методом, использованным для прямого поиска скрытой массы и для установления первых ограничений, были полупроводниковые детекторы ионизации, использующие Ge и Si высокой чистоты [12]. Ge и Si также используются для создания болометров, позволяющих одновременно измерять сигнал ионизации и фоновый сигнал. В рамках поиска WIMP наиболее популярным методом для одновременного измерения двух процессов является технология жидких благородных газов, таких как ксенон, аргон и неон. Эти материальные среды обладают хорошими внутренними свойствами: большой массой, высокой эффективностью ионизации и сцинтилляции, дискриминатором формы импульса (в LAr), самозащитными детекторами и высокой радиочистотой. Существуют различные методы прямого обнаружения, которые можно классифицировать следующим образом:

- Тепловой: использование термометров для обнаружение фононов, калориметрический подход.
- Тепловой/ионизационный: измерение одновременно сигнала ионизации и фоновый сигнал.
- Тепловой/сцинтилляционный: измерение одновременно сцинтилляции и фоновый сигнал.
- Ионизация: детекторы для регистрации ионизаций с самым низким порогом шума.
- Сцинтилляция: регистрация сцинтилляций.
- Сцинтилляция/ионизация: в ходе нескольких экспериментов были разработаны детекторы с двухфазной проекционной камерой (TPC), улавливающие заряд и свет с помощью сжиженного благородного газа.

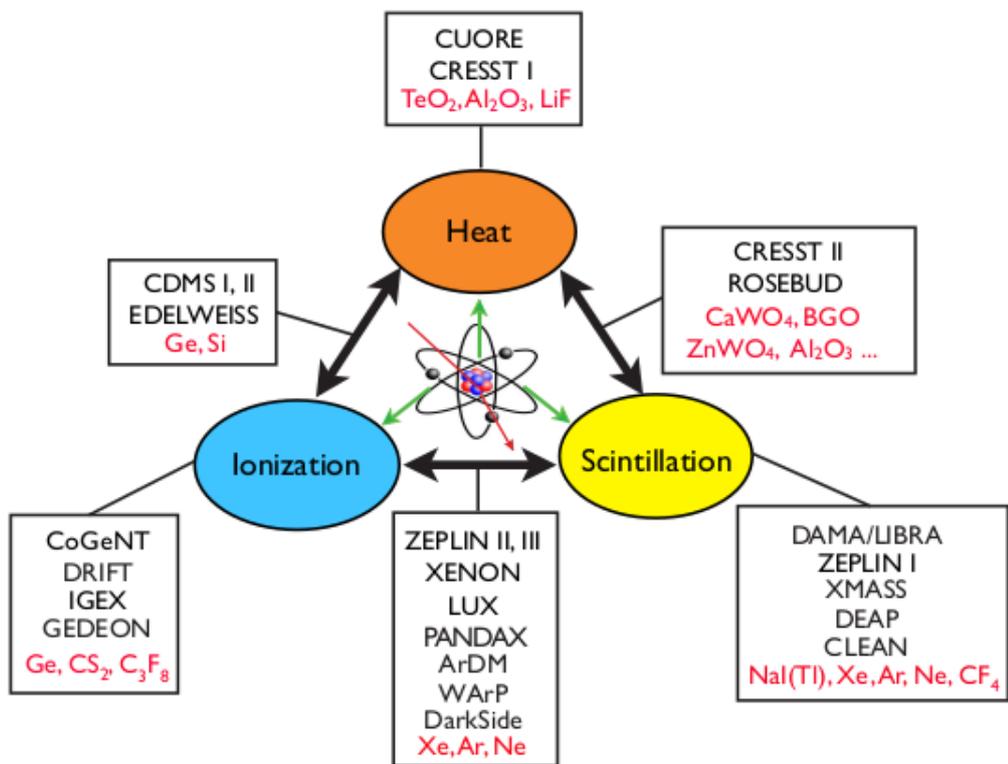


Рисунок 3.2 — Методы, используемые в прошлых, настоящих и будущих детекторах прямой регистрации скрытой массы

