

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1.05

**ОТЧЁТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**

**Возможности поиска тёмных фотонов в ближнем детекторе T2K**

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н., профессор

\_\_\_\_\_ Ю. Г. Куденко

Выполнил

\_\_\_\_\_ А. С. Горин

Москва 2020

## СОДЕРЖАНИЕ

Перечень сокращений и обозначений . . . . .	3
Введение . . . . .	4
1 Подход к оценке эффективности регистрации . . . . .	6
1.1 Производство и распад тёмных фотонов . . . . .	7
1.2 Проверка гипотезы . . . . .	9
2 Описание ближнего детектора T2K . . . . .	11
3 Моделирование фона . . . . .	13
4 Моделирование сигнала . . . . .	16
Заключение . . . . .	20
Список использованных источников . . . . .	21

## ПЕРЕЧЕНЬ СОКРАЩЕНИЙ И ОБОЗНАЧЕНИЙ

В настоящем отчёте о НИР применяют следующие термины с соответствующими определениями

T2K — Tokai-to-Kamioka, нейтринный эксперимент в Японии.

POT — protons-on-target, статистика эксперимента, количество протонов на мишени.

TPC — time projection chamber, время-проекционная камера.

ЦЕРН — европейская организация по ядерным исследованиям.

LHC — большой адронный коллайдер.

МС — Монте-Карло, метод генерации случайных событий с заданным распределением.

## ВВЕДЕНИЕ

На данный момент существуют явные указания на то, что наблюдаемая физика не находит удовлетворительного объяснения в рамках стандартной модели. Самыми яркими примерами являются экспериментальные свидетельства о наличии тёмной материи и ненулевая масса нейтрино. В связи с этим предпринимаются попытки поиска физики за рамками стандартной модели.

Рассмотренный в работе подход предполагает наличие дополнительной  $U(1)$ -симметрии, ответственной за частицы нового типа, которые взаимодействуют с частицами стандартной модели посредством «портальных» членов в лагранжиане.

Рассмотренная модель отвечает так называемому тёмному фотону, который в общем случае массивен. Модель имеет два параметра — массу тёмного фотона  $m_{\gamma'}$  и константу смешивания  $\varepsilon$ . Тёмные фотоны пока экспериментально не обнаружены. В работе [1] даётся актуальное состояние ограничений на параметры  $m_{\gamma'}$  и  $\varepsilon$ , приведём его на рисунке 1.

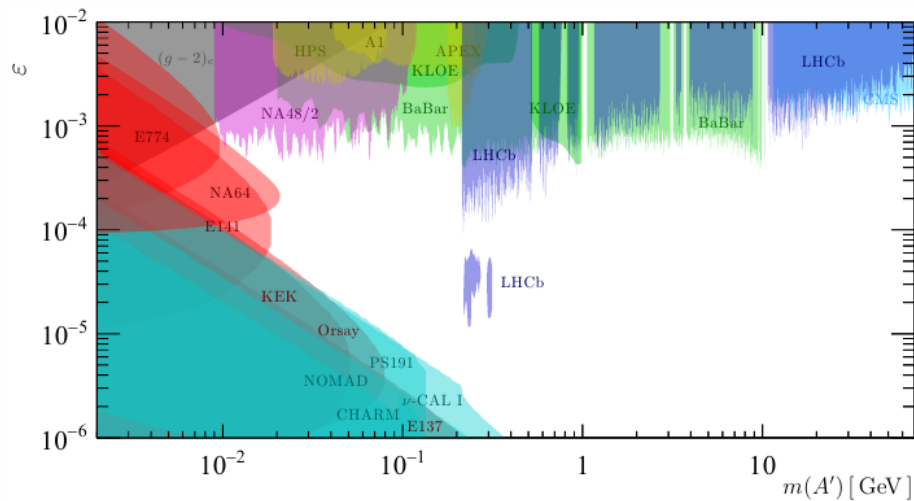


Рисунок 1 — Актуальные ограничения на параметры тёмного фотона

Для поиска тёмных фотонов можно использовать различные эксперименты физики высоких энергий. В данной работе исследуется возможность поиска тёмных фотонов в ближнем детекторе эксперимента T2K. Конструкция ближнего детектора позволяет осуществить поиск распадов тёмных фотонов на уровне единичных событий эффективно подавляя шумы. Оценка уровней

шумов и полезного сигнала и является предметом настоящей работы. Также интересно понять, можно ли используя данные T2K усилить существующие ограничения на параметры модели. Такая оценка также была проведена.

