

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

УДК 539.123

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
**ПОИСК СВЕРХЛЁГКИХ ТЁМНЫХ
ФОТОНОВ ДЕТЕКТОРОМ IDREAM НА
КАЛИНИНСКОЙ АТОМНОЙ СТАНЦИИ**

Студент

_____ К. К. Киселев

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Научный консультант,

старший научный сотрудник

_____ Р. Р. Нугманов

Москва 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
Тёмный фотон	3
Детектор iDREAM	5
1 Расчёт ожидаемого сигнала в детекторе iDREAM	7
1.1 Спектр γ -квантов в АЗ реактора ВВЭР-1000	7
1.2 Ожидаемый сигнал в детекторе iDREAM	10
2 Анализ данных и результаты	14
2.1 Критерии отбора	14
2.2 Анализ данных	14
2.3 Оценка погрешностей	15
2.4 Получение ограничений	16
3 Заключение	19
Список использованных источников	20

ВВЕДЕНИЕ

ТЁМНЫЙ ФОТОН

К настоящему времени целый ряд экспериментов, направленных на поиск проявлений темной материи (ТМ) в виде массивных слабо-взаимодействующих частиц (МСВЧ), не привел к их обнаружению. Полученные в экспериментах ограничения на сечение взаимодействия МСВЧ с нуклонами указывают на чрезвычайно малое, если оно вообще есть, взаимодействие [1; 2]. В этой связи, возрастает роль экспериментальных поисков ТМ в рамках других ее моделей. В частности, широко рассматривается скрытый сектор частиц и взаимодействий, постулируется существование новой $U(1)$ симметрии и, как следствие из нее, темного фотона (ТФ), который может взаимодействовать с током Стандартной модели (СМ) и обеспечить «мост» между частицами СМ и скрытого сектора (рисунок 1).

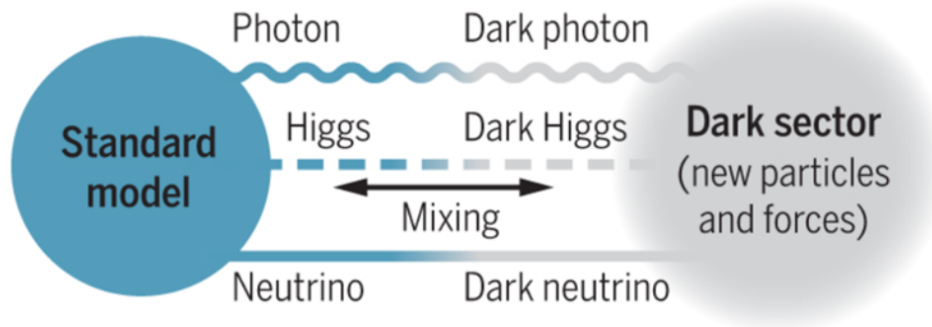


Рисунок 1 — Стандартная Модель и её возможное взаимодействие со скрытым сектором [3]

Основные вопросы скрытого сектора частиц и взаимодействий широко рассматривались в работах [4–8]. Параметрами модели ТФ являются его масса m_X и константа связи с заряженным током СМ g_X . Сверхлегкий ТФ с массой $10^{-15} \lesssim m_X \lesssim 10^{-3}$ эВ и константой $g_X \lesssim 10^{-10}$ может полностью объяснить феномен ТМ [9] (зелёная линия на рис. 2). Если же

ТФ составляет только часть ТМ, тогда разрешенная область параметров значительно расширяется.