4. DARKSIDE

Предпочтительным кандидатом на роль скрытой массы является реликтовая популяция слабо взаимодействующих массивных частиц (WIMP), произошедшая в результате Большого взрыва. В принципе, они могут быть обнаружены по их столкновениям с обычными ядрами в мишени, оснащенной измерительными приборами, что приводит к отдаче ядер с низкой энергией (<100 кэВ) [13]. Для таких частиц ожидаются очень низкая частота взаимодействия, исходя из модели их образования и существующих ограничений. Для обнаружения WIMP могут потребоваться мишени массой 0,1-10 тонн, а сверхнизкий фон должен быть достигнут за счет комбинации мер подавления. К ним относятся подавление космических лучей путем размещения экспериментов глубоко под землей, выбор материалов с низким уровнем радиоактивности и оборудование, которое может отклонять остаточный радиоактивный фон в пользу желаемых событий ядерной отдачи.

Мотивация к прямым поискам WIMP чрезвычайно сильна, особенно для высоких (выше нескольких сотен ГэВ/ c^2) масс, которые будут вне досягаемости ЛНС, и области низких поперечных сечений (от 10^{-45} см² до 10^{-47} см²), что соответствует Н-опосредованному рассеянию [14]. Чтобы обнаружить природу частиц скрытой массы, для прямого и косвенного обнаружения важно иметь высокий уровень чувствительности.

Взаимодополняемость между стратегиями прямого и косвенного поиска будет играть важную роль в открытии скрытой массы. Для поисков с прямым обнаружением возможность проведения экспериментов, способных работать в режиме без фона, будет иметь решающее значение для возможного открытия скрытой массы.

В этом духе четыре ведущих в мире проекта по скрытой массе с аргоном (ArDM в LSC, DarkSide-50 в LNGS, DEAP-3600 в SNOlab и MiniCLEAN в SNOlab) договорились об объединении усилий для выполнения единой программы по прямому исследованию скрытой массы в жидком аргоне в

рамках проекта DarkSide-20k.

4.1. ЭКСПЕРИМЕНТ DARKSIDE-20K

Детектор представляет собой двухфазную временную проекционную камеру (TPC) с активной массой жидкого аргона 50 тонн. В качестве ми-