В разделе 1 приведена исследуемая теоретическая модель, описано производство тёмных фотонов в  $pN$ -столкновениях из нейтральных лептонов, описана проверка сигнала на достоверность.

В разделе 2 приводится описание ближнего детектора T2K, его конструктивных особенностей, определяющих возможности регистрации тёмных фотонов.

В разделе 3 приводится описание работы с фоновыми событиями — рассматриваются начальные каты, характеристики событий.

В разделе 4 приводится описание восстановления сигнала в игрушечной модели для оценки характеристик полезных событий, приводится расчёт ожидаемого количества полезных событий для текущей статистики T2K в интересующем диапазоне параметров.

## 1 Подход к оценке эффективности регистрации

Рассмотрим следующее расширение стандартной модели для описания скрытой массы. Предположим что частицы скрытой массы — синглеты относительно  $U(1)_Y \times SU(2)_I \times SU(3)_C$ . Зададим модель для тёмного сектора и обеспечим взаимодействие двух частей новой теории через портовые операторы [2]:

$$\mathcal{L} \supset \frac{c_{ij} \mathcal{O}_{SM}^i \mathcal{O}_{DM}^j}{\lambda_{ij}}, \quad (1)$$

где  $c$  — безразмерная константа,  $\lambda$  — размерный масштаб, а  $\mathcal{O}_{SM}^i$  — синглетные комбинации полей стандартной модели.

Тогда можно ввести дополнительную  $U(1)'$ -симметрию и рассмотреть лагранжиан вида

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

Это – модель тёмного фотона с кинетическим смешиванием. Переопределение фотона устраняет соответствующий член лагранжиана, но порождает взаимодействие тёмного фотона с электромагнитным током  $\varepsilon e A'_\mu J_{QED}^\mu$ . В экспериментах тёмные фотоны не обнаружены, но поставлены серьёзные ограничения на массу тёмного фотона и константу  $\varepsilon$ .

Приведём актуальные на данный момент ограничения. Серьёзная работа по поиску тёмных фотонов идёт в данный момент в ЦЕРН. В работе [3] приводятся ограничения, полученные в эксперименте NA64 на ускорителе SPS. Поиск тёмных фотонов осуществлялся в сэндвич-детекторе, смещённом относительно оси пучка 150-ГэВных электронов, бьющих по неподвижной мишени. Полученные ограничения приведены на рисунке 2.

Эксперимент искал тёмные фотоны, соответствующие аномалии в эксперименте АТОМКИ [4] (красная линия). Также ограничения на параметры тёмного фотона были получены в эксперименте NA48 [5] (поиск тёмных фотонов в реакции  $\pi^0 \rightarrow \gamma' e^+ e^-$ ) и эксперименте NA62 [6]. Также стоит упомянуть работы [7, 8].

Также поиск тёмных фотонов ведётся непосредственно на ЛHC. На данный момент в эксперименте LHCb [1] получены ограничения для широкого диапазона допустимых масс и параметров смешивания (рисунок 3).

После апгрейда LHC, в третьем сеансе работы LHC, чувствительность эксперимента LHCb будет перекрывать значительную область значений, которая на данный момент неисследована (рисунок 4).

## 1.1 Производство и распад тёмных фотонов

Производство тёмных фотонов в распадах нейтральных мезонов описано в работе [9]. Для ширины распада нейтрального мезона  $m$  в пару фотон-

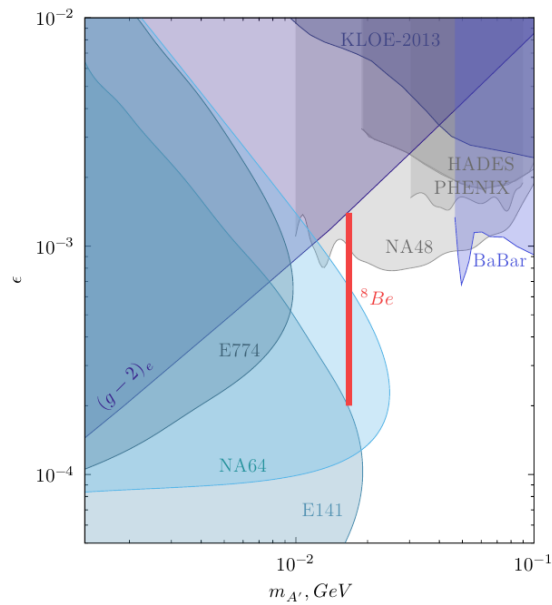


Рисунок 2 — Ограничения на параметры тёмного фотона, полученные в эксперименте NA64