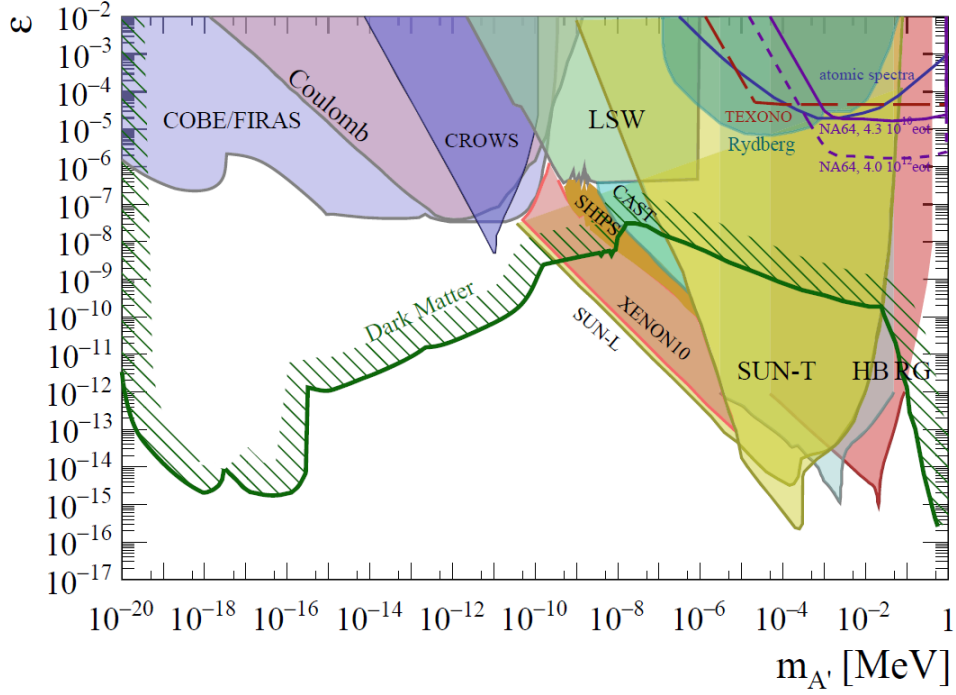


Рисунок 2 — Ограничения на параметры модели ТФ из космологии и лабораторных экспериментов [9]

В данной работе предполагается, что ТФ слабо взаимодействует с заряженными токами СМ. Такое взаимодействие описывается слагаемыми в лагранжиане [9]:

$$\mathcal{L} \supset -\frac{1}{4}X_{\mu\nu}X^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_X^2X^\mu X_\mu - g_X J_\mu X^\mu, \quad (1)$$

где $X_{\mu\nu} = \partial_\mu X_\nu - \partial_\nu X_\mu$, m_X – масса ТФ, X_μ – векторное поле, описывающее ТФ, g_X – константа связи ТФ с заряженным током СМ, J_μ – фермионный ток СМ.

Экспериментальный поиск ТФ ведется в широком диапазоне его масс $m_X \sim 10^{-21} \div 10^{11}$ эВ с привлечением большого разнообразия методик (рисунок 2). Эксперименты включают поиск ТФ от Солнца [10–12], поиск осцилляций фотон \leftrightarrow темный фотон [13; 14], исследования влияния ТФ на нейтринные осцилляции [15; 16], изучение индуцированного ТФ фотоэффекта [17] и др. Ядерные реакторы являются высокоинтенсивным источником γ -квантов и допускают проведение поисковых исследований ТФ,

которые могут образовываться в активной зоне (АЗ) в ряде процессов с участием фотона. Среди реакторных нейтринных экспериментов первые результаты по поиску ТФ были представлены в работе [18] 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 другим составом, поэтому полученные результаты являются скорее оценочными. В [19] отмечалось, что полученные в [18] ограничения на константу g_X в действительности должны быть слабее, и были установлены новые, более слабые ограничения по данным TEXONO. В [20] получена оценка чувствительности нейтринного детектора JUNO-TAO к проявлениям темных фотонов для $m_X > 10^{-1}$ эВ.

Ниже представлены результаты поиска сверхлёгких темных фотонов нейтринным детектором iDREAM на Калининской АЭС (КАЭС).

ДЕТЕКТОР IDREAM

Нейтринный детектор iDREAM (industrial Detector of REactor Anti-neutrinos for Monitoring) расположен на удалении 19.6 м от центра АЗ реактора ВВЭР-1000 ($P_{th} = 3000$ МВт) энергоблока № 3 КАЭС. Детектор предназначен для мониторинга состояния и мощности реактора по потоку антинейтрино из активной зоны.

Схематическое изображение детектора приведено на рис. 3. Детектор представляет собой два концентрических 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 [21].