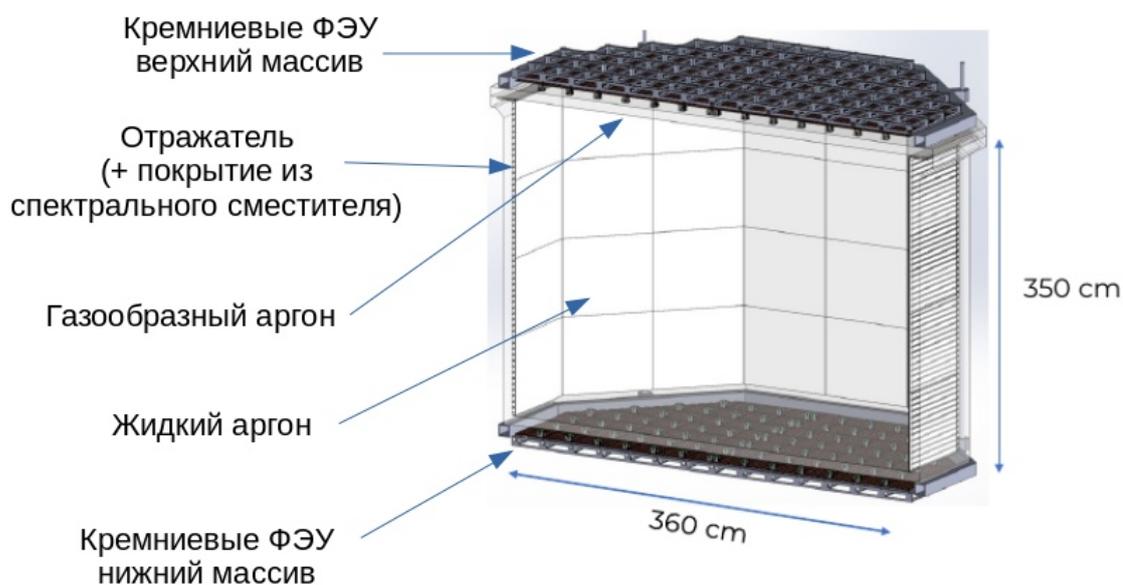


Рисунок 4.1 — Конструкция детектора

шени используется подземный аргон, в котором отсутствует изотоп ^{39}Ar , для значительного снижения радиоактивного фона. Внутренний детектор содержит активный объем LAr, который просматривается массивами кремниевых фотоумножителей (ФЭУ) сверху и снизу. Внутренние поверхности активного объема покрыты напыленной в вакууме тонкой пленкой из тетрафенилбутадиена (TPB), сдвигающего длину волны (WLS), который смещает первичную УФ-сцинтилляцию (S1) 128 нм в свет, видимый ФЭУ.

Для обнаружения ионизации DarkSide использует двухфазную конфигурацию TPC, которая содержит небольшую область газообразного аргона над большей областью жидкого аргона. Равномерное электрическое поле создается «полевой сеткой», состоящей из катодной плоскости, формирующих поле колец и вытяжной сетки. Это однородное поле перемещает

ионизационные электроны вверх к поверхности жидкости. Там коллинеарное электрическое поле извлекает электроны в газовую фазу, где они производят вторичные сцинтилляционные фотоны (S2) с помощью процесса, называемого «электролюминесценцией» (EL). Результирующие вторичные фотоны регистрируются кремниевыми ФЭУ как задержанное совпадение относительно первичного сцинтилляционного сигнала.

Подавление фона достигается за счет полного использования богатого информационного содержания объединенных сигналов ионизации и сцинтилляции, доступных от двухфазных ТРС. LAr ТРС позволяет точно

