

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»

УДК 524.88, 539.12, 539.123

На правах рукописи

КИСЕЛЕВ КИРИЛЛ КЛАУДИОВИЧ

**ПОИСК БОЗОННОЙ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ НЕЙТРИННЫМ
ДЕТЕКТОРОМ IDREAM НА КАЛИНИНСКОЙ АТОМНОЙ
ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерные физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ПОИСК БОЗОННОЙ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ НЕЙТРИННЫМ
ДЕТЕКТОРОМ IDREAM НА КАЛИНИНСКОЙ АТОМНОЙ
ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ**

Студент

_____ К. К. Киселев

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Рецензент,

д.ф.-м.н.

_____ О. Ю. Смирнов

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

Рук. учеб. прог.,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Тёмная материя	4
«Тёмные бозоны». Современное состояние исследований	5
Детектор iDREAM	9
1 Расчёт ожидаемого сигнала от ТБ в детекторе iDREAM	11
1.1 Спектр γ -квантов в АЗ реактора ВВЭР-1000	11
1.2 Ожидаемый сигнал в детекторе iDREAM	15
2 Анализ экспериментальных данных детектора iDREAM	21
2.1 Критерии отбора событий	21
2.2 Период сбора данных. Статистика	21
2.3 Оценка погрешностей	22
2.4 Оценка чувствительности детектора iDREAM к тёмным бозонам	24
2.5 Ограничения на константу g_X	24
3 Заключение	30
Список использованных источников	32

ВВЕДЕНИЕ

ТЁМНАЯ МАТЕРИЯ

Тёмная материя (ТМ, иначе называемая «скрытая масса») является нерешённой загадкой физики и темой научных обсуждений уже почти на протяжении столетия, начиная с работы Ф. Цвикки (1933) о движениях галактик в кластерах [1]. Другими важными результатами являются наблюдение кривых вращения галактик [2], гравитационного линзирования [3; 4] и исследование космологических параметров Вселенной по анизотропии реликтового излучения [5]. Согласно последним, скрытой массы во Вселенной примерно в 5 раз больше, чем обычной (барионной) материи: $\Omega_b = 0.0493$, $\Omega_{DM} = 0.265$ [6], причём большая часть скрытой массы является «холодной» — нерелятивистской на момент выхода из равновесия с остальной Вселенной, если такое равновесие когда-либо существовало.

Физика частиц, астрофизика и космология изобилуют кандидатами на роль тёмной материи:

- WIMP — слабовзаимодействующие массивные частицы [7; 8];
- аксионы [9] и аксионо-подобные частицы (АПЧ) [10];
- дополнительные бозоны Хиггса [11], скалярная тёмная материя [12];
- тёмные фотоны [13];
- MOND — модифицированная теория гравитации [14];
- скрытая масса как проявление дополнительных пространственных измерений [15];
- первичные чёрные дыры [16], МАСНО — массивные астрофизические объекты гало [17].

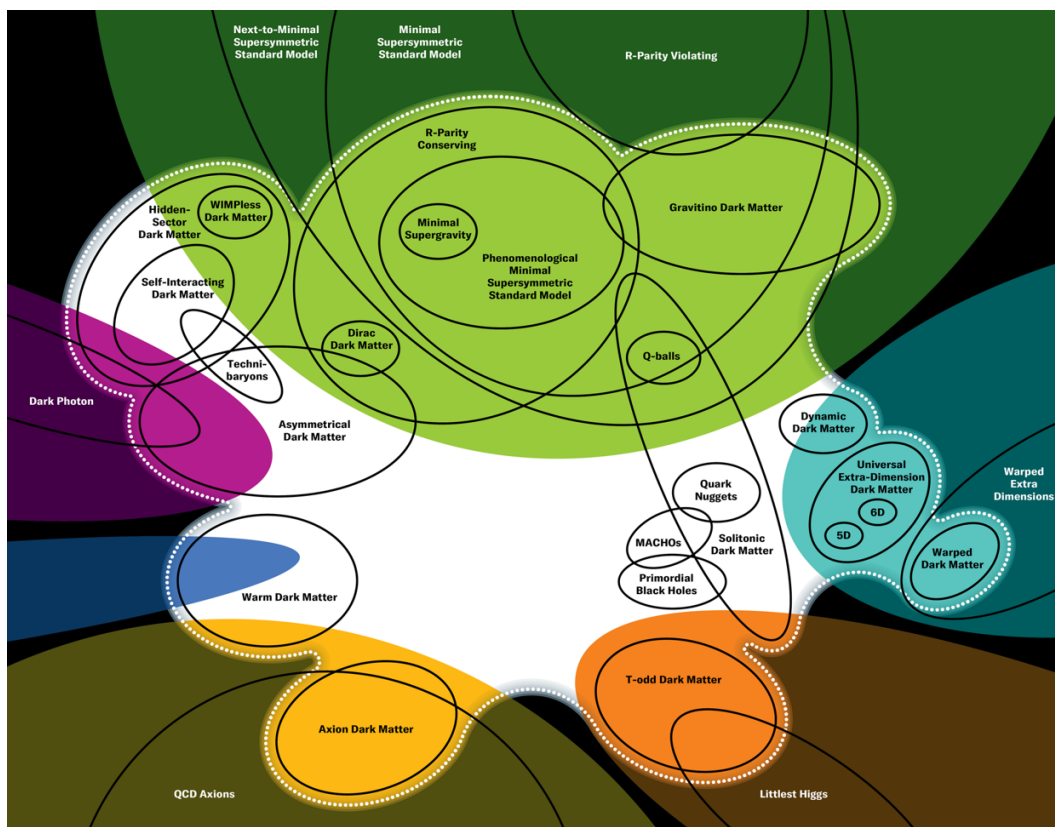


Рисунок 1 — Кандидаты на роль тёмной материи [18]

«ТЁМНЫЕ БОЗОНЫ». СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ

На протяжении последних десятилетий основным и самым «популярным» кандидатом на роль скрытой массы являлись WIMP. К сожалению, к настоящему времени целый ряд экспериментов, направленных на поиск проявлений тёмной материи в виде массивных слабо-взаимодействующих частиц, не привел к их обнаружению [19]. Полученные в экспериментах ограничения на сечение взаимодействия WIMP с нуклонами указывают на чрезвычайно малое, если оно вообще есть, взаимодействие [20; 21]. В этой связи, возрастает роль экспериментальных поисков ТМ в рамках других ее моделей. В частности, широко рассматривается скрытый сектор частиц и взаимодействий, постулируется существование нового бозона («тёмного бозона», ТБ) — возможного переносчика скрытого взаимодействия, — который может обеспечить «мост» между частицами Стандартной Модели (СМ) и скрытого сектора [22–24] (рисунок 2).

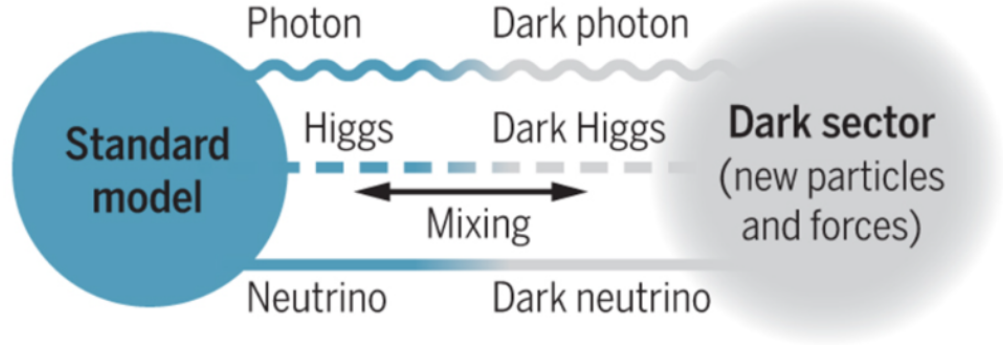


Рисунок 2 — Стандартная Модель и её возможное взаимодействие со скрытым сектором [25]

Основные вопросы скрытого сектора частиц и взаимодействий широко рассматривались в работах [26–30]. В концепции бозонной ТМ обычно рассматриваются векторные (тёмный фотон) и (псевдо)скалярные (аксион, аксионоподобные частицы, легкие бозоны Хиггса и др.) частицы. На массу ТБ как единственной составляющей ТМ существуют сильные ограничения [31]. Если же ТБ составляет только часть ТМ, тогда разрешенная область значений параметров значительно расширяется.

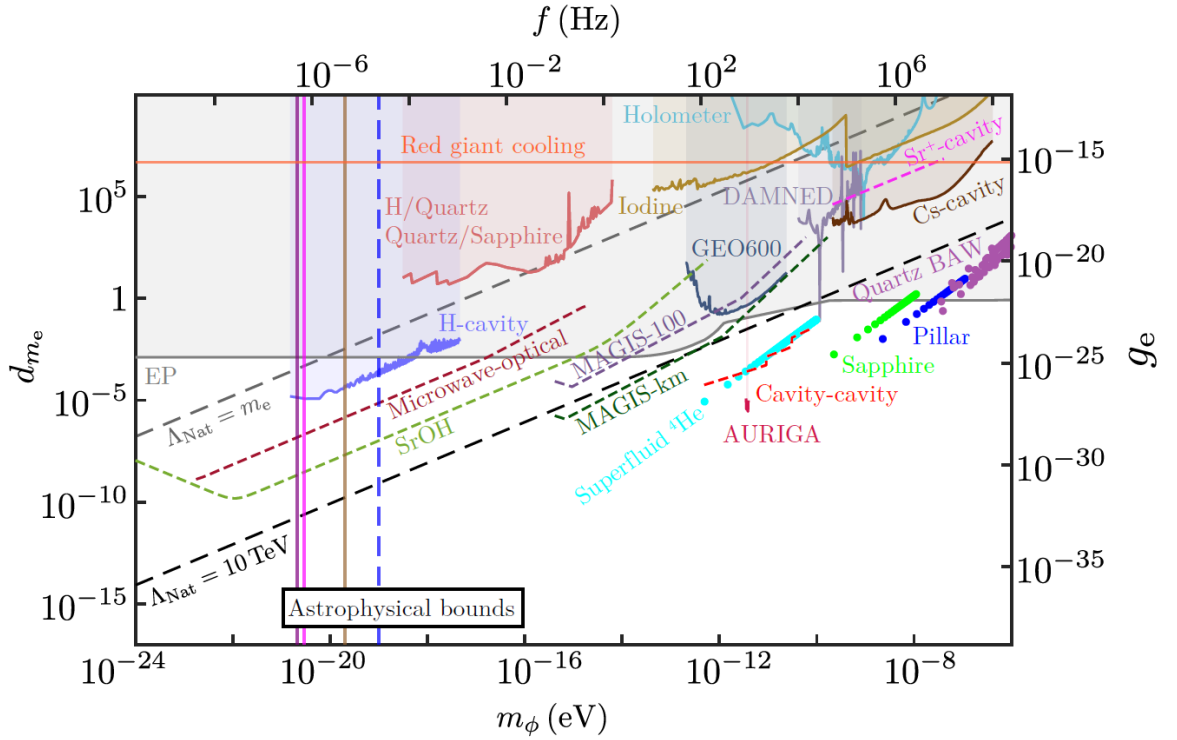


Рисунок 3 — Ограничения на скалярный ТБ, полученные из предположения его возможного взаимодействия с электроном СМ с константой взаимодействия g_e [31]

Экспериментальный поиск (псевдо)скалярных ТБ ведется в широком диапазоне их масс, охватывающем более 30 порядков величины и, как правило, ограниченным сверху $m_X \leq 2m_e$, где m_e – масса электрона. Эксперименты включают поиск влияния ТБ на поглощение света в межгалактической среде [32], исследования эволюции звёздных скоплений как следствия флуктуации плотности бозонной ТМ [33], изучение потери энергии звёздами за счёт испускания ТБ [34], измерение вызванных взаимодействием материи с ТБ осцилляций физических констант с помощью атомных часов [35], поиск переходов ТБ в фотоны в неоднородном электромагнитном поле [36] и др. Результаты многих экспериментов по поиску ТБ зависят от локальной плотности ТМ и поэтому являются модельно-зависимыми. Вместе с тем, темные бозоны могут образовываться в процессах с участием γ -квантов в активной зоне (АЗ) ядерных реакторов. Это делает возможным проведение поисковых, модельно-независимых исследований ТБ в реакторных нейтринных экспериментах.

В данной работе предполагается, что ТБ слабо взаимодействует с заряженными токами СМ. Такое взаимодействие для скалярных и псевдоскалярных частиц описывается юкавовскими слагаемыми в лагранжиане [37]:

$$\mathcal{L} \supset -g_X \bar{\psi} \psi X, \quad (1)$$

$$\mathcal{L} \supset -g_X \bar{\psi} \gamma^5 \psi X, \quad (2)$$

где X – поле, описывающее ТБ, g_X – константа взаимодействия ТБ с заряженными лептонами СМ, ψ – поле заряженного фермиона (электрона) СМ. Подобная формулировка модели обеспечивает применимость получаемых далее результатов к любой теории, где возникают слагаемые такого вида.