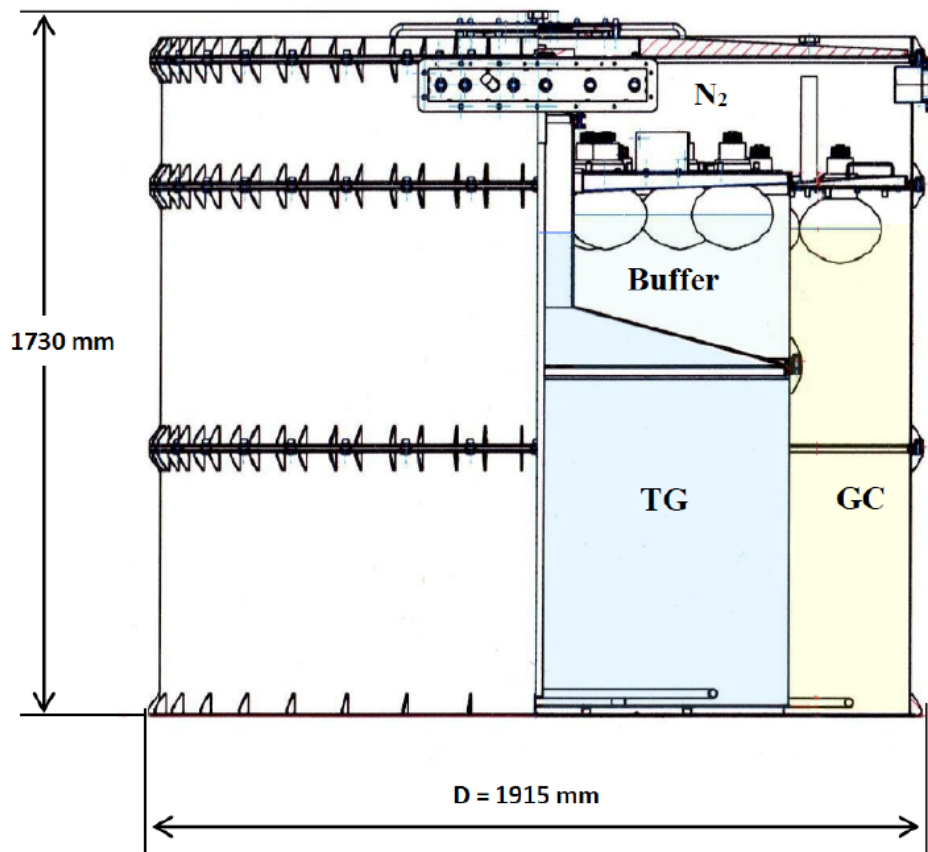


Рисунок 3 — Схема детектора iDREAM [21]

1 РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО СИГНАЛА В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

1.1 СПЕКТР γ -КВАНТОВ В АЗ РЕАКТОРА ВВЭР-1000

Предполагается, что темный фотон X может образоваться в АЗ в процессе рассеяния γ -квантов на электронах: $\gamma e^- \rightarrow e^- X$ (рисунок 1.1, а). Основными источниками γ -квантов в АЗ являются мгновенное γ -излучение деления ядер и (n, γ) -реакции [22]. Вклад запаздывающего γ -излучения и других источников можно оценить на уровне $\sim 1\%$.

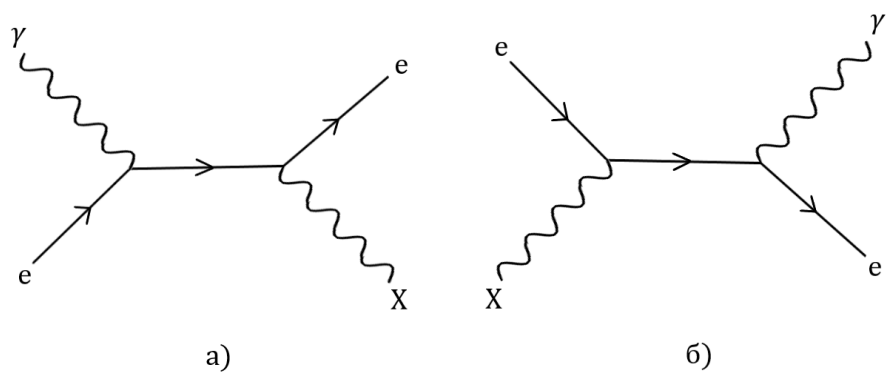


Рисунок 1.1 — Реакции образования ТФ в АЗ (а) и поглощения ТФ в веществе детектора (б)

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 [23] и нормированы на множественность γ -квантов (имеется в виду среднее число γ -квантов, образующихся в одном акте деления) по результатам работ [24–26]. 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 тепловую мощность реактора P_{th} и среднее энерговыделение на один акт деления $\langle E_f \rangle$ [27].

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.

Изоотоп	Концентрация, см^{-3}	
	Начало кампании	Конец кампании
O	$2.582 \cdot 10^{22}$	$2.582 \cdot 10^{22}$
H	$2.516 \cdot 10^{22}$	$2.516 \cdot 10^{22}$
^{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 [28]. 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 пол-

ного 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, [18]). Полученный полный спектр γ -излучения (1.2) представлен на рис. 1.2 для начала топливной кампании (зелёным) и с учётом усреднения скорости счёта (n, γ) -реакций на гадолинии (красным).

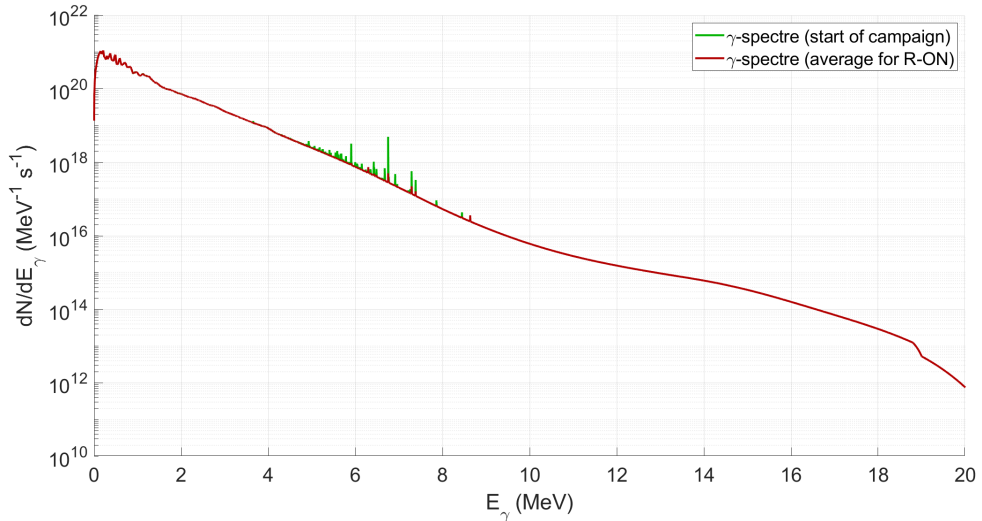


Рисунок 1.2 — Спектр γ -квантов в АЗ реактора ВВЭР-1000 для начала кампании (зелёным) и после усреднения скорости счёта (n, γ) -реакций по периоду сбора данных (красным)