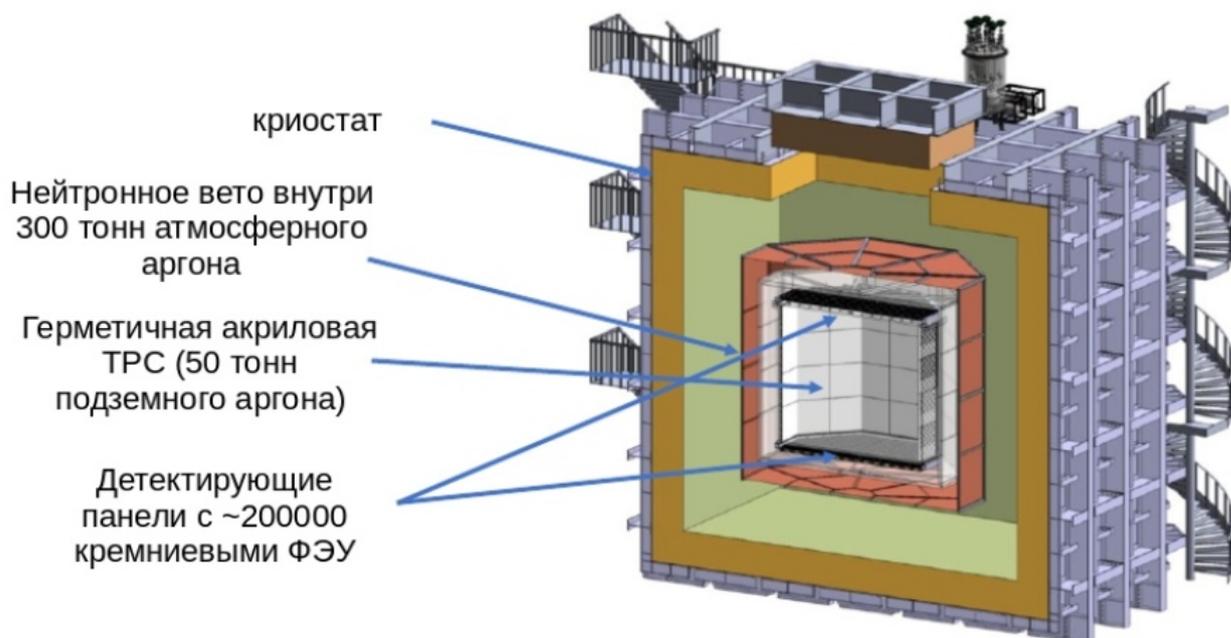


Рисунок 4.2 — Конструкция эксперимента Darkside-20k

локализовать события в трех координатах. Поскольку диффузия во время длительного дрейфа в плотных благородных жидкостях незначительна, время задержки (дрейфа) между сигналами S1 и S2 точно определяет вертикальное положение каждого события с точностью до миллиметра. Распределение света по матрице верхнего фотодетектора дает горизонтальное положение с точностью до сантиметра.

ТРС расположена внутри криостата из нержавеющей стали, заполненного атмосферным аргоном и окружена нейтронным вето для уменьшения уровня нейтронно-индуцированного фона.

4.2. ФИЗИЧЕСКИЙ ОХВАТ

Способность идентифицировать, измерять и отсекалть фон в конечном итоге будет определять чувствительность прямого поиска скрытой массы. DarkSide-20k предназначен для поиска частиц скрытой массы с большой массой (от десятков ГэВ/ c^2 до сотен ТэВ/ c^2) с экспозицией 100 тонн·год. DarkSide-20k будет искать WIMP в широком диапазоне энергий от 30 кэВ_{nr} до 200 кэВ_{nr} . На рис. 4.3 показаны энергетические спектры ядерной отдачи для WIMP, взаимодействующих с ядрами аргона, для различных масс от 100 ГэВ до 100 ТэВ. Резко падающая частота с увеличением энергии

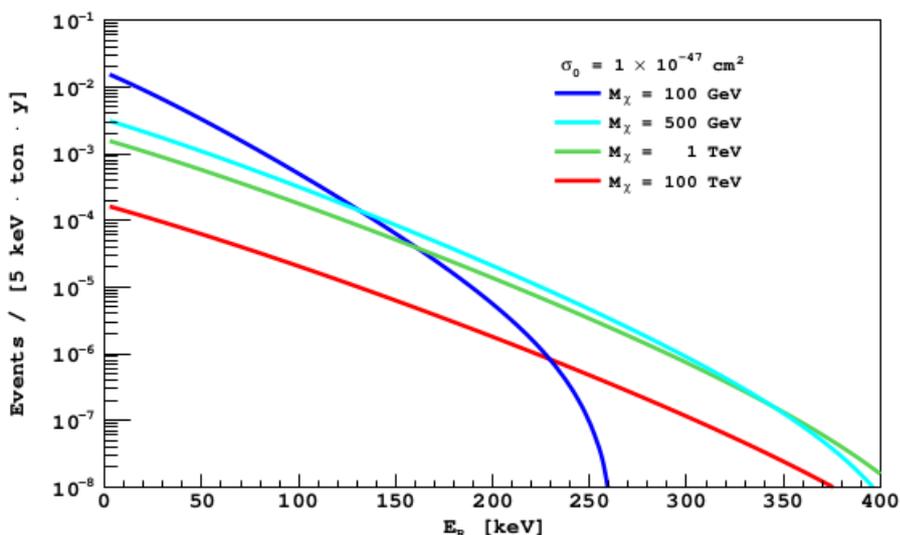


Рисунок 4.3 — Спектры ядерной отдачи WIMP в LAr

отдачи означает, что более низкий порог энергии может значительно повысить чувствительность обнаружения WIMP, пока детектор все еще работает с очень низким и хорошо изученным фоном. Работа DarkSide-20k в инструментальном безфоновом режиме возможна благодаря его выдающейся мощности подавления β/γ -фона с использованием алгоритмов отбора по форме импульса (PSD) и подавлению нейтронно-индуцированной ядерной отдачи путем идентификации множественных рассеивателей благодаря внутреннему пространственному разрешению LAr TPC и системе двух активных вето, аналогичные тем, которые используются в DarkSide-50.