Тёмные фотоны (ТФ) — разновидность тёмных бозонов, которая характеризуется векторной природой описывающего её поля. Сверхлегкий ТФ с массой $10^{-15} \lesssim m_X \lesssim 10^{-3}$ эВ и константой $g_X \lesssim 10^{-14}$ может полностью объяснить феномен ТМ [38] (рис. 4). Однако зачастую модели ТФ рассматриваются как составляющие более широкой модели скрытого сектора, в которых ТФ выступает в роли переносчика нового взаимодействия и не вносит заметного вклада в наблюдаемую плотность ТМ.

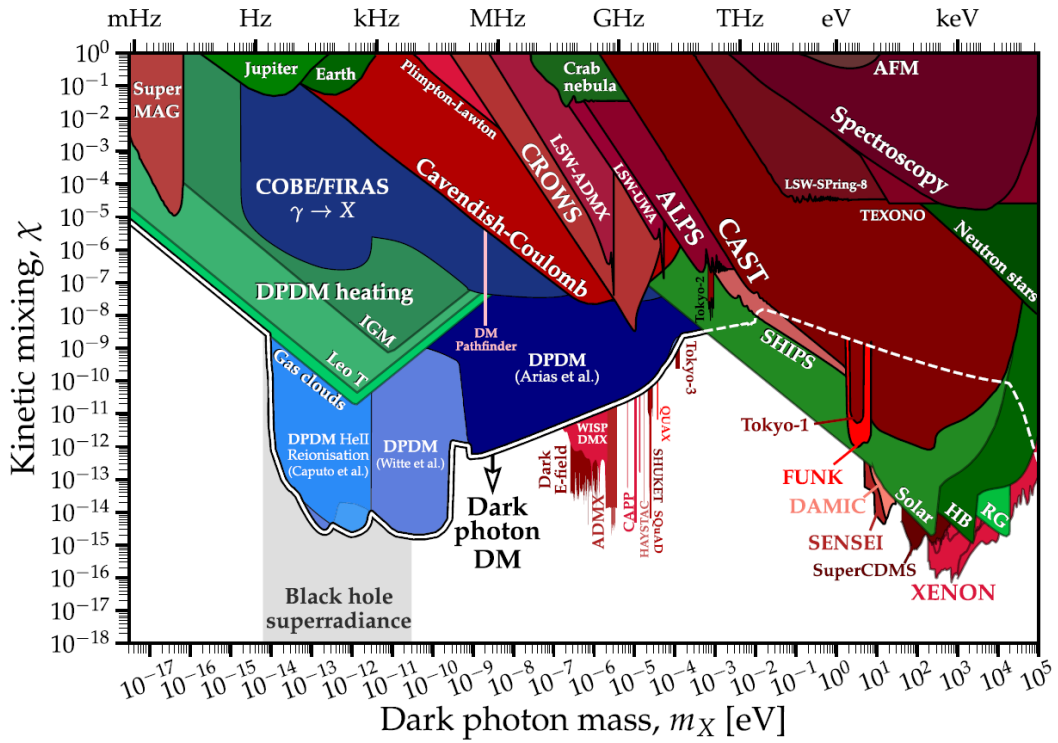


Рисунок 4 — Ограничения на параметры модели ТФ из космологии и лабораторных экспериментов [39]

Взаимодействие ТФ с частицами СМ возникает как следствие наиболее общей записи лагранжиана двух $U(1)$ групп калибровочной симметрии [38]:

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{4}F_{(a)\mu\nu}F_{(a)}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{(b)\mu\nu}F_{(b)}^{\mu\nu} - \frac{\epsilon}{2}F_{(a)\mu\nu}F_{(b)}^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_{(b)\mu} + e'J_\mu^{\prime}A_{(a)}^\mu \quad (3)$$

Калибровочные бозоны $A_{(b)}^\mu$ группы $U(1)_b$ взаимодействуют только с токами СМ с константой взаимодействия e , а калибровочные бозоны $A_{(a)}^\mu$ группы $U(1)_a$ — только с токами скрытого сектора J'_μ с константой e' . Общность этой записи заключается во включении слагаемого кинетического смешивания между тензорами $F_{(a)}^{\mu\nu}$ и $F_{(b)}^{\mu\nu}$ калибровочных полей двух групп, пропорционального ϵ , называемой постоянной кинетического смешивания.

В СМ у фотонов нет слагаемых такого вида, поэтому к полям $A_{(a)}^\mu$ и $A_{(b)}^\mu$ в лагранжиане применяют линейное преобразование, и переходят к новым полям A^μ и X^μ — фотону СМ и тёмному фотону. В базисе таких полей слагаемое кинематического смешивания исчезает, однако появляется взаимодействие тёмного фотона с заряженными частицами СМ:

$$\mathcal{L} \supset -g_X \bar{\psi} \gamma^\mu \psi X_\mu, \quad (4)$$

где $g_X = \frac{e\epsilon}{\sqrt{1-\epsilon^2}} \approx e\epsilon$ — константа взаимодействия тёмного фотона с заряженными лептонами СМ.

Как и в случае (псевдо)скалярных ТБ, эксперименты по поиску ТФ охватывают широкий диапазон его масс $m_X \sim 10^{-21} \div 10^{11}$ эВ и происходят с привлечением большого разнообразия методик (рисунок 4). Эксперименты включают поиск ТФ от Солнца [40–42], поиск осцилляций фотон $\leftrightarrow$ темный фотон [43; 44], исследования влияния ТФ на нейтринные осцилляции [45; 46], изучение индуцированного ТФ фотоэффекта [47] и др.

Взаимодействие ТФ с частицами СМ (формула 4) по своему виду похоже на рассмотренное ранее взаимодействие (псевдо)скалярных ТБ с частицами СМ (см. формулы 1, 2), поэтому поиск ТФ может быть также произведён на реакторных нейтринных экспериментах. Среди них первые результаты по поиску ТФ были представлены в работе [48] на основе опубликованных данных детекторов NEOS и TEXONO, размещенных на промышленных реакторах. Необходимо отметить, что в этой работе для потока γ -квантов в АЗ использовались данные исследовательского реактора FRJ-1 с топливным составом, отличным от состава промышленных реактора, поэтому полученные результаты являются скорее оценочными. В [49] полученные результаты были пересмотрены: было показано, что для векторных ТБ необходимость учета осцилляций тёмный фотон $\leftrightarrow$ фотон СМ приводит к значительной потере чувствительности к ним детекторов реакторных антинейтрино, особенно в области малых масс ТФ $m_X \lesssim 10$ эВ. В данной работе осцилляции ТФ не рассматриваются, тем не менее в области масс $10 \text{ эВ} \lesssim m_X \lesssim 1 \text{ МэВ}$ получаемые результаты можно сравнить с ограничениями NEOS и TEXONO.

ДЕТЕКТОР IDREAM

Нейтринный детектор iDREAM (industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring) расположен на удалении 19.5 м от центра АЗ реактора ВВЭР-1000 ($P_{th} = 3000 \text{ МВт}$) энергоблока № 3 КАЭС. Детектор предназначен для мониторинга состояния и мощности реактора по потоку антинейтрино из активной зоны.

Схематическое изображение детектора приведено на рис. 5. Детектор представляет собой два concentрических бака из нержавеющей стали, накрытые общей герметичной крышкой. Акриловая мембрана разделяет внутренний бак на две части. Верхняя часть (буфер) заполнена линейным алкилбензолом (ЛАБ), а нижняя (мишень для нейтрино) – гадолинизированным жидким органическим сцинтиллятором на основе ЛАБ (Gd-ЖОС). Общая масса Gd-ЖОС 1 т. Мишень просматривают 16 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), расположенных на крышке внутреннего бака. Пространство между внутренним и внешним баками заполнено ЖОС без Gd, просматривается 12 ФЭУ и играет роль гамма-кетчера, а также пассивной защиты мишени от внешней фоновой радиоактивности. Подробное описание детектора приведено в [50].

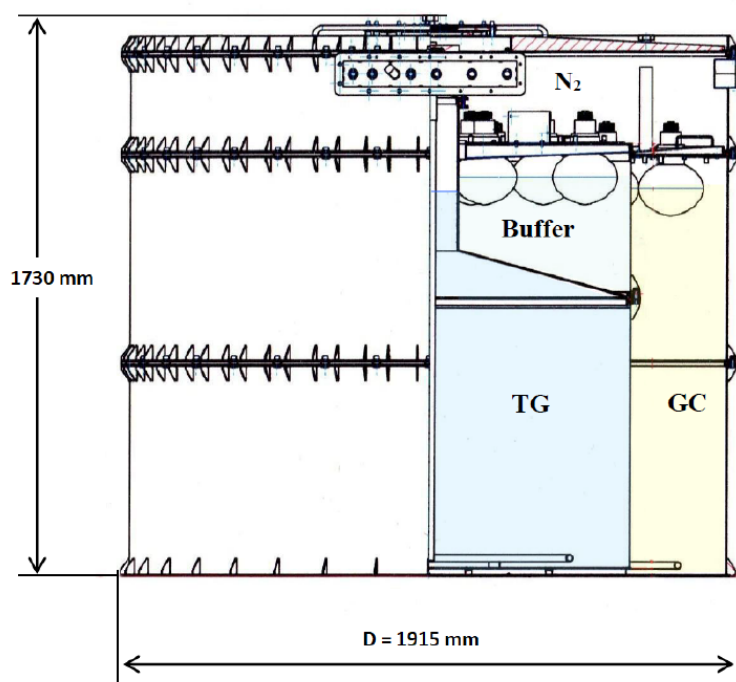


Рисунок 5 — Схема детектора iDREAM [50]

1 РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО СИГНАЛА ОТ ТБ В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

1.1 СПЕКТР γ -КВАНТОВ В АЗ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

Предполагается, что темный бозон X может образоваться в АЗ в процессе рассеяния γ -квантов с наименее связанными электронами атомов, аналогично эффекту Комптона: $\gamma e^- \rightarrow e^- X$ (рис. 1.1, а). Основными источниками γ -квантов в АЗ являются мгновенное γ -излучение деления ядер и (n, γ) -реакции. Малый, согласно [51], вклад других источников γ -излучения (распады долгоживущих изотопов, неупругое рассеяние нейтронов, аннигиляция e^+e^- -пар и др.) не учитывался.

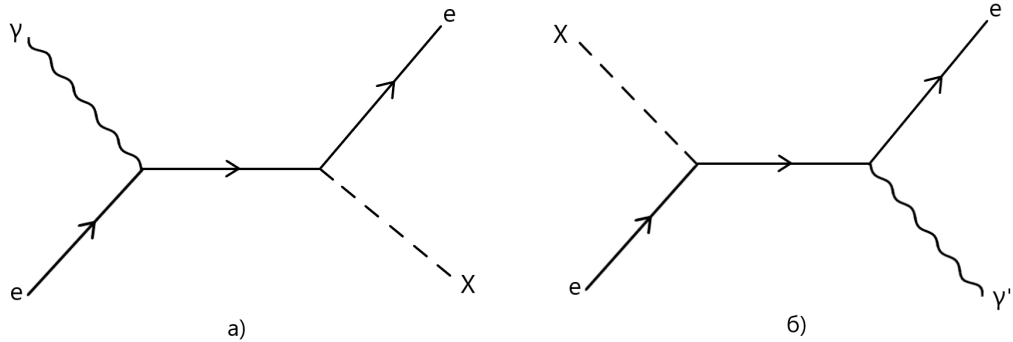


Рисунок 1.1 — Реакции образования ТБ в АЗ (а) и поглощения ТБ в веществе детектора (б)

Спектры мгновенного γ -излучения S_p^i , МэВ^{-1} основных делящихся ядер ($i = {}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Pu}$) были получены из открытых баз ядерных данных [52] и нормированы на множественность γ -квантов (имеется в виду среднее число γ -квантов, образующихся в одном акте деления) по результатам работ [53–55]. После этого спектры были просуммированы с долями делений α_i за выбранный для анализа период набора данных детектором iDREAM. Полученный таким образом взвешенный спектр мгновенного γ -излучения был нормирован на теп-

ловую мощность реактора P_{th} и среднее энерговыделение на один акт деления $\langle E_f \rangle$ [56].

Вклад от (n, γ) -реакций рассчитывался на основе данных о составе АЗ реактора, согласно табл. 1.1. Состав был рассчитан для топливной кампании реактора ВВЭР-1000 длительностью ~ 500 эфф. сут., при которой загружаемые в АЗ на первый цикл эксплуатации ТВС содержат гадолиний в качестве выгорающего поглотителя нейтронов. Таким образом, вследствие наличия в АЗ гадолиния с высоким сечением захвата тепловых нейтронов и его выгорания к концу топливной кампании, выход (n, γ) -реакций в начале и конце кампании будет различным. Для учёта быстрого выгорания гадолиния в начале топливной кампании скорость связанных с ним (n, γ) -реакций для была усреднена для периода сбора данных (T_{ON}):

$$\langle R_{Gd} \rangle = \frac{1}{T_{ON}} \int_0^{T_{ON}} R_{Gd}(0) e^{-\sigma_{Gd} \Phi t} dt. \quad (1.1)$$

Здесь R_{Gd} , σ_{Gd} – скорость и сечение (n, γ) -реакций на гадолинии соответственно, $\Phi = 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ – плотность потока нейтронов в АЗ реактора.