Ошибки расчета обусловлены:

- погрешностями множественности γ -излучения [24—26] ($\sim 7\%$)
- 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 консервативно принять $\sigma_\gamma = 10\%$.

1.2 ОЖИДАЕМЫЙ СИГНАЛ В ДЕТЕКТОРЕ IDREAM

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

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

где E_X – энергия родившегося ТФ, $\sigma_{\gamma e \rightarrow X e}$ – полное сечение рождения ТФ, $\frac{d\sigma_{\gamma e \rightarrow X e}}{dE_X}$ – дифференциальное сечение рождения ТФ [20]. 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 [29].

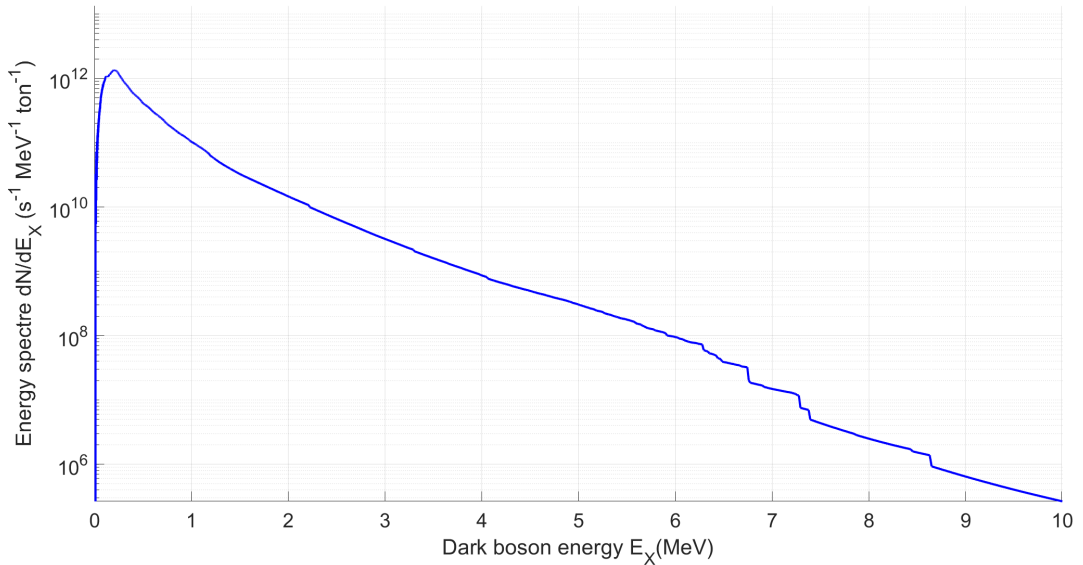


Рисунок 1.3 – Спектр ТФ, рождённых в АЗ реактора для $g_X = 10^{-5}$, $m_X = 1$ эВ

Также из кинематики реакции рождения ТФ 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 ТФ. Используя выражение (1.4), можно получить пределы инте-

гирования в формуле (1.3).

Предполагается, что ТФ 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 ТФ 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 ТФ на электроне[20], $E_{\gamma'}$ – энергия вторичного γ -кванта. Для учета ослабления потока ТФ на пути от АЗ к детектору в (1.5) введен экспоненциальный множитель, в котором $\sigma_{Xe \rightarrow \gamma' e}$ – полное сечение обратного рассеяния ТФ на электронах вещества, n_e – средняя концентрация электронов на пути к детектору (воздух, бетон).