На основе методов подавления фона, разработанных и продемонстри-

рованных с помощью DarkSide-50, предлагаемый эксперимент DarkSide-20k будет в состоянии возглавить исследование диапазона масс WIMP более $100 \text{ ГэВ}/c^2$, особенно при приближении к массам $1 \text{ ТэВ}/c^2$ и выше, с самой высокой чувствительностью среди других экспериментов.

Система вложенных детекторов DarkSide-20k предназначена для эффективного отбрасывания фонов: ядерные отдачи, вызванные радиогенными и космогенными нейтронами, отдачи электронов от гамма-лучей и радиоактивных примесей в LAr, и фоны от дочерних радоновых продуктов на поверхности детекторов.

DarkSide-20k - это эксперимент, разработанный для достижения наивысшей чувствительности к скрытой массе WIMP в области больших масс поперечного сечения WIMP-нуклонов по сравнению с пространством параметров масс WIMP.

4.3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ DARKSIDE-20K К WIMP

Успех эксперимента зависит не только от подавления фона, но и от высокой эффективности регистрации событий ядерной отдачи (NR) от WIMP. Область принятия WIMP поставлена так, чтобы утечка электронов отдачи (ER) составляла менее 0.005 событий/(бин 5-PE) (PE-photoelectron).

Чтобы определить ожидаемую область принятия для DarkSide-20k, было смоделировано 1.5×10^6 NRs в диапазоне от 1 кэВ_{nr} до 200 кэВ_{nr} . При моделировании учитывалось влияние измеренного квенчинг-фактора ядер отдачи в аргоне, о котором сообщалось в [15], что соответствует теоретическому предсказанию [16]. С этим квенчинг-фактором вышеуказанный NR ROI соответствует интервалу энергии от $< 1 \text{ кэВ}_{ee}$ до 50 кэВ_{ee} (в PE) для β 's. Дополнительно было смоделировано 3.5×10^6 ^{39}Ar β -распадов в диапазоне энергий от 7 кэВ_{ee} до 50 кэВ_{ee} . Количество смоделированных ER соответствует 1% ожидаемого числа распадов ^{39}Ar в ROI WIMP с 100 тонн·год экспозицией с использованием UAr. Моделирование было выполнено с использованием оптических параметров, таких как показатель преломления и отражательной способности различных поверхностей, которые

были настроены с данными DarkSide-50. Световыходы β 's и NR были скорректированы с учетом положения внутри LAr TPC на основе карты световыхода, полученной с помощью моделирования ^{83m}Kr . Средний световой выход, предсказанный для DarkSide-20k в этом исследовании, составлял 10 PE/кэВ для β/γ 's в нулевом поле, что соответствует 9 PE/кэВ в поле 200 В/см.

Затем определяли различие между β/γ и NR, используя PSD LAr. В DarkSide-50 использовался параметр дискриминации f_{90} (основной параметр PSD для распознавания электронной и ядерной отдачи в DarkSide-50), но из-за большего размера DarkSide-20k и большего среднего расстояния, на которое свет должен пройти, прежде чем достигнуть фотодатчиков, f_{90} может быть не оптимальным распределением, поэтому эффективность PSD DarkSide-20k моделировалась с использованием четырех различных параметров: f_{90} , f_{120} , f_{150} и f_{200} , определяемых как доля сцинтилляционного света, собранного в первые 90 нс, 120 нс, 150 нс и 200 нс соответственно.