Таблица 1.1 — Состав АЗ реактора ВВЭР-1000 энергоблока № 3 КАЭС в начале и конце топливной кампании длительностью ~ 500 эфф. сут.

Изотоп	Концентрация, см^{-3}	
	Начало кампании	Конец кампании
О	$2.582 \cdot 10^{22}$	$2.582 \cdot 10^{22}$
Н	$2.516 \cdot 10^{22}$	$2.516 \cdot 10^{22}$
^{238}U	$6.196 \cdot 10^{21}$	$6.101 \cdot 10^{21}$
Zr	$5.634 \cdot 10^{21}$	$5.634 \cdot 10^{21}$
^{235}U	$2.132 \cdot 10^{20}$	$1.164 \cdot 10^{20}$
^{239}Pu	$2.453 \cdot 10^{19}$	$4.292 \cdot 10^{19}$
Gd	$1.528 \cdot 10^{19}$	0
^{240}Pu	$7.237 \cdot 10^{18}$	$1.540 \cdot 10^{18}$

Спектры γ -излучения $S_{n\gamma}^j$, МэВ^{-1} и сечения σ_j , см^2 взяты из открытых баз данных [57]. После вычисления скоростей (n, γ) -реакций $R_j = n_j V \Phi \sigma_j$, где n_j – концентрация ядер j в АЗ, а V – объем АЗ, для полного спектра γ -квантов в АЗ получаем:

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{P_{th}}{\langle E_f \rangle} \sum_i \alpha_i S_p^i + \sum_j R_j S_{n\gamma}^j. \quad (1.2)$$

Взвешивание спектров мгновенных γ -квантов с долями делений α_i и нормировка на энерговыделение $\langle E_f \rangle$, а также взвешивание спектров γ -излучения от (n, γ) -реакций со скоростями реакций R_j позволяют учесть особенности топливного состава реактора ВВЭР-1000 и уточнить как общую нормировку, так и форму спектрального состава γ -излучения в АЗ по сравнению с широко используемыми и упрощенными оценками (см., например, [37; 58]).

Полученный полный спектр γ -излучения (1.2) представлен на рис. 1.2 для начала (синий) и конца (красный) топливной кампании.

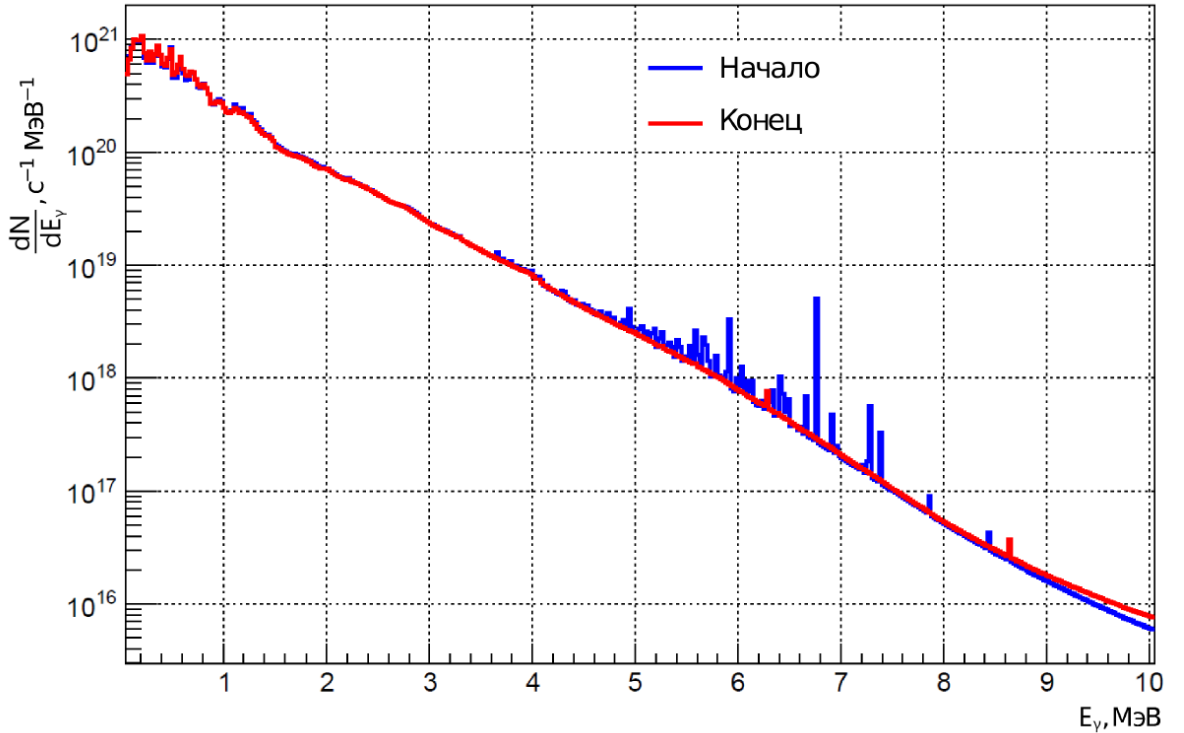


Рисунок 1.2 — Спектр γ -квантов в АЗ реактора ВВЭР-1000 для начала кампании (синим) и конца кампании (красным)

Ошибки рассчитанного спектра обусловлены:

- погрешностями множественности γ -излучения [53–55] ($\sim 7\%$)
- ошибками долей делений α_i ($\sim 4\%$)
- ошибками тепловой мощности P_{th} ($\sim 2\%$)
- ошибками интенсивностей линий (n, γ) -реакций ($\sim 2\%$).

Таким образом, для итоговой погрешности спектра (1.2) можно консерва-

тивно принять $\sigma_\gamma = 10\%$.

Использованный в работах [37; 58] спектр [59] был рассчитан для исследовательского реактора FRJ-1 (Merlin) с топливными элементами, обогащёнными по ^{235}U на 80%. Однако многие современные реакторные эксперименты, данные которых используются для поиска ТБ, установлены на промышленных реакторах, где обогащение по ^{235}U не превосходит 5%. Как видно из рис. 1.3, рассчитанный в данной работе спектр γ -квантов лежит ниже модельного спектра для исследовательского реактора, что может быть связано с отличиями в топливных составах или с включением в [59] в расчёт спектра γ -квантов реакций неупругого рассеяния нейтронов на ядрах АЗ.

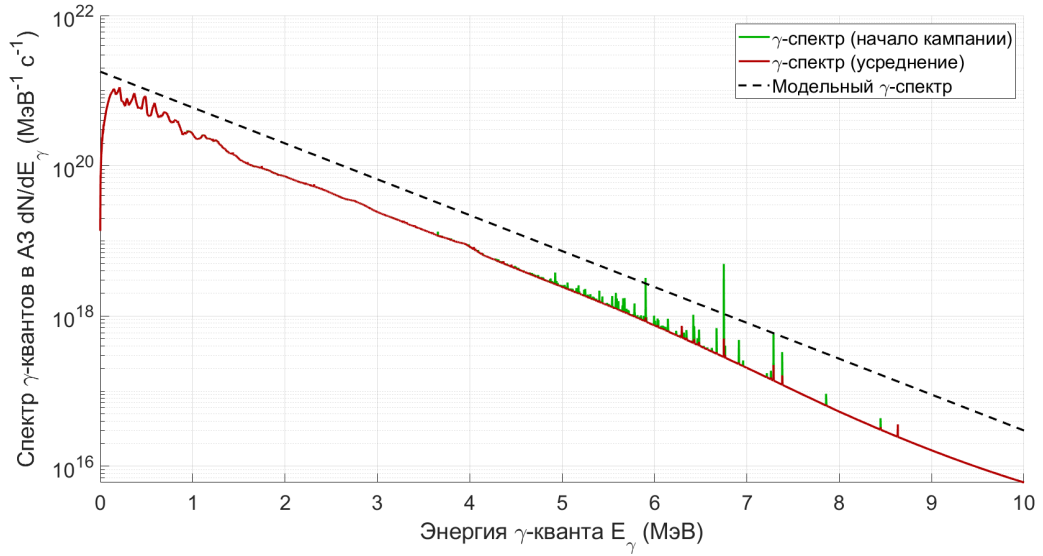


Рисунок 1.3 — Спектр γ -квантов в АЗ реактора ВВЭР-1000 для начала кампании (зелёным), спектр после усреднения скорости (n,γ) -реакций (красным) и модельный спектр вида $\frac{dN}{dE_\gamma} = 0.58 \cdot 10^{18} \left(\frac{P}{\text{МВт}}\right) \exp(-1.1E_\gamma(\text{МэВ})) \text{ МэВ}^{-1} \text{ с}^{-1}$ (чёрным пунктиром)

В дальнейшем для расчётов сигнала ТБ в детекторе iDREAM будут использованы оба спектра: модельный и рассчитанный для ВВЭР-1000, однако преимущество будет отдано результатам, полученным с рассчитанным спектром. В [59] для фитирования модельного спектра не приведены ошибки, поэтому в последующем анализе примем ошибки его расчёта аналогичными ошибкам рассчитанного спектра 1.2.

1.2 ОЖИДАЕМЫЙ СИГНАЛ В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

Используя спектр γ -квантов в АЗ реактора, энергетический спектр рождённых в АЗ ТБ можно рассчитать по формуле:

$$\frac{dN}{dE_X} = \int \frac{1}{\sigma_{\text{tot}} + \sigma_{\gamma e \rightarrow Xe}} \frac{d\sigma_{\gamma e \rightarrow Xe}}{dE_X} \frac{dN}{dE_\gamma} dE_\gamma, \quad (1.3)$$

где E_X – энергия родившегося ТБ, $\sigma_{\gamma e \rightarrow Xe}$ – полное сечение рождения ТБ, $\frac{d\sigma_{\gamma e \rightarrow Xe}}{dE_X}$ – дифференциальное сечение рождения ТБ [37]. Полное сечение рассеяния γ -квантов на электронах σ_{tot} было рассчитано для состава АЗ реактора ВВЭР-1000 (табл. 1.1) с использованием открытой базы ядерных данных [60].

Также из кинематики реакции рождения ТБ следует

$$E_\gamma = \frac{-\frac{1}{2}m_X^2 + E_X m_e}{m_e - E_X + \cos\theta \cdot \sqrt{E_X^2 - m_X^2}} \quad (1.4)$$

Здесь θ – угол между импульсами исходного гамма-кванта АЗ и рождённого ТБ. Используя выражение (1.4), можно получить пределы интегрирования в формуле (1.3): для данной энергии рождённого ТБ минимальная и максимальная энергии γ -кванта соответствуют значениям $\cos\theta = \pm 1$. Интегрированием 1.3 в этих пределах получены спектры рождённых в АЗ ТБ (см. рис. 1.4, 1.5, 1.6).

Предполагается, что ТБ может быть зарегистрирован по реакции обратного рассеяния на электронах сцинтиллятора с образованием вторичного γ -кванта: $Xe^- \rightarrow e^- \gamma'$ (рисунок 1.1, б). Ввиду того, что детектор iDREAM является гомогенным, электрон отдачи и γ -квант будут регистрироваться как одно событие. В предположении, что АЗ реактора является точечной, а поток ТБ из нее – изотропный, энергетический спектр событий в детекторе iDREAM можно записать как:

$$\frac{dN}{dE_{e\gamma'}} = \frac{N_e T}{4\pi R^2} \int \frac{d\sigma_{Xe \rightarrow \gamma' e}}{dE_{\gamma'}} \frac{dN}{dE_X} \exp(-R\sigma_{Xe \rightarrow \gamma e} n_e) dE_{\gamma'}. \quad (1.5)$$

В этой формуле N_e – плотность электронов в мишени детектора, T – время экспозиции, R – расстояние от центра АЗ до центра детектора, $\frac{d\sigma_{Xe \rightarrow \gamma' e}}{dE_{\gamma'}}$ –

дифференциальное сечение реакции обратного рассеяния ТБ на электроны[37], $E_{\gamma'}$ – энергия вторичного γ -кванта. Для учета ослабления потока ТБ на пути от АЗ к детектору в (1.5) введен экспоненциальный множитель, в котором $\sigma_{Xe \rightarrow \gamma'e}$ – полное сечение обратного рассеяния ТБ на электронах вещества, n_e – средняя концентрация электронов на пути к детектору (воздух, бетон).