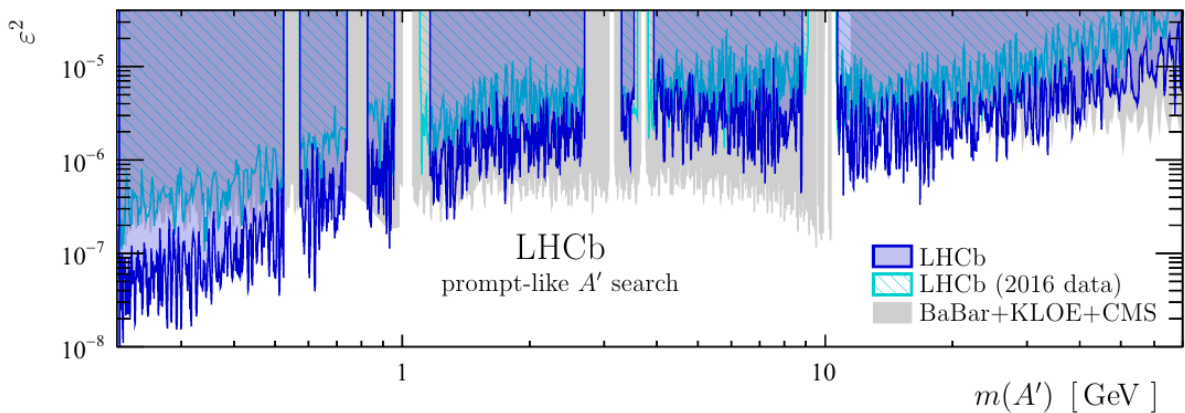


Рисунок 3 — Ограничения на параметры тёмного фотона, полученные в эксперименте LHCb

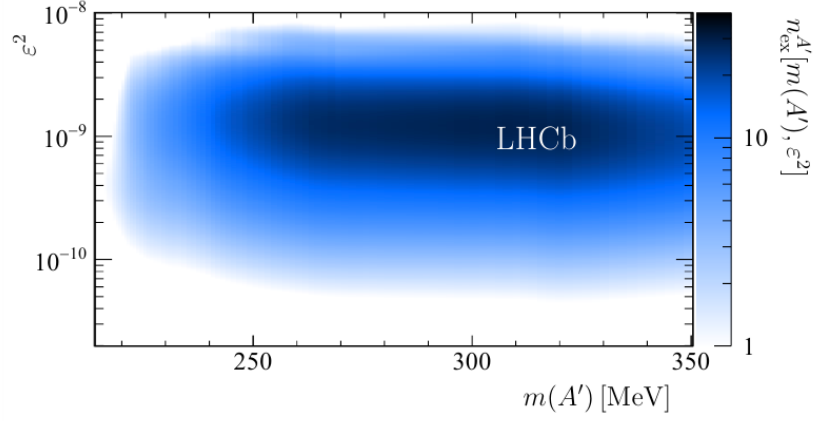


Рисунок 4 — Рассчётная чувствительность эксперимента LHCb к тёмным фотонам после апгрейда

тёмный фотон имеем следующее соотношение:

$$Br(\mathbf{m} \rightarrow \gamma\gamma') = Br(\mathbf{m} \rightarrow \gamma\gamma) \times 2 \cdot \varepsilon^2 \left(1 - \frac{m_{\gamma'}^2}{m_{\mathbf{m}}^2}\right)^3. \quad (3)$$

Мы будем искать распады тёмных фотонов на мюоны и электроны. Отдельно приведём ширины распада тёмного фотона на лептоны и адроны. Для распада на лептоны имеем следующее соотношение:

$$\Gamma_{\gamma' \rightarrow l+l^-} = \frac{1}{3} \alpha \varepsilon^2 m_{\gamma'} \left(1 + \frac{2m_l^2}{m_{\gamma'}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m_{\gamma'}^2}}, \quad (4)$$

где  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$  — постоянная тонкой структуры,  $m_l$  — масса лептона. Это соотношение может быть получено из нашей модели стандартными средствами квантовой теории поля, например, используя [10].