Большой смоделированный образец ER, все еще недостаточен для определения контура среза PSD для полной экспозиции. Для проектирования контура аналитическая модель трех параметров PSD была подогнана к смоделированному образцу и использована для экстраполяции к требуемому подавлению фона. Для всех трех параметров область допуска NR была определена требованием, чтобы она содержала утечку менее 0.005 событий/(5-PE bin) ER (общий фон ER затем суммируется до <0.1 событий в области поиска WIMP), экстраполируя до полной статистики ^{39}Ar событий, ожидаемых в DarkSide-20k. Область принятия была дополнительно ограничена снизу контуром эффективности обнаружения 90% для NR. Для каждого из четырех рассматриваемых параметров дискриминации область принятия NR, определенная с помощью процедуры, подробно описанной выше, преобразуется в функцию энергии и показана на рисунке 4.4. Сравнение явно свидетельствует в пользу f_{200} . Дальнейшее удлинение окна, предназначенного для подсчета быстрых фотоэлектронов сверх 200 нс f_{200} , не дает никакого преимущества. Полученный эквивалентный коэффициент уменьшения для распадов ^{39}Ar внутри DarkSide-20k оказался $> 3 \times 10^9$, что более чем достаточно для поддержания работы без фона более чем 200 тонн·год.

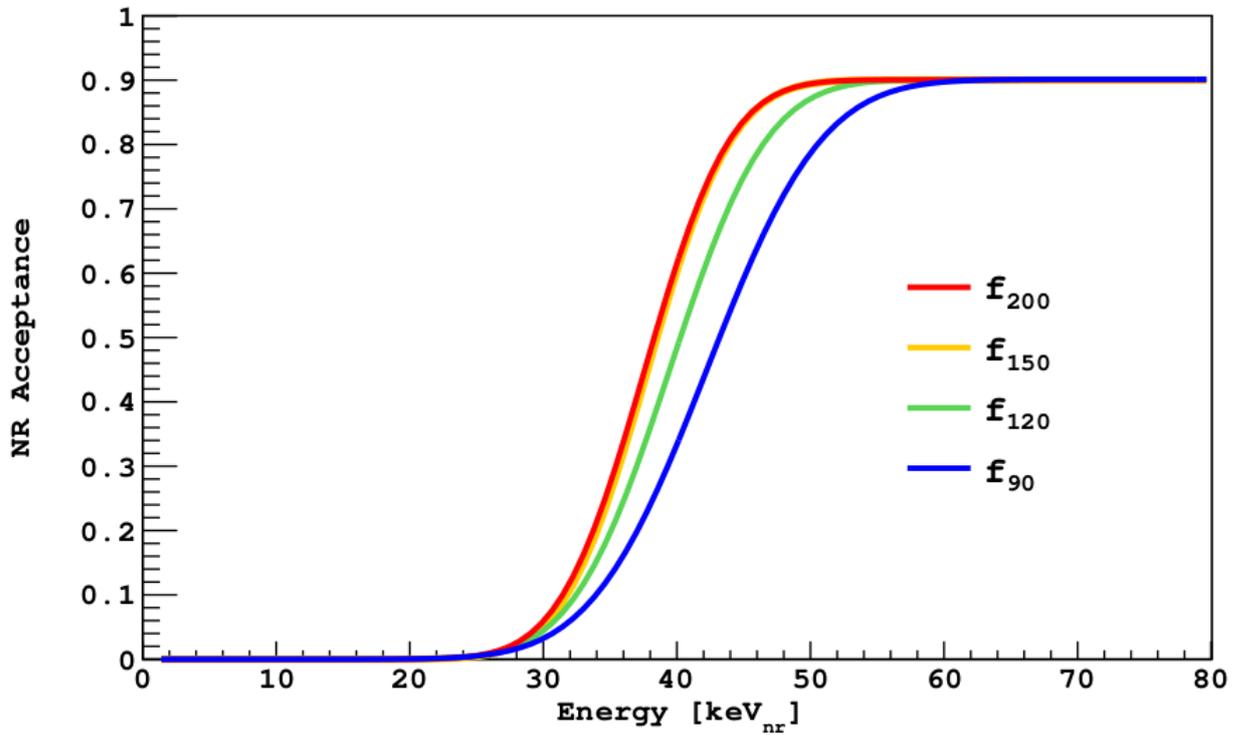


Рисунок 4.4 — Сравнение областей принятия ядер отдачи для f_{90} , f_{150} и f_{200} .