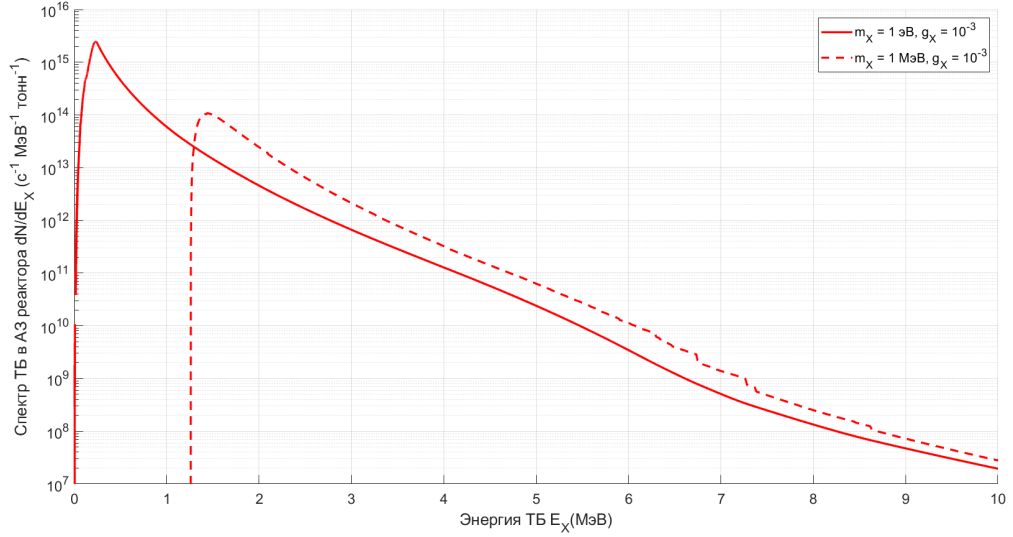


Рисунок 1.4 — Спектры рождённых в АЗ реактора псевдоскалярных ТБ, $g_X = 10^{-3}$, $m_X = 1$ эВ (сплошная линия), $m_X = 1$ МэВ (пунктирная линия)

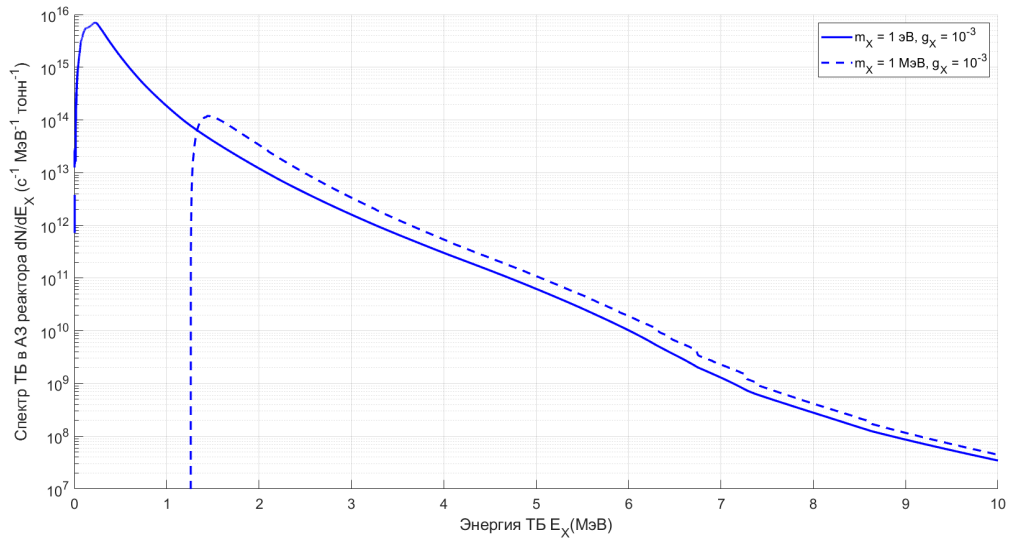


Рисунок 1.5 — Спектры рождённых в АЗ реактора скалярных ТБ, $g_X = 10^{-3}$, $m_X = 1$ эВ (сплошная линия), $m_X = 1$ МэВ (пунктирная линия)

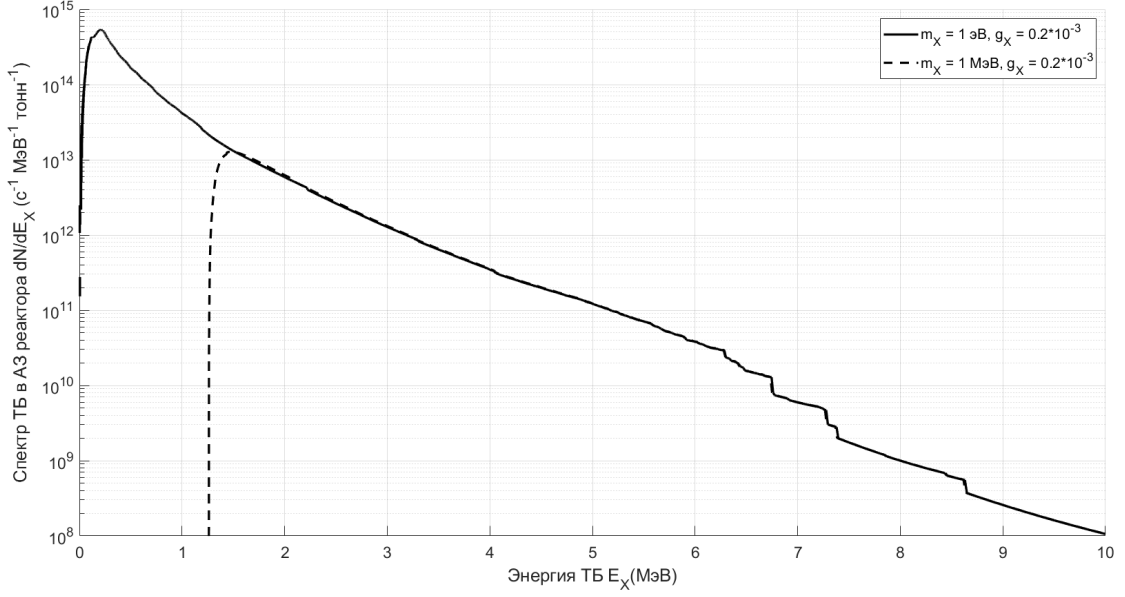


Рисунок 1.6 — Спектры рождённых в АЗ реактора векторных ТБ, $g_X = 0.2 \cdot 10^{-3}$, $m_X = 1$ эВ (сплошная линия), $m_X = 1$ МэВ (пунктирная линия)

Пределы интегрирования в формуле (1.5) можно получить из кинематического соотношения

$$E_{\gamma'} = \frac{-\frac{1}{2}m_X^2 - E_X m_e}{m_e + E_X - \cos\phi \cdot \sqrt{E_X^2 - m_X^2}}, \quad (1.6)$$

где ϕ — угол между импульсами тёмного бозона и вторичного гамма-кванта.

Для получения ожидаемого в детекторе iDREAM энергетического спектра необходимо учесть энергетическое разрешение детектора:

$$\frac{dN}{dE_{ev}} = \int \frac{dN}{dE_{e\gamma'}}(E_{e\gamma'})G(E_{e\gamma'}, E_{ev})dE_{e\gamma'} \quad (1.7)$$

где E_{ev} — энергия ожидаемого события в детекторе iDREAM, $G(E_{e\gamma'}, E_{ev})$ — функция отклика детектора, зависящая от значения энергетического разрешения.

Функция отклика детектора связывает реальную энергию регистрируемой частицы $E_{e\gamma'}$ с измеренной детектором iDREAM энергией E_{ev} :

$$G(E_{e\gamma'}, E_{ev}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E(E)} e^{-\frac{(E_{e\gamma'} - E_{ev})^2}{2\sigma_E^2(E)}}. \quad (1.8)$$

Ожидаемые спектры событий взаимодействия ТБ, рассчитанные для значения энергетического разрешения IDREAM: 11.6% [50]:

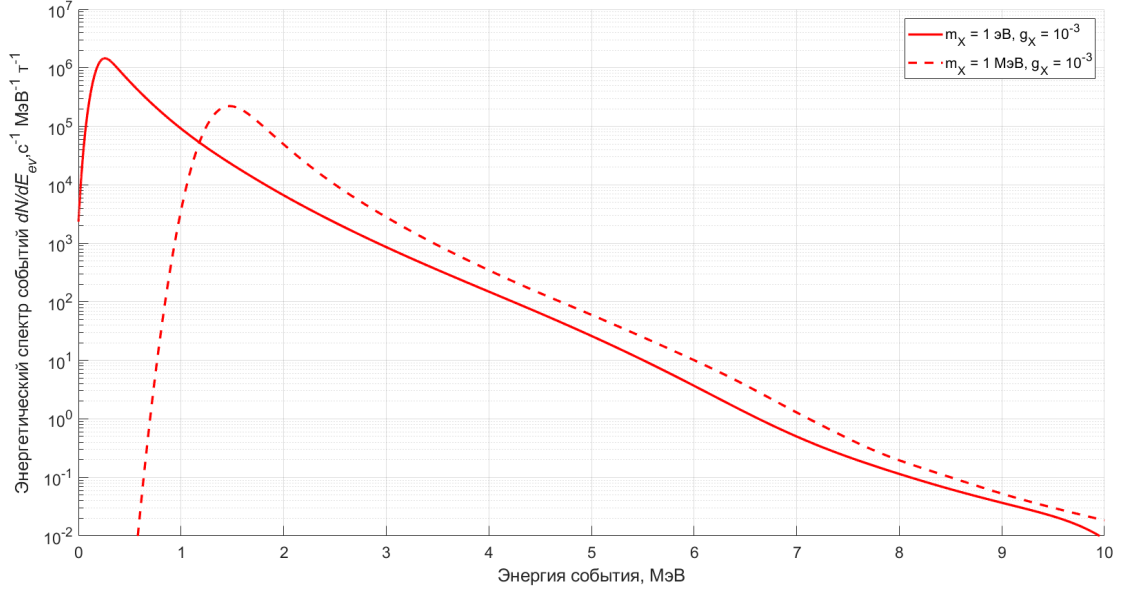


Рисунок 1.7 — Рассчитанные по формулам 1.5-1.7 ожидаемые в детекторе iDREAM энергетические спектры событий взаимодействия псевдоскалярных ТБ. Спектры приведены для $g_X = 10^{-3}$ и $m_X = 1$ эВ (сплошной линией) и $m_X = 1$ МэВ (пунктирной линией)

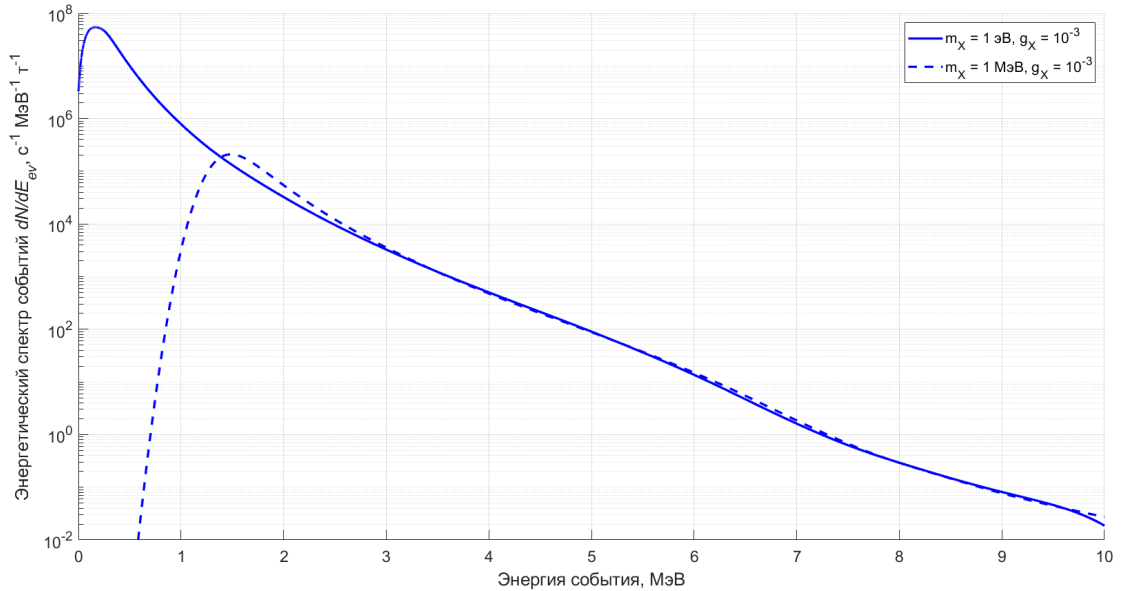


Рисунок 1.8 — Рассчитанные по формулам 1.5-1.7 ожидаемые в детекторе iDREAM энергетические спектры событий взаимодействия скалярных ТБ. Спектры приведены для $g_X = 10^{-3}$ и $m_X = 1$ эВ (сплошной линией) и $m_X = 1$ МэВ (пунктирной линией)