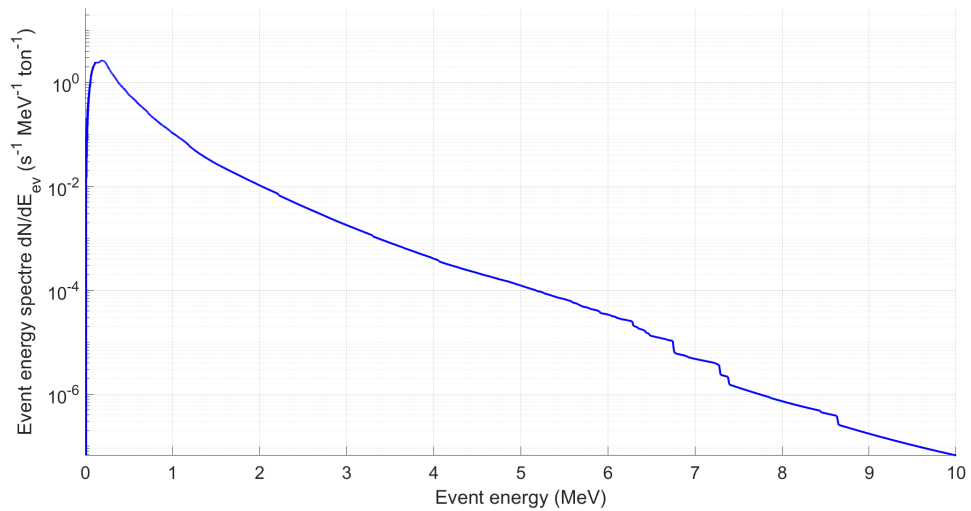


Рисунок 1.4 — Полученный по формуле 1.5 спектр суммарной энергии продуктов реакции (e и γ') обратного рассеяния ТФ в детекторе для $g_X = 10^{-5}$, $m_X = 1$ эВ

Пределы интегрирования в формуле (1.5) можно получить из кине-

матического 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 фотона 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.

В детекторе iDREAM существует неоднородность светосбора, связанная с геометрией детектора, что влияет на энергетическое разрешение в зависимости от положения события в чувствительном объёме. Для оценки влияния неоднородности на получаемые результаты ожидаемый спектр событий взаимодействия ТФ был рассчитан для трёх значений энергетического разрешения: $11.6\frac{\%}{\text{МэВ}}$ [21], $20\frac{\%}{\text{МэВ}}$ и $30\frac{\%}{\text{МэВ}}$.

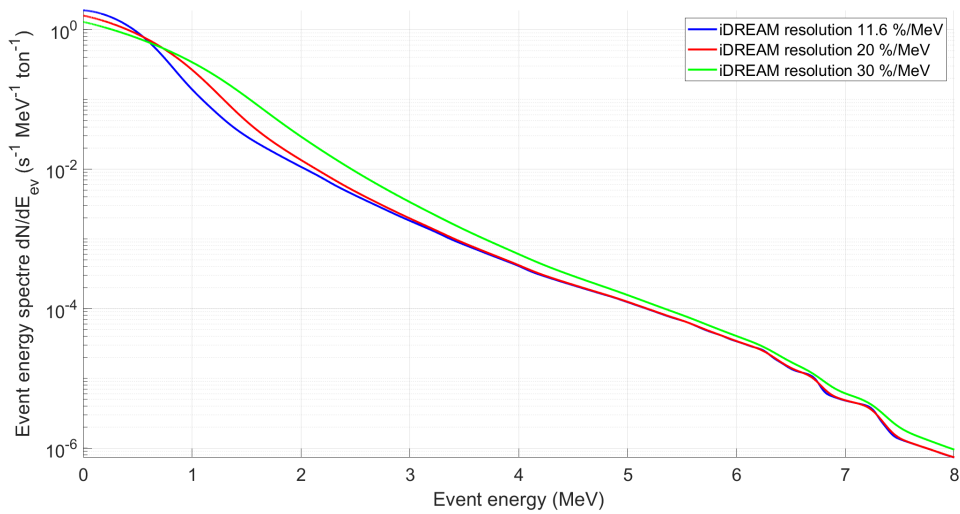


Рисунок 1.5 – Ожидаемые спектры событий взаимодействия ТФ ($g_X = 10^{-5}$, $m_X = 1$ эВ) в детекторе iDREAM для трёх энергетических разрешений: $11.6\frac{\%}{\text{МэВ}}$ (синим), $20\frac{\%}{\text{МэВ}}$ (красным) и $30\frac{\%}{\text{МэВ}}$ (зелёным)

Как видно из рисунка 1.5, чем хуже энергетическое разрешение, тем больше событий ожидается в правой части спектра. Стоит отметить, что спектр пропорционален g_X^4 , а изменение массы ТФ не влияет на его форму.

2 АНАЛИЗ ДАННЫХ И РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1 КРИТЕРИИ ОТБОРА

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 три энергетических бина: $E_{ev} \in [3; 10]$ МэВ, $E_{ev} \in [4; 10]$ МэВ и $E_{ev} \in [5; 10]$ МэВ.

2.2 АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа были взяты периоды набора данных детектором iDREAM, соответствующие 60 (37) суткам живого времени при включенном (выключенном) реакторе 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. 2.1а, 2.1б, 2.1в показаны скорости счета iDREAM в периоды выключенного (красным) и включенного (зелёным) реактора для трёх исследованных энергетических бинов. Поскольку скорость счёта фоновых одиночных событий не зависит от режима работы реактора, учёт фона можно произвести вычитанием скорости счёта детектора, измеренной при выключенном реакторе, из скорости счёта при включенном реакторе: $R_{exp} = R_{ON} - R_{OFF}$. После такого вычитания величина R_{exp} должна содержать только события взаимодействия ТФ, которые, как предполагается, происходят при включенном реакторе, а также события, связанные с флуктуациями скорости счёта.