Полоса пропускания на рис. 4.4 используется для оценки чувствительности DarkSide-20k к отдаче WIMP. При наиболее эффективном параметре, f_{200} , достигается прогнозируемая чувствительность $1.2 \times 10^{-47} \text{ см}^2$ для массы WIMP $1 \text{ ТэВ}/c^2$ ($1.1 \times 10^{-46} \text{ см}^2$ для $10 \text{ ТэВ}/c^2$). DarkSide-20k может также продлить срок службы до десяти лет, увеличив экспозицию до 200 тонн·год, достигнув чувствительности $7.4 \times 10^{-48} \text{ см}^2$ ($6.9 \times 10^{-47} \text{ см}^2$) для WIMP $1 \text{ ТэВ}/c^2$ ($10 \text{ ТэВ}/c^2$) масс. DarkSide-20k будет способен обеспечить наивысшую чувствительность для частиц скрытой массы больших масс из всех экспериментов, которые в настоящее время «запланированы», что выходит за пределы досягаемости экспериментов двухфазных ТРС с жидким ксеноном.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande's First 300 Days / Y. Fukuda [и др.] // Physical Review Letters. — 1998. — Т. 81, № 6. — С. 1158—1162. — ISSN 1079-7114.
2. Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // Physics Reports. — 2005. — Т. 405, № 5/6. — С. 279—390. — ISSN 0370-1573.
3. Dodelson S., Gates E. I., Turner M. S. Cold Dark Matter // Science. — 1996. — Т. 274, № 5284. — С. 69—75. — ISSN 1095-9203.
4. Jungman G., Kamionkowski M., Griest K. Supersymmetric dark matter // Physics Reports. — 1996. — Т. 267, № 5/6. — С. 195—373. — ISSN 0370-1573.
5. Kolb E. W., Turner M. S. The Early Universe: Frontiers in Physics // Perseus Books. — 1989.
6. MARTIN S. P. A SUPERSYMMETRY PRIMER // Advanced Series on Directions in High Energy Physics. — 1998. — С. 1—98. — ISSN 1793-1339.
7. Servant G., Tait T. M. Is the lightest Kaluza–Klein particle a viable dark matter candidate? // Nuclear Physics B. — 2003. — Т. 650, № 1/2. — С. 391—419. — ISSN 0550-3213.
8. Direct detection of exothermic dark matter with light mediator / C.-Q. Geng [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2016. — Т. 2016, № 08. — С. 009—009.
9. Spergel. Motion of the Earth and the detection of weakly interacting massive particles. // Physical review. D, Particles and fields. — 1988. — Т. 37 6. — С. 1353—1355.

10. *Lewin J., Smith P.* Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil // *Astroparticle Physics*. — 1996. — Т. 6, № 1. — С. 87–112. — ISSN 0927-6505.
11. *Chepel V., Araújo H.* Liquid noble gas detectors for low energy particle physics // *Journal of Instrumentation*. — 2013. — Т. 8, № 04. — R04001–R04001.
12. Limits on cold dark matter candidates from an ultralow background germanium spectrometer / S. Ahlen [и др.] // *Physics Letters B*. — 1987. — Т. 195, № 4. — С. 603–608. — ISSN 0370-2693.
13. *Faber S. M., Gallagher J. S.* Masses and Mass-To-Light Ratios of Galaxies // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. — 1979. — Т. 17, № 1. — С. 135–187. — eprint: <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.17.090179.001031>.
14. *Kuflik E., Pierce A., Zurek K. M.* Light neutralinos with large scattering cross sections in the minimal supersymmetric standard model // *Phys. Rev. D*. — 2010. — Т. 81, вып. 11. — С. 111701.
15. Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon / H. Cao [и др.] // *Phys. Rev. D*. — 2015. — Т. 91, вып. 9. — С. 092007.
16. A model of nuclear recoil scintillation efficiency in noble liquids / D.-M. Mei [и др.] // *Astroparticle Physics*. — 2008. — Т. 30, № 1. — С. 12–17. — ISSN 0927-6505.