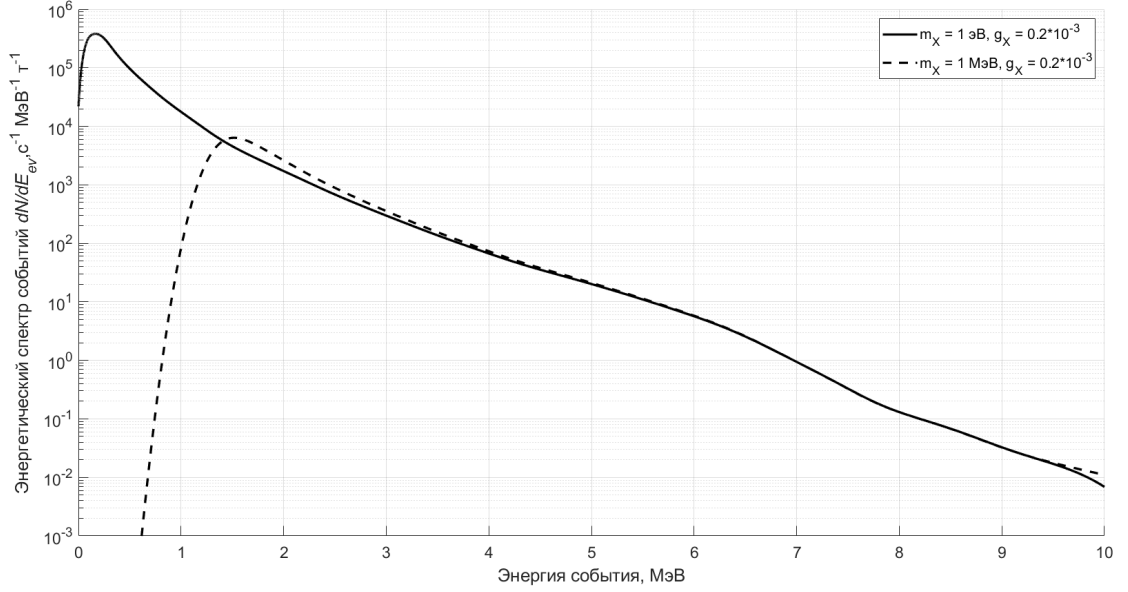


Рисунок 1.9 — Рассчитанные по формулам 1.5-1.7 ожидаемые в детекторе iDREAM энергетические спектры событий взаимодействия векторных ТБ. Спектры приведены для $g_X = 0.2 \cdot 10^{-3}$ и $m_X = 1$ эВ (сплошной линией) и $m_X = 1$ МэВ (пунктирной линией)

Стоит отметить, что ожидаемый спектр всегда пропорционален g_X^4 , а изменение массы ТБ существенно влияет на его форму только в низкоэнергетической области.

Энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора можно приблизить функцией $\sigma_E(E) = A \cdot \sqrt{E(\text{МэВ})}$ МэВ. Согласно опубликованным данным, множитель A для детектора iDREAM составляет 11.6% [50]. Однако, вследствие расположения всех ФЭУ на крышке внутреннего бака мишени, светосбор детектора становится неоднородным. Это приводит к ухудшению энергетического разрешения в зависимости от положения события в чувствительном объёме детектора. Было предложено рассмотреть оценочные значения $A = 20\%$ и $A = 30\%$, ожидаемые спектры для скалярных ТБ изображены на рис. 1.10.

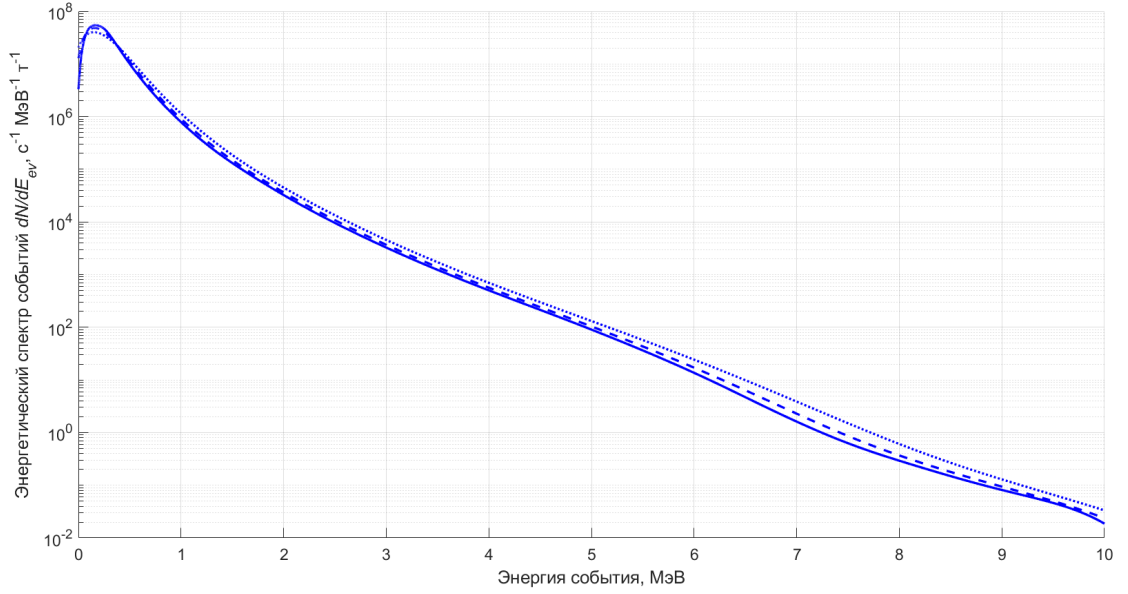


Рисунок 1.10 — Рассчитанные по формулам 1.5-1.7 ожидаемые в детекторе iDREAM энергетические спектры событий взаимодействия скалярных ТБ, $g_X = 10^{-3}$ и $m_X = 1$ эВ. Спектры приведены для трёх значений энергетического разрешения: 11.6% (сплошной линией), 20% (пунктиром) и 30% (мелким пунктиром)

Можно заметить, что при ухудшении энергетического разрешения число событий в интересующей области спектра растёт, что приведёт к слегка более строгим ограничениям на g_X . Это связано с экспоненциально убывающим характером спектра в интересующей области энергий ТБ: свёртка энергетического спектра с симметричной функцией отклика «усредняет» значение спектра в каждой точке по некоторой области энергий.

2 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ДЕТЕКТОРА IDREAM

2.1 КРИТЕРИИ ОТБОРА СОБЫТИЙ

Для отбора событий были использованы следующие критерии:

- мюонное вето: после регистрации мюона вводится мёртвое время 150 мкс;
- отбор одиночных событий: во временном окне ± 100 мкс нет других событий;
- были исследованы один энергетический бин: $E_{ev} \in [5; 10]$ МэВ.

2.2 ПЕРИОД СБОРА ДАННЫХ. СТАТИСТИКА

Для анализа были взяты периоды набора данных детектором iDREAM, соответствующие 47 (37) суткам живого времени при включенном (выключенном) реакторе (279 и 233 серии набора данных соответственно) в начале топливной кампании, когда поток γ -квантов в АЗ является наибольшим. Набор данных при включенном реакторе осуществлялся в период его стабильной работы на мощности вблизи среднего значения $P_{th} = 3093 \pm 6$ МВт. На рис. 2.1 показаны скорости счета iDREAM в периоды выключенного (красным) и включенного (зелёным) реактора. Каждая точка на рисунке соответствует одной серии набора данных длительностью, в среднем, 4 часа.

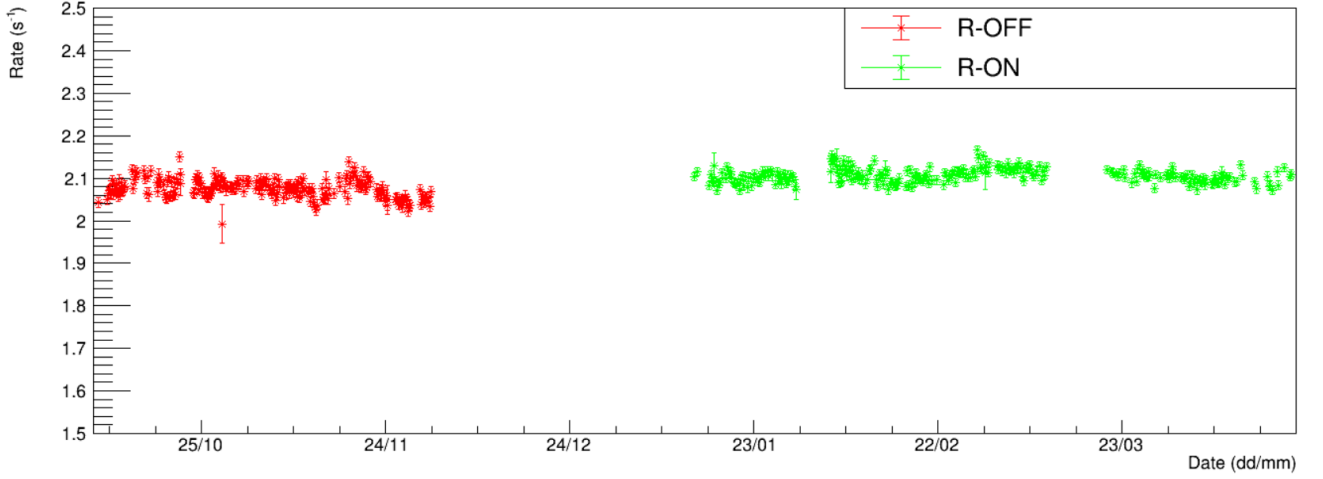


Рисунок 2.1 — Скорость счёта (с^{-1}) одиночных событий iDREAM в диапазоне от 5 до 10 МэВ в периоды выключенного (красный) и включенного (зелёный) реактора. Ошибки только статистические

Предполагая, что скорость счёта фоновых одиночных событий не зависит от режима работы реактора, учёт фона можно произвести вычитанием скорости счёта детектора при выключенном реакторе $R_{OFF} = 1.986 \pm 0.001(\text{стат.}) \text{с}^{-1}$ из скорости счёта при включенном реакторе $R_{ON} = 2.030 \pm 0.001(\text{стат.}) \text{с}^{-1}$: $R_{exp} = R_{ON} - R_{OFF} = 0.044 \pm 0.001(\text{стат.}) \text{с}^{-1}$. После такого вычитания величина R_{exp} должна содержать события взаимодействия ТБ, которые, как предполагается, происходят при включенном реакторе, а также события, связанные с флуктуациями скорости счёта.

2.3 ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ

Основной вклад в погрешность измеренной величины R_{exp} будет вносить систематическая ошибка ΔR_f , связанная с флуктуацией скорости счёта. Численное значение ΔR_f определялось как среднеквадратичное отклонение (рис. 2.2) распределений значений скорости счёта по всем сериям сбора данных при выключенном $\Delta R_{f,OFF} = 0.027 \text{с}^{-1}$ и включенном $\Delta R_{f,ON} = 0.027 \text{с}^{-1}$ реакторе и составило $\Delta R_f = \sqrt{\Delta R_{f,OFF}^2 + \Delta R_{f,ON}^2} = 0.038 \text{с}^{-1}$.

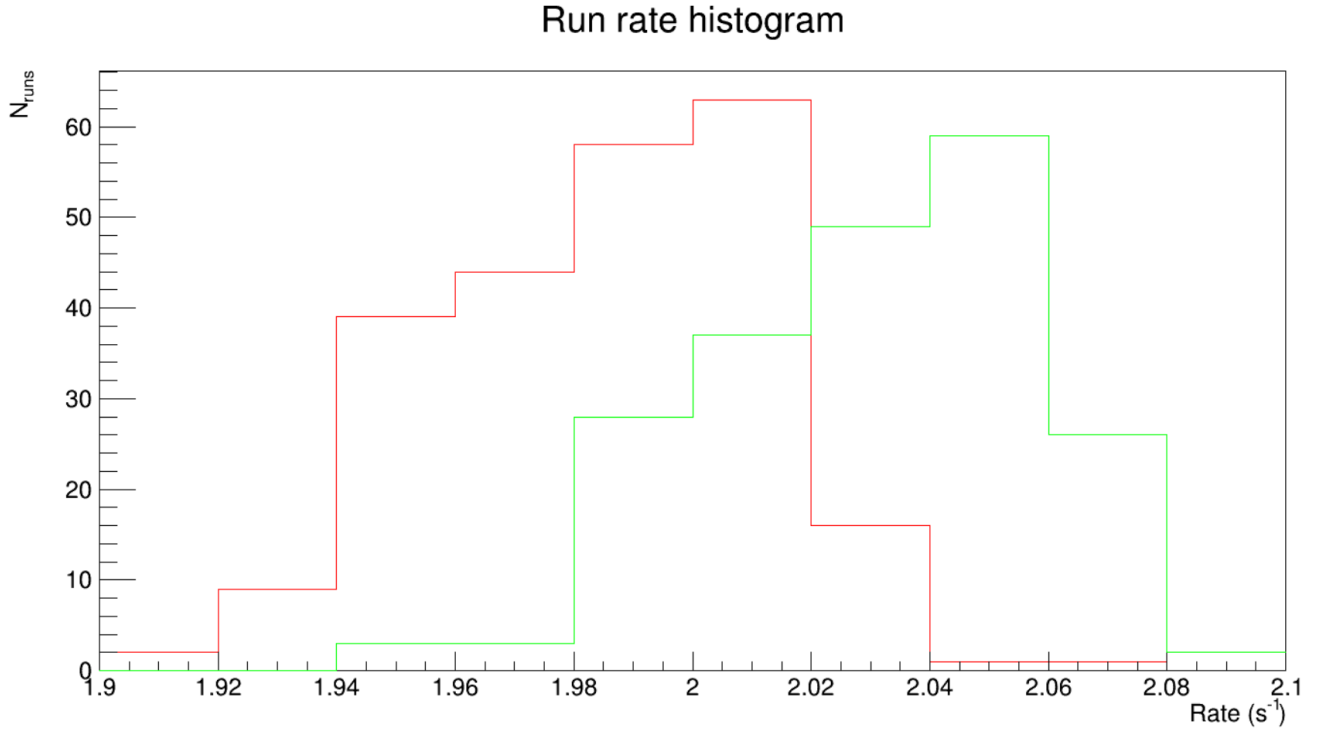


Рисунок 2.2 — Гистограмма скоростей счёта для выключенного (красным) и включенного (зелёным) реактора