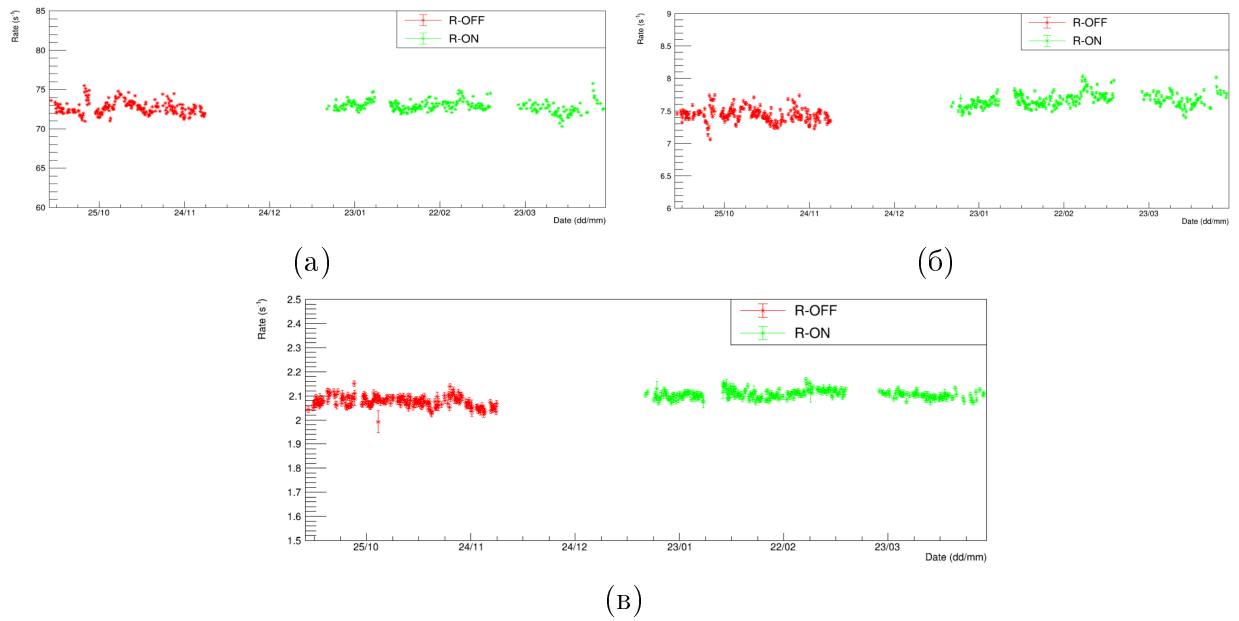


Рисунок 2.1 — Скорости счёта одиночных событий при включенном (зелёным) и выключенном (красным) реакторе для трёх энергетических диапазонов: [3; 10] МэВ (а), [4; 10] МэВ (б), [5; 10] МэВ (в)

2.3 ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ

Основной вклад в погрешность измеренной величины R_{exp} будет вносить систематическая ошибка, связанная с флуктуацией скорости счёта ΔR_f (см. табл. 2.1). Численное значение ΔR_f определялось как среднеквадратичное отклонение распределений скорости счёта при выключенном и включенном реакторе. Из таблицы 2.1 видно, что в пределах ошибок измерений, превышения R_{ON} над R_{OFF} не наблюдается.

Таблица 2.1 — Скорости счёта одиночных событий в различных энергетических бинах при выключенном и включенном реакторе, а также их разность

Бин, МэВ	R_{OFF}, c^{-1}	R_{ON}, c^{-1}	R_{exp}, c^{-1}
[3; 10]	72.672 ± 0.005 (стат.) ± 0.819 (сист.)	72.882 ± 0.004 (стат.) ± 0.710 (сист.)	0.210 ± 0.006 (стат.) ± 1.084 (сист.)
[4; 10]	7.435 ± 0.002 (стат.) ± 0.107 (сист.)	7.666 ± 0.001 (стат.) ± 0.106 (сист.)	0.232 ± 0.002 (стат.) ± 0.151 (сист.)
[5; 10]	2.075 ± 0.001 (стат.) ± 0.021 (сист.)	2.106 ± 0.001 (стат.) ± 0.017 (сист.)	0.031 ± 0.001 (стат.) ± 0.027 (сист.)

2.4 ПОЛУЧЕНИЕ ОГРАНИЧЕНИЙ

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

$$R_{th} = R_{DP}(1 + \theta_\gamma \sigma_\gamma) + \Delta R_f \theta_f, \quad (2.1)$$

где R_{DP} – ожидаемая скорость счёта событий от ТФ, получаемая интегрированием формулы (1.5) в исследуемом энергетическом диапазоне, θ_γ , θ_f – параметры неопределённости спектра γ -квантов в АЗ и флуктуации ΔR_f скорости счёта одиночных событий, соответственно, а $\sigma_\gamma = 10\%$ – относительная погрешность спектра γ -квантов в АЗ (см 1.1). Далее была составлена функция правдоподобия:

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

Используемая тестовая статистика:

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

Здесь $\hat{\theta}_\gamma, \hat{\theta}_f$ – значения соответствующих 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 нормального распределения.