Поскольку измеренные значения $\Delta R_{f,OFF}$ и $\Delta R_{f,ON}$ значительно превышают статистические ошибки величин R_{ON} и R_{OFF} , можно оценить величину вносимой в R_{exp} систематической погрешности на основании: $\Delta R_{f,OFF} = \sqrt{\Delta R_{syst,OFF}^2 + \Delta R_{stat,OFF}^2}$ и $\Delta R_{f,ON} = \sqrt{\Delta R_{syst,ON}^2 + \Delta R_{stat,ON}^2}$. Таким образом, для оценки величин систематических ошибок получаем $\Delta R_{syst,OFF} = \Delta R_{syst,ON} = 0.025 \text{ с}^{-1}$ и $\Delta R_{exp,syst} = \sqrt{\Delta R_{syst,ON}^2 + \Delta R_{syst,OFF}^2} = 0.035 \text{ с}^{-1}$. Окончательно, для R_{exp} можно записать $R_{exp} = 0.044 \pm 0.001(\text{стат.}) \pm 0.035(\text{сист.}) \text{ с}^{-1}$. В пределах ошибок измерений, превышения R_{ON} над R_{OFF} не наблюдается.

Отметим, что систематическая погрешность обусловила выбор энергетического диапазона для отбора одиночных событий: область энергий ниже предела естественной радиоактивности $< 5 \text{ МэВ}$ «загрязнена» низкоэнергетическими фоновыми событиями, а наибольшее отношение ожидаемого эффекта к фону ($R_{exp}/\Delta R_f$) без заметного увеличения вклада статистической погрешности за счет уменьшения числа событий наблюдается как раз в диапазоне $5 \div 10 \text{ МэВ}$.

2.4 ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЕТЕКТОРА IDREAM К ТЁМНЫМ БОЗОНАМ

Для оценки чувствительности эксперимента к ТБ (к g_X) на рис. 2.3 изображен экспериментально полученный спектр разности $R_{ON} - R_{OFF}$ и ожидаемые спектры событий взаимодействия ТБ. Как видно из рисунка, при исследованных значениях g_X детектор iDREAM уже бы «увидел» ТБ.

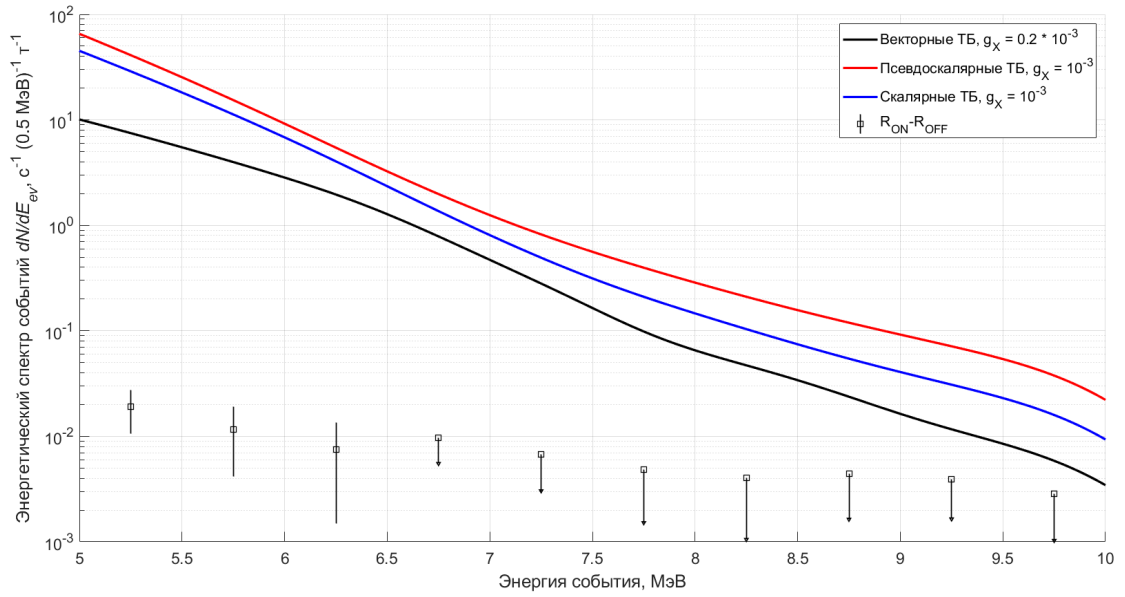


Рисунок 2.3 — Экспериментально измеренная разность спектров iDREAM при включенном и выключенном реакторе с отложенными систематическими и статистическими погрешностями и ожидаемые спектры событий для скалярных (синим) и псевдоскалярных (красным) ТБ для $m_X = 1$ эВ, $g_X = 10^{-3}$ и векторных (чёрным) для $m_X = 1$ эВ, $g_X = 0.2 \cdot 10^{-3}$

2.5 ОГРАНИЧЕНИЯ НА КОНСТАНТУ g_X

Для получения ограничения на параметры модели ТФ была построена статистическая модель ожидаемой скорости счёта:

$$R_{th} = R_{DB}(1 + \theta_\gamma \sigma_\gamma) + \Delta R_{syst} \theta_{syst}, \quad (2.1)$$

где R_{DB} — ожидаемая скорость счёта событий от ТБ, получаемая интегрированием формулы (1.5) в исследуемом энергетическом диапазоне, θ_γ , θ_{syst} — штраф-

ные параметры неопределённости спектра γ -квантов в АЗ и систематической ошибки ΔR_{syst} скорости счёта одиночных событий, соответственно, а $\sigma_\gamma = 10\%$ – относительная погрешность спектра γ -квантов в АЗ (см 1.1). В формулу 2.1 не включен вклад одиночных событий от рассеяния реакторных антинейтрино на электронах, которым можно пренебречь вследствие малости сечения этого процесса.

Далее была составлена функция правдоподобия:

$$L = \frac{R_{th}^{R_{exp}}}{R_{exp}!} e^{-R_{th}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-\theta_\gamma^2}{2}} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-\theta_{syst}^2}{2}} \quad (2.2)$$

Для расчета систематической ошибки был использован эмпирический подход — систематический разброс скорости счета, не связанный со статистическими флуктуациями, извлекается напрямую, модельно независимо, из данных эксперимента по наблюдениям за стабильностью счета одиночных событий. При этом, при построении функции правдоподобия этот разброс учитывается напрямую (слагаемое $\Delta R_{syst} \theta_{syst}$ в выражении 2.1 текста) – возможный эффект отклонения скорости счета от ожидаемой мы прежде всего пытаемся объяснить этими флуктуациями, чем эффектом от взаимодействия частиц темной материи с детектором – вес этих флуктуаций, эффективно говоря, больше. Получаемые таким образом ограничения на параметры частиц темной материи представляются достаточно строгими.

Используемая тестовая статистика:

$$t_{m_X, g_X} = -2 \ln \left(\frac{L(m_X, g_X, \hat{\theta}_\gamma, \hat{\theta}_{syst})}{L_{max}} \right) \quad (2.3)$$

Здесь $\hat{\theta}_\gamma, \hat{\theta}_{syst}$ – значения соответствующих штрафных параметров, максимизирующие функцию правдоподобия при фиксированных параметрах m_X, g_X ; L_{max} – максимум функции правдоподобия по всем параметрам.

Уравнение на ограничения физических параметров модели:

$$\Phi(\sqrt{t_{m_X, g_X}}) = \frac{1 + \alpha}{2} \quad (2.4)$$

Здесь $\Phi(x)$ – функция распределения вероятности для стандартного нормаль-

ного распределения.

Из максимизации (2.2) по всем параметрам $(m_X, g_X, \theta_\gamma, \theta_{syst})$ и условно (по параметрам θ_γ и θ_{syst} при фиксированных параметрах m_X, g_X) и выбранного уровня достоверности (У.Д.) можно получить ограничения на параметры моделей ТБ.

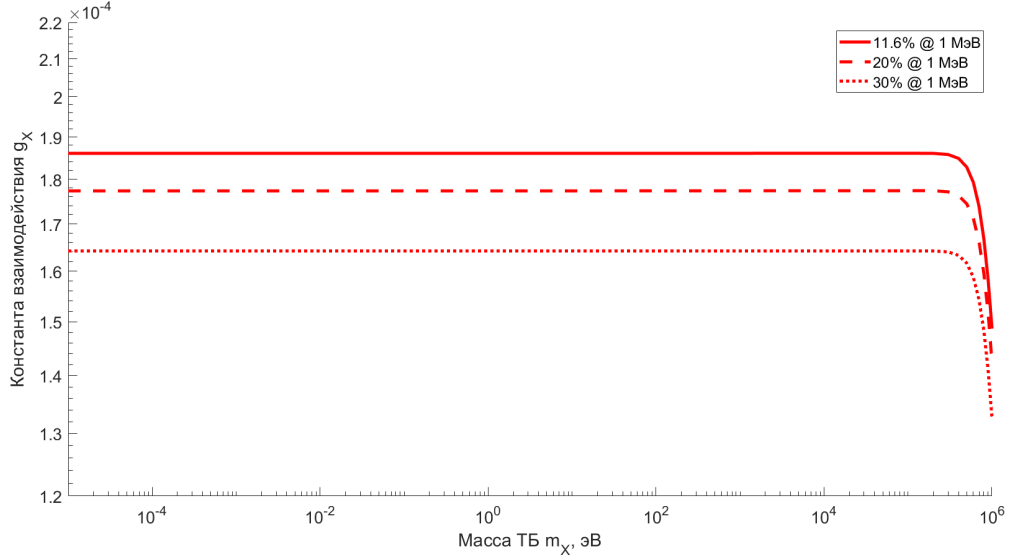


Рисунок 2.4 — Ограничения на параметры модели псевдоскалярного тёмного бозона (АПЧ) для различных значений энергетического разрешения детектора iDREAM при энергии события 1 МэВ.

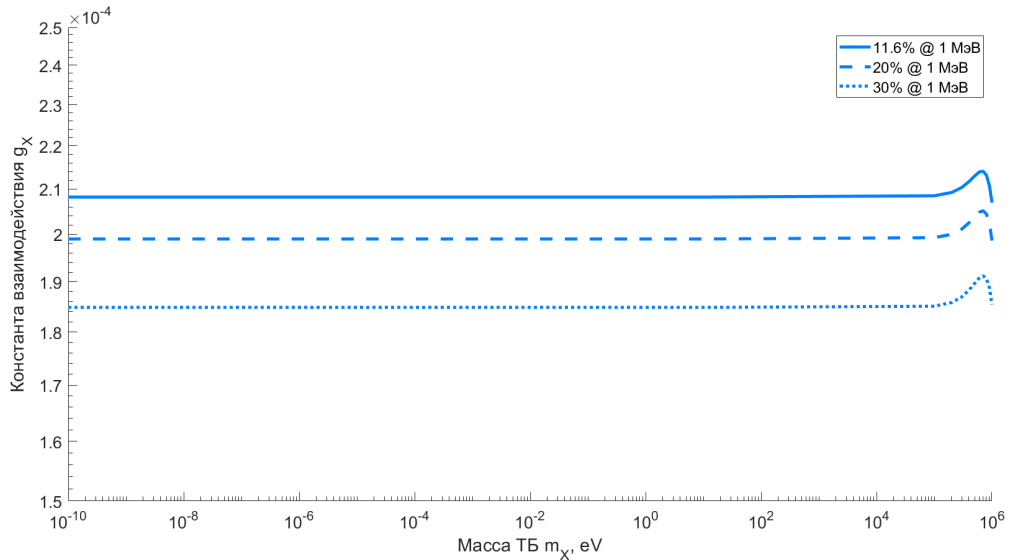


Рисунок 2.5 — Ограничения на параметры модели скалярного тёмного бозона для различных значений энергетического разрешения детектора iDREAM при энергии события 1 МэВ.

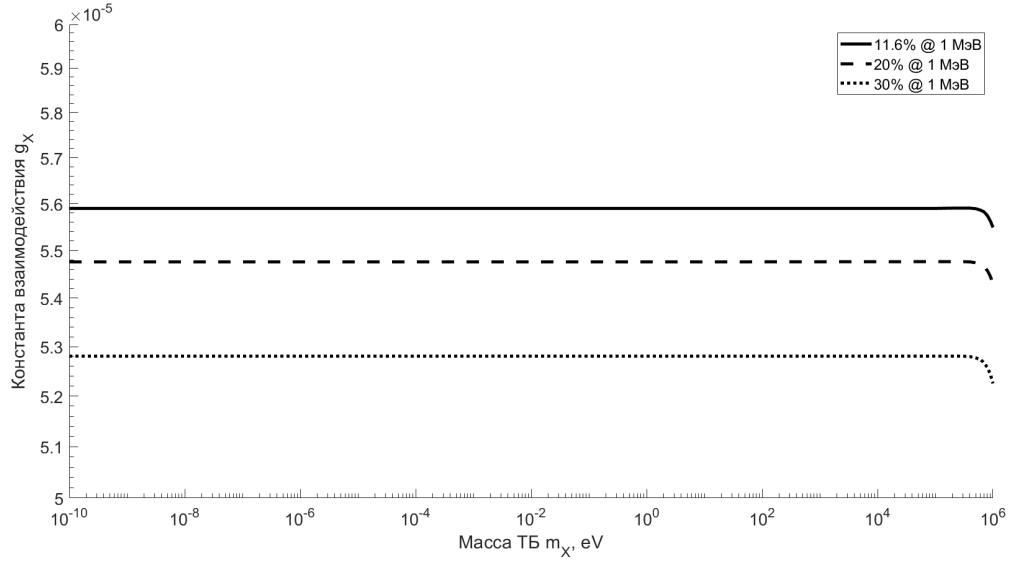


Рисунок 2.6 — Ограничения на параметры модели векторного тёмного бозона (ТФ) для различных значений энергетического разрешения детектора iDREAM при энергии события 1 МэВ.

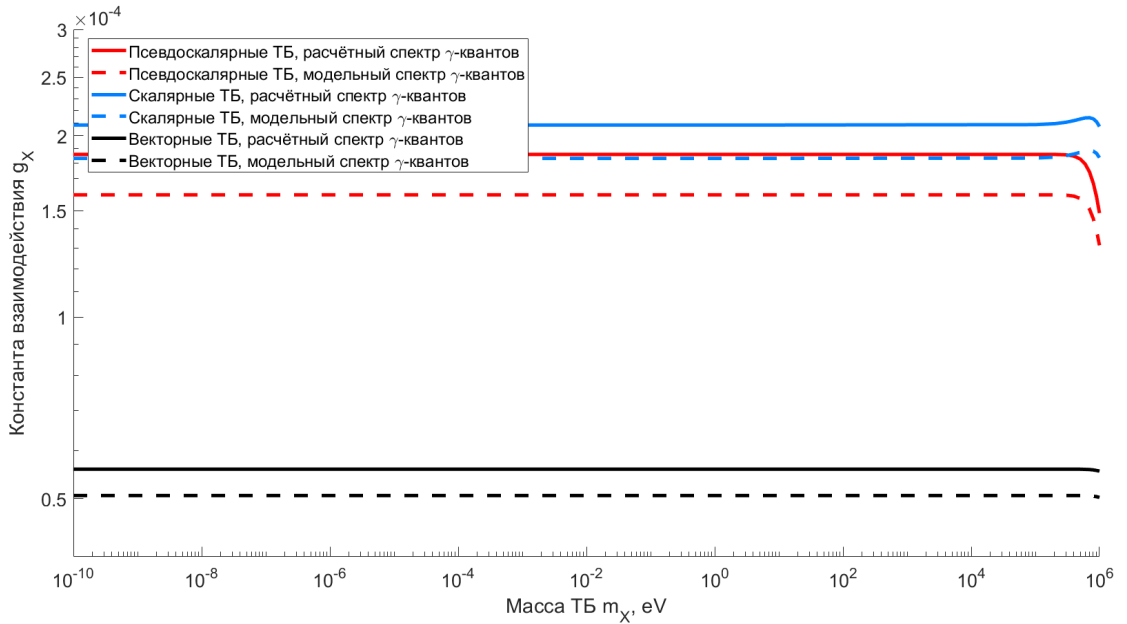


Рисунок 2.7 — Ограничения на параметры моделей ТБ, полученные с использованием рассчитанного спектра γ -квантов в АЗ (сплошные линии) и модельного спектра (пунктир)

Ограничения для псевдоскалярных $g_X < 1.9 \cdot 10^{-4}$ (красная) и скалярных $g_X < 2.1 \cdot 10^{-4}$ (синяя) частиц, полученные с помощью рассчитанного спектра γ -квантов в АЗ при энергетическом разрешении 11.6%, представлены на рис. 2.8 слева. Желтая и зеленая области соответствуют ограничениям для псевдоскалярных ТБ, полученным в реакторных нейтринных экспериментах TEXONO

[61] и Bugey [62], соответственно. В области $m_X \lesssim 30$ эВ ограничения iDREAM являются единственными, полученными в рамках модельно-независимого подхода в лабораторном, реакторном нейтринном эксперименте на Земле.

На рис. 2.8 справа эти же ограничения представлены в сравнении с результатами прямых поисков ТМ в гало галактики [63–65] и астрофизическими данными. В области масс $m_X \lesssim 10^3$ эВ для псевдоскалярных ТБ существуют строгие ограничения на уровне $g_X < 1.3 \cdot 10^{-13}$ (95% У.Д.), следующие из исследований по остыванию красных гигантов [66]. То же касается скалярных ТБ, для которых при $m_X \lesssim 10^3$ эВ есть сильные ограничения из данных по остыванию белых карликов [67], а при $m_X < 4 \cdot 10^{-5}$ эВ — из экспериментов по проверке принципа эквивалентности [68]. Тем не менее, полученные в настоящей работе ограничения для $m_X \lesssim 30$ эВ являются сегодня единственными лабораторными, модельно-независимыми результатами, которые дополняют картину поиска бозонной ТМ в рамках других поисковых методик.

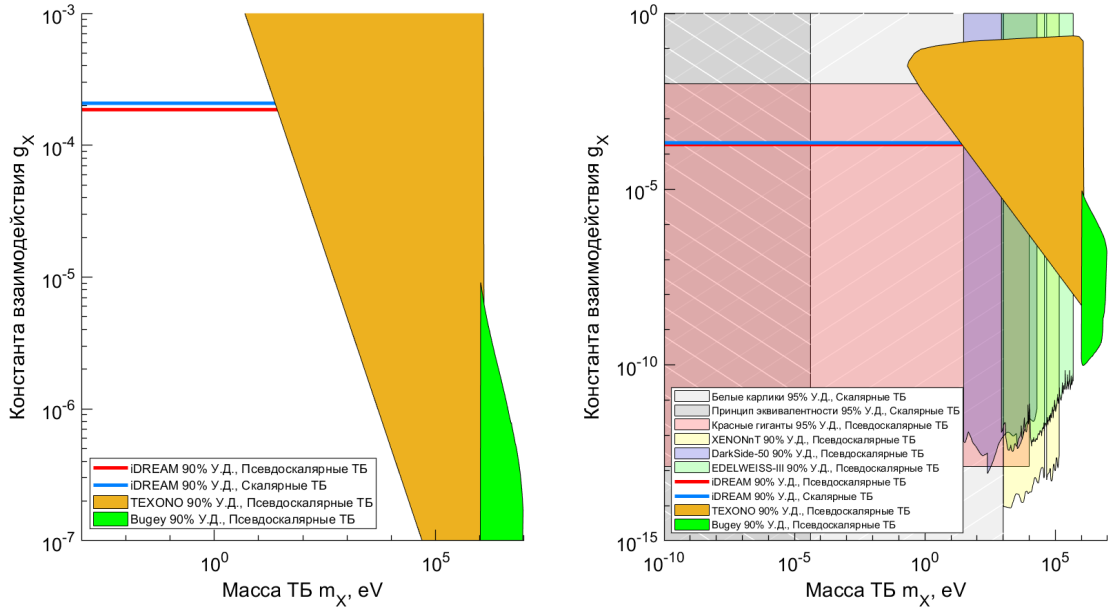


Рисунок 2.8 — Слева — ограничения на параметры моделей псевдоскалярного (красная) и скалярного (синяя) темного бозона, полученные в настоящей работе и других реакторных нейтринных экспериментах TEXONO (желтый, [61]) и Bugey (зеленый, [62]). Справа — те же ограничения в сравнении с имеющимися результатами прямого поиска ТМ в гало галактики детекторами XENONnT [63], DarkSide-50 [64] и EDELWEISS-III [65], а также ограничениями, следующими из астрофизики [66; 67] и эксперимента по проверке принципа эквивалентности [68]

Ограничения на параметры векторных ТБ (тёмных фотонов), получен-

ные на основании только нейтринных экспериментов (жёлтым — результаты NEOS и TEXONO [48], голубым — результаты TEXONO с учётом осцилляций [49]) изображены на рис. 2.9 слева вместе с ограничениями, полученными для iDREAM в данной работе.

Справа на рис. 2.9 изображён полный набор ограничений, включающий астрофизические, лабораторные и галоскопические [39], а также космологические ограничения [28]. Хотя полученные в данной работе пределы на параметр g_X несколько строже для ТФ, чем для псевдоскалярных и скалярных ТБ (см. рис. 2.7), они, тем не менее, слабее ограничений, полученных с применением других методик, вследствие низкой чувствительности нейтринных экспериментов на ядерных реакторах при малых массах ТФ ($m_X \leq 10$ эВ). Недостаточная строгость полученных ограничений позволяют лишь подтвердить результаты других работ по поиску ТФ, но не расширить их.

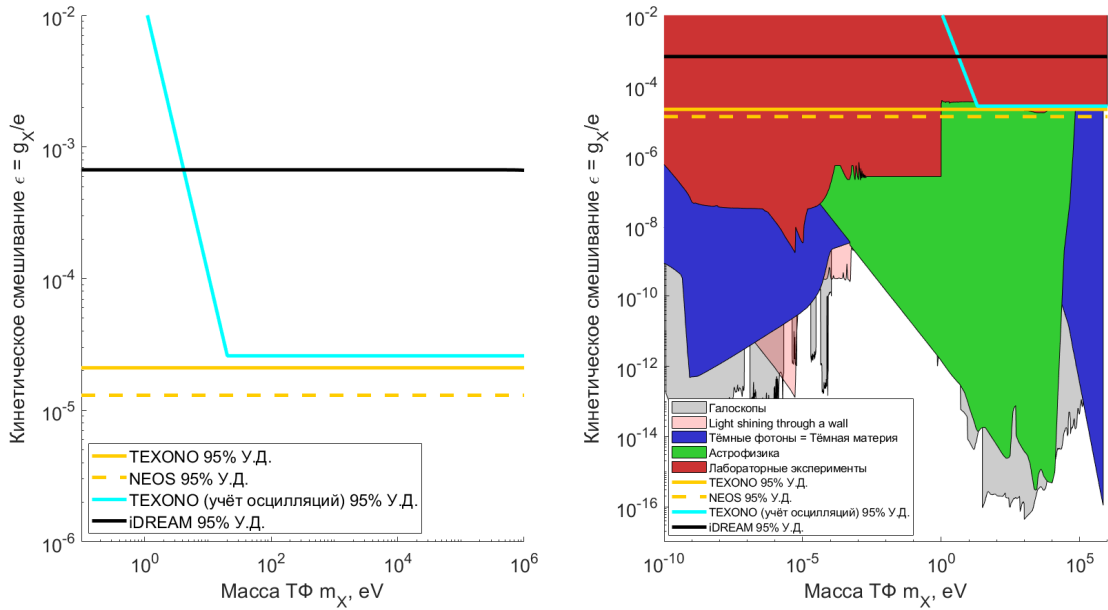


Рисунок 2.9 — Слева — ограничения на параметры модели темного фотона, полученные в настоящей работе (чёрным) и других реакторных нейтринных экспериментах TEXONO и NEOS (жёлтый, [48]), а также результаты с учётом осцилляций [49]. Справа — те же ограничения в сравнении с набором астрофизических, лабораторных и галоскопических ограничений [39], а также ограничений из космологии [28]

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Рассмотрены три модели тёмных бозонов: псевдоскалярные и скалярные ТБ и ТФ (векторные ТБ); исходя из предположения, что ТБ может образоваться в активной зоне ядерного реактора в процессе рассеяния γ -квантов на электронах и быть зарегистрирован нейтринным детектором в обратном процессе, рассчитаны ожидаемые скорости счёта событий взаимодействия ТБ в чувствительном объёме детектора iDREAM.
- На основе данных нейтринного детектора iDREAM на Калининской АЭС для псевдоскалярных и скалярных ТБ установлены ограничения на константу связи с заряженными лептонами Стандартной модели: $g_X < 1.9 \cdot 10^{-4}$ (90% У.Д.) и $g_X < 2.1 \cdot 10^{-4}$ (90% У.Д.) соответственно; для получения ограничений были использованы данные о составе активной зоны промышленного реактора и долях делений нуклидов, соответствующих выбранному для анализа периоду набора статистики; в диапазоне масс темного бозона $10^{-10} \lesssim m_X \lesssim 30$ эВ имеющиеся в литературе строгие ограничения на константу g_X , следующие из массива астрофизических данных, впервые дополнены экспериментальными результатами реакторного нейтринного эксперимента в рамках модельно-независимого подхода.
- Для векторных ТБ (темных фотонов) ограничение составило: $g_X < 5.6 \cdot 10^{-5}$. Результат находится в согласии с данными других экспериментов.
- Исследовано влияние неоднородности светосбора в детекторе iDREAM, выражающейся в изменении энергетического разрешения в зависимости от положения события в чувствительном объёме детектора, на получаемые результаты; ограничения на параметры трёх моделей ТБ получены для трёх значений относительного энергетического разрешения: 11.6%, 20% и 30%.
- На примере нейтринного детектора iDREAM показано, что применение модельного спектра гамма-квантов в АЗ, измеренного на исследователь-

ском реакторе FRJ-1, приводит к более строгим ограничениям на константу связи g_X .