Из максимизации (2.2) по всем параметрам ($m_X, g_X, \theta_\gamma, \theta_f$) и условно (по параметрам θ_γ и θ_f при фиксированных параметрах m_X, g_X) и выбранного уровня достоверности $\alpha = 95\%$ можно получить ограничения на параметры модели ТФ, которые представлены на рис. 2.2 (черная линия) для

энергетического бина [5; 10] МэВ и значения энергетического разрешения iDREAM $11.6 \frac{\%}{\text{МэВ}}$ и в табл. 2.2 для всех рассмотренных бинов и энергетических разрешений. Как видно из таблицы 2.2, наилучшие ограничения получены при отборе событий в диапазоне больших энергий [5; 10] МэВ, поэтому они изображены на рис. 2.2. При этом, как было отмечено ранее, при ухудшении используемого в расчётах значения энергетического разрешения детектора, получаемые ограничения незначительно улучшаются.

На рис. 2.2 синяя область соответствует ограничениям, полученным на основе космологических данных и ряда лабораторных экспериментов для общего случая, когда ТФ не составляет всю ТМ [30]. Для сравнения, на рисунке также представлены ограничения из работы [18] по данным нейтринных детекторов NEOS и TEXONO (зеленые прерывистые линии). Хотя эти оценки строже ограничений iDREAM, напомним, что они были получены без учета состава АЗ реакторов и систематической погрешности, связанной с неопределенностью спектра γ -квантов, и должны, по мнению авторов работы [19], быть занижены. Таким образом, среди реакторных нейтринных экспериментов ограничения, которые получены в нашей работе с учетом состава АЗ ядерного реактора и рассчитанного на его основе спектра γ -квантов, являются первыми и наиболее точными.

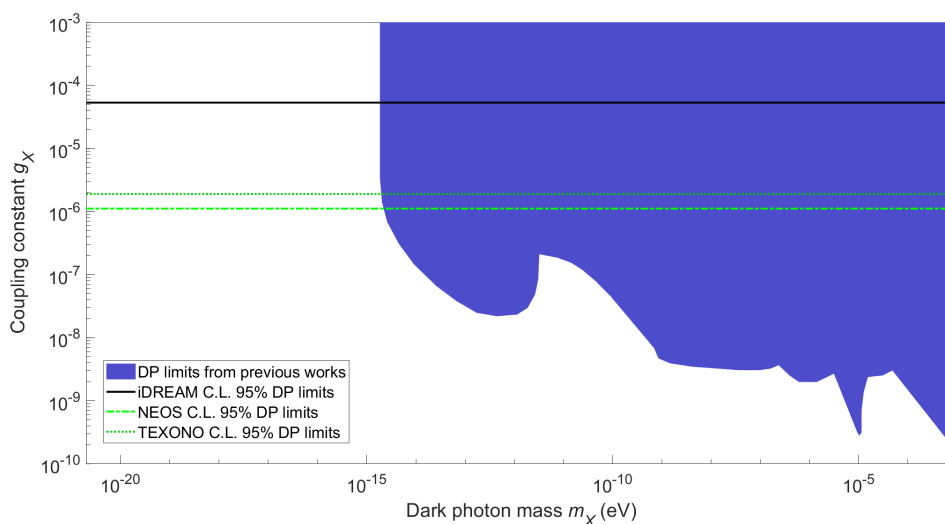


Рисунок 2.2 — Сравнение ограничений на параметры модели тёмного фотона, полученных в данной работе (чёрный), с ограничениями, полученными в [18] на основе данных экспериментов NEOS и TEXONO (зеленые пунктирные линии), и ограничениями, следующими из космологии и ряда лабораторных экспериментов, в которых не предполагается, что ТФ составляет 100% ТМ [30] (синий) на уровне достоверности 95%

Таблица 2.2 — Полученные ограничения на $g_X, 10^{-5}$ для различных энергетических бинов и значений энергетического разрешения детектора iDREAM

Бин, МэВ	Разрешение		
	11.6 $\frac{\%}{\text{МэВ}}$	20 $\frac{\%}{\text{МэВ}}$	30 $\frac{\%}{\text{МэВ}}$
[3; 10]	6.1461	6.0311	5.7412
[4; 10]	6.2037	6.1433	6.0513
[5; 10]	5.3296	5.2899	5.2396