Апробация работы: постерный доклад на международной конференции ICPPA-2024 (22-25 октября 2024); устный доклад на конференции «XXIV Школа молодых учёных ИБРАЭ РАН» (22-23 апреля 2025) с опубликованием тезиса в сборнике по результатам конференции.

Результаты опубликованы в журнале Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия [69].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Zwicky F.* Die rotverschiebung von extragalaktischen nebeln // Helvetica Physica Acta. — 1933. — Vol. 6. — P. 110–127.
2. *Rubin V. C., Ford Jr W. K., Thonnard N.* 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 // Astrophysical Journal, Part 1. — 1980. — Vol. 238. — P. 471–487.
3. *Zwicky F.* Nebulae as gravitational lenses // Physical Review. — 1937. — Vol. 51, no. 4. — P. 290.
4. *Treu T., Koopmans L. V.* Massive dark matter halos and evolution of early-type galaxies to $z \approx 1$ // The Astrophysical Journal. — 2004. — Vol. 611, no. 2. — P. 739.
5. Planck 2018 results-VI. Cosmological parameters / N. Aghanim [et al.] // Astronomy & Astrophysics. — 2020. — Vol. 641. — A6.
6. *Workman R. L.* [et al.]. Review of Particle Physics // PTEP. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
7. *Schumann M.* Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2019. — Vol. 46, no. 10. — P. 103003.
8. Closing the window on WIMP Dark Matter / S. Bottaro [et al.] // The European Physical Journal C. — 2022. — Vol. 82, no. 1. — P. 31.
9. *Chadha-Day F., Ellis J., Marsh D. J.* Axion dark matter: What is it and why now? // Science advances. — 2022. — Vol. 8, no. 8. — eabj3618.
10. Dark matter targets for axionlike particle searches / N. Blinov [et al.] // Physical Review D. — 2019. — Vol. 100, no. 1. — P. 015049.

11. *Arcadi G., Djouadi A., Raidal M.* Dark Matter through the Higgs portal // *Physics Reports*. — 2020. — Vol. 842. — P. 1–180.
12. *Ureña-López L. A.* Brief review on scalar field dark matter models // *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*. — 2019. — Vol. 6. — P. 47.
13. *Fabbrichesi M., Gabrielli E., Lanfranchi G.* The physics of the dark photon: a primer. — Springer, 2021.
14. *Milgrom M.* MOND vs. dark matter in light of historical parallels // *Studies in History and Philosophy of Science Part B: Studies in History and Philosophy of Modern Physics*. — 2020. — Vol. 71. — P. 170–195.
15. *Girmohanta S., Shrock R.* Extra-dimensional model of dark matter // *Physical Review D*. — 2021. — Vol. 104, no. 11. — P. 115021.
16. *Carr B., Kühnel F.* Primordial black holes as dark matter: recent developments // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. — 2020. — Vol. 70, no. 1. — P. 355–394.
17. *Yoo J., Chaname J., Gould A.* The end of the MACHO era: limits on halo dark matter from stellar halo wide binaries // *The Astrophysical Journal*. — 2004. — Vol. 601, no. 1. — P. 311.
18. *Slatyer T. R., Tait T. M. P.* What If We Never Find Dark Matter? — 2024. — [Online; accessed 11-May-2025]. <https://www.scientificamerican.com/article/dark-matter-hunters-may-never-find-the-universes-missing-mass/>.
19. The waning of the WIMP? A review of models, searches, and constraints / *G. Arcadi [et al.]* // *The European Physical Journal C*. — 2018. — Vol. 78. — P. 1–57.
20. Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T / *X. Collaboration [et al.]* // *Physical review letters*. — 2019. — Vol. 122, no. 14. — P. 141301.
21. Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T / *X. Collaboration [et al.]* // *Physical review letters*. — 2018. — Vol. 121, no. 11. — P. 111302.
22. *Berlin A., Harnik R., Janish R.* Light Shining Through a Thin Wall: Evanescent Hidden Photon Detection // *arXiv preprint arXiv:2303.00014*. — 2023.

23. Fermion singlet dark matter in a pseudoscalar dark matter portal / B. D. Sáez [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Vol. 2021, no. 10. — P. 1–23.
24. *Cox P., Dolan M. J., Wood J.* Absorption of fermionic dark matter via the scalar portal // Physical Review D. — 2024. — Vol. 109, no. 9. — P. 095013.
25. *Cho A.* In search for unseen matter, physicists turn to dark sector. — 2017.
26. *Okun L.* Searches for new long-range forces // Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.);(United States). — 1980. — Vol. 52, no. 3.
27. *Boehm C., Fayet P.* Scalar dark matter candidates // Nuclear Physics B. — 2004. — Vol. 683, no. 1/2. — P. 219–263.
28. WISPy cold dark matter / P. Arias [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2012. — Vol. 2012, no. 06. — P. 013.
29. *Foot R., Vagnozzi S.* Dissipative hidden sector dark matter // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, issue 2. — P. 023512.
30. Self-interacting hidden sector dark matter, small scale galaxy structure anomalies, and a dark force / A. Aboubrahim [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 103, issue 7. — P. 075014.
31. New horizons: Scalar and vector ultralight dark matter / D. Antypas [et al.] // arXiv preprint arXiv:2203.14915. — 2022.
32. *Rogers K. K., Peiris H. V.* Strong bound on canonical ultralight axion dark matter from the lyman-alpha forest // Physical Review Letters. — 2021. — Vol. 126, no. 7. — P. 071302.
33. *Marsh D. J., Niemeyer J. C.* Strong constraints on fuzzy dark matter from ultrafaint dwarf galaxy Eridanus II // Physical review letters. — 2019. — Vol. 123, no. 5. — P. 051103.
34. *Hardy E., Lasenby R.* Stellar cooling bounds on new light particles: plasma mixing effects // Journal of High Energy Physics. — 2017. — Vol. 2017, no. 2. — P. 1–37.

35. Search for ultralight scalar dark matter with atomic spectroscopy / K. Van Tilburg [et al.] // Physical review letters. — 2015. — Vol. 115, no. 1. — P. 011802.
36. Search for invisible axion dark matter in the 3.3–4.2 μ eV mass range / C. Bartram [et al.] // Physical review letters. — 2021. — Vol. 127, no. 26. — P. 261803.
37. Light dark bosons in the JUNO-TAO neutrino detector / M. Smirnov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104, issue 11. — P. 116024.
38. *Fabbrichesi M., Gabrielli E., Lanfranchi G.* The physics of the dark photon: a primer. — Springer, 2021.
39. Dark photon limits: A handbook / A. Caputo [et al.] // Physical Review D. — 2021. — Vol. 104, no. 9. — P. 095029.
40. *Redondo J.* Helioscope bounds on hidden sector photons // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2008. — Vol. 2008, no. 07. — P. 008.
41. Results from the solar hidden photon search (SHIPS) / M. Schwarz [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2015. — Vol. 2015, no. 08. — P. 011.
42. Terrestrial detection of hidden vectors produced by solar nuclear reactions / F. D’Eramo [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2023. — Vol. 2023, no. 12. — P. 1–40.
43. New ALPS results on hidden-sector lightweights / K. Ehret [et al.] // Physics Letters B. — 2010. — Vol. 689, no. 4. — P. 149–155.
44. *Berlin A., Harnik R., Janish R.* Light Shining Through a Thin Wall: Evanescent Hidden Photon Detection // arXiv preprint arXiv:2303.00014. — 2023.
45. *Alonso-Álvarez G., Bleau K., Cline J. M.* Distortion of neutrino oscillations by dark photon dark matter // Physical Review D. — 2023. — Vol. 107, no. 5. — P. 055045.
46. *Alonso-Álvarez G., Cline J. M.* Sterile neutrino dark matter catalyzed by a very light dark photon // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2021. — Vol. 2021, no. 10. — P. 041.

47. *Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V.* Results from a hidden photon dark matter search using a multi-cathode counter // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2019. — Vol. 2019, no. 07. — P. 008.
48. *Park H.* Detecting dark photons with reactor neutrino experiments // Physical Review Letters. — 2017. — Vol. 119, no. 8. — P. 081801.
49. *Danilov M., Demidov S., Gorbunov D.* Constraints on hidden photons produced in nuclear reactors // Physical Review Letters. — 2019. — Vol. 122, no. 4. — P. 041801.
50. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2022. — Vol. 17, no. 09. — P09001.
51. *Овчинников С.* Эксплуатационные режимы ВВЭР. — Энергоатомиздат, 1988.
52. ENDF/B-VII. 0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology / M. Chadwick [et al.] // Nuclear data sheets. — 2006. — Vol. 107, no. 12. — P. 2931–3060.
53. *Litaize O., Regnier D., Serot O.* Prompt fission gamma-ray spectra and multiplicities for various fissioning systems // Physics Procedia. — 2014. — Vol. 59. — P. 89–94.
54. *Serot O., Litaize O., Regnier D.* Fission mode influence on prompt neutrons and γ -rays emitted in the reaction ^{239}Pu (nth, f) // Physics Procedia. — 2014. — Vol. 59. — P. 132–137.
55. High-precision prompt- γ -ray spectral data from the reaction $\text{Pu } 241$ (n th, f) / S. Oberstedt [et al.] // Physical Review C. — 2014. — Vol. 90, no. 2. — P. 024618.
56. *Копейкин В., Микаэлян Л., Синева В.* Реактор как источник антинейтрино: тепловая энергия деления // Ядерная физика. — 2004. — Т. 67, № 10. — С. 1916–1922.
57. From ENSDF database as of April 20th, 2024.
Version available at <http://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals/>.
58. Axionlike particles searches in reactor experiments / D. A. Sierra [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2021. — Vol. 2021, no. 3. — P. 1–38.

59. The spectrum of γ radiation emitted in the FRJ-1 (Merlin) reactor core and moderator region : tech. rep. / H. Bechteler [et al.]. — 1984.
60. XCOM: Photon cross sections database, 2010 / M. Berger [et al.] // DOI. — 2010. — Vol. 10. — T48G6X.
61. Search for axions from the Kuo-Sheng nuclear power reactor with a high-purity germanium detector / H. Chang [et al.] // Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology. — 2007. — Vol. 75, no. 5. — P. 052004.
62. Search for the electron-positron decay of axions and axionlike particles at a nuclear power reactor at Bugey / M. Altmann [et al.] // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1995. — Vol. 68. — P. 221–227.
63. Search for new physics in electronic recoil data from XENONnT / E. Aprile [et al.] // Physical review letters. — 2022. — Vol. 129, no. 16. — P. 161805.
64. Search for dark matter particle interactions with electron final states with DarkSide-50 / P. Agnes [et al.] // Physical review letters. — 2023. — Vol. 130, no. 10. — P. 101002.
65. Searches for electron interactions induced by new physics in the EDELWEISS-III Germanium bolometers / E. Armengaud [et al.] // Physical Review D. — 2018. — Vol. 98, no. 8. — P. 082004.
66. *Capozzi F., Raffelt G.* Axion and neutrino bounds improved with new calibrations of the tip of the red-giant branch using geometric distance determinations // Physical Review D. — 2020. — Vol. 102, no. 8. — P. 083007.
67. Stellar limits on scalars from electron-nucleus bremsstrahlung / S. Bottaro [et al.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2023. — Vol. 2023, no. 07. — P. 071.
68. Violation of the equivalence principle from light scalar dark matter / A. Hees [et al.] // Physical Review D. — 2018. — Vol. 98, no. 6. — P. 064051.
69. Поиск бозонной темной материи нейтринным детектором iDREAM на Калининской атомной электростанции / А. В. Абрамов [и др.] // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. — 2025. — № 2.