3 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

- Используя точный состав АЗ реактора ВВЭР-1000 и доли деления нуклидов, соответствующих выбранному для анализа периоду набора статистики, получен оценочный спектр γ -квантов в АЗ реактора.
- Для оценки влияния неоднородности детектора iDREAM рассчитаны ожидаемые спектры событий от взаимодействия темных фотонов для трёх различных значений энергетического разрешения.
- Для однородного сцинтилляционного детектора впервые учтены систематические ошибки скорости счёта детектора.
- Установлены ограничения на массу m_χ и константу взаимодействия g_χ тёмных фотонов с заряженным током Стандартной Модели. Полученные результаты незначительно уступают результатам, полученным по данным детектора NEOS [18].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T / X. Collaboration [и др.] // Physical review letters. — 2019. — Т. 122, № 14. — С. 141301.
2. Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T / X. Collaboration [и др.] // Physical review letters. — 2018. — Т. 121, № 11. — С. 111302.
3. *Cho A.* In search for unseen matter, physicists turn to dark sector. — 2017.
4. *Okun L.* Searches for new long-range forces // Sov. Phys.-JETP (Engl. Transl.);(United States). — 1980. — Т. 52, № 3.
5. *Окунь Л.* Границы электродинамики: парафотоны? // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1982. — Т. 83, № 3. — С. 892.
6. *Holdom B.* Two U(1)'s and ϵ charge shifts // Physics Letters B. — 1986. — Т. 166, № 2. — С. 196—198.
7. *Fayet P.* Extra U (1)'s and new forces // Nuclear Physics B. — 1990. — Т. 347, № 3. — С. 743—768.
8. *Boehm C., Fayet P.* Scalar dark matter candidates // Nuclear Physics B. — 2004. — Т. 683, № 1/2. — С. 219—263.
9. *Fabbrichesi M., Gabrielli E., Lanfranchi G.* The physics of the dark photon: a primer. — Springer, 2021.
10. *Redondo J.* Helioscope bounds on hidden sector photons // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2008. — Т. 2008, № 07. — С. 008.

11. Results from the solar hidden photon search (SHIPS) / M. Schwarz [и др.] // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2015. — Т. 2015, № 08. — С. 011.
12. Terrestrial detection of hidden vectors produced by solar nuclear reactions / F. D’Eramo [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2023. — Т. 2023, № 12. — С. 1–40.
13. New ALPS results on hidden-sector lightweights / K. Ehret [и др.] // Physics Letters B. — 2010. — Т. 689, № 4. — С. 149–155. — ISSN 0370-2693.
14. *Berlin A., Harnik R., Janish R.* Light Shining Through a Thin Wall: Evanescent Hidden Photon Detection // arXiv preprint arXiv:2303.00014. — 2023.
15. *Alonso-Álvarez G., Bleau K., Cline J. M.* Distortion of neutrino oscillations by dark photon dark matter // Physical Review D. — 2023. — Т. 107, № 5. — С. 055045.
16. *Alonso-Álvarez G., Cline J. M.* Sterile neutrino dark matter catalyzed by a very light dark photon // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2021. — Т. 2021, № 10. — С. 041.
17. *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. — Т. 2019, № 07. — С. 008.
18. *Park H.* Detecting dark photons with reactor neutrino experiments // Physical Review Letters. — 2017. — Т. 119, № 8. — С. 081801.
19. *Danilov M., Demidov S., Gorbunov D.* Constraints on Hidden Photons Produced in Nuclear Reactors // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Т. 122, вып. 4. — С. 041801.
20. Light dark bosons in the JUNO-TAO neutrino detector / M. Smirnov [и др.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Т. 104, вып. 11. — С. 116024.
21. iDREAM: industrial Detector of REactor Antineutrinos for Monitoring at Kalinin nuclear power plant / A. Abramov [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2022. — Т. 17, № 09. — P09001.

22. *Овчинников С.* Эксплуатационные режимы ВВЭР. — Энергоатомиздат, 1988.
23. ENDF/B-VII. 0: next generation evaluated nuclear data library for nuclear science and technology / M. Chadwick [и др.] // Nuclear data sheets. — 2006. — Т. 107, № 12. — С. 2931—3060.
24. *Litaize O., Regnier D., Serot O.* Prompt fission gamma-ray spectra and multiplicities for various fissioning systems // Physics Procedia. — 2014. — Т. 59. — С. 89—94.
25. *Serot O., Litaize O., Regnier D.* Fission mode influence on prompt neutrons and γ -rays emitted in the reaction $^{239}\text{Pu} (n, f)$ // Physics Procedia. — 2014. — Т. 59. — С. 132—137.
26. High-precision prompt- γ -ray spectral data from the reaction $\text{Pu } 241 (n, f)$ / S. Oberstedt [и др.] // Physical Review C. — 2014. — Т. 90, № 2. — С. 024618.
27. *Копейкин В., Микаэлян Л., Синев В.* Реактор как источник антинейтрино: тепловая энергия деления // Ядерная физика. — 2004. — Т. 67, № 10. — С. 1916—1922.
28. From ENSDF database as of April 20th, 2024.
Version available at <http://www.nndc.bnl.gov/ensarchivals/>. —
29. XCOM: Photon cross sections database, 2010 / M. Berger [и др.] // DOI. — 2010. — Т. 10. — T48G6X.
30. Dark photon limits: A handbook / A. Caputo [и др.] // Physical Review D. — 2021. — Т. 104, № 9. — С. 095029.