Для распада на адроны, используем  $R$  — отношение для производства адронов:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (5)$$

который приведён на рисунке 5, взятом из PDG [11].

Тогда для распада тёмного фотона на адрона имеем следующее выражение для парциальной ширины:

$$\Gamma_{\gamma' \rightarrow \text{hadrons}} = \Gamma_{\gamma' \rightarrow \mu^+\mu^-} \times R(s). \quad (6)$$



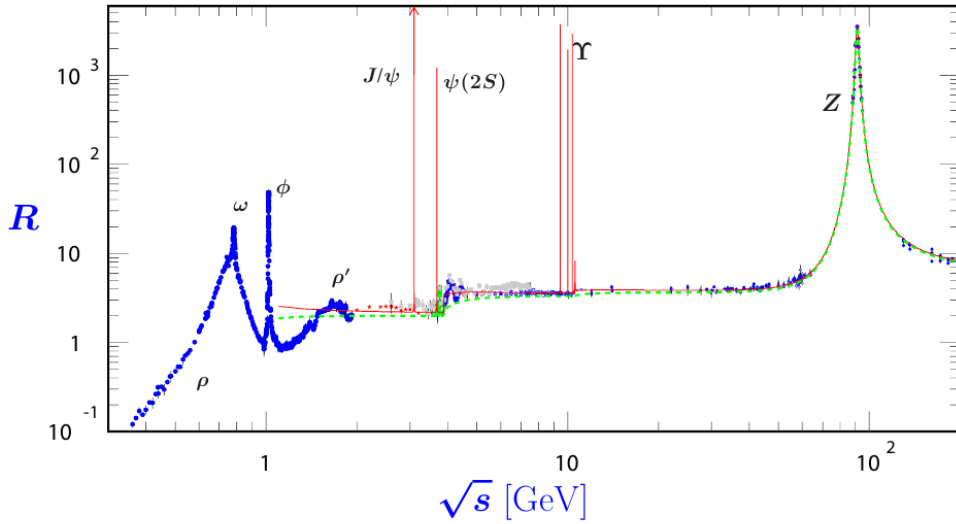


Рисунок 5 — R-отношение

## 1.2 Проверка гипотезы

Считаем, что количество частиц с нужными характеристиками описывается распределением Пуассона. Распределение этого количества стационарно так как обрабатываются события в определённом количестве банчей. Также вероятностью наступления более одного полезного события при обработке одного банча можно пренебречь. Также, очевидно, в данном случае отсутствует последствие, соответственно распределение пуассоновское.

В этом случае можно рассмотреть две конкурирующие гипотезы — о наличии и отсутствии вклада в сигнал распадов тёмных фотонов. В нашем случае ожидаемое число событий порядка десяти и нельзя использовать центральную предельную теорему для перехода к распределению Гаусса.

Для сигнала и фона, получим оценку ожидаемого числа событий из Монте-Карло моделирования на статистике Т2К. Это число событий будет определять параметр пуассоновского распределения. Взяв экспериментальное число событий, можно получить две вероятности,  $p_c$  и  $p_f$  соответствующие вероятности пронаблюдать данное количество событий исходя из распределений сигнала и фона:

$$p_i = \frac{(\bar{x}_i)^k}{k!} e^{-\bar{x}_i}, \quad (7)$$

где  $\bar{x}_i$  — среднее фона или сигнала, а  $k$  — экспериментальное количество событий. Соответственно принимается та гипотеза, вероятность которой боль-

ше, а вероятность ошибки можно посчитать по формуле

$$\alpha = 1 - \frac{\max(p_c, p_\phi)}{p_c + p_\phi}. \quad (8)$$

## 2 Описание ближнего детектора T2K

Эксперимент T2K (Токай-то-Камиока) — нейтринный эксперимент с длинной базой. Пучок нейтрино производится на комплексе J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) в городе Токай, Япония. Для получения пучка нейтрино, протонный пучок с энергией 30 ГэВ направляется на графитовую мишень, на мишени рождаются пионы, их распад на тёмные фотоны мы и исследуем. Дальний детектор расположен в обсерватории Камиока, расположенной в 295 км от J-PARC. Набор ближних детекторов ND280 расположен в 280 м от мишени. Схема эксперимента представлена на рисунке 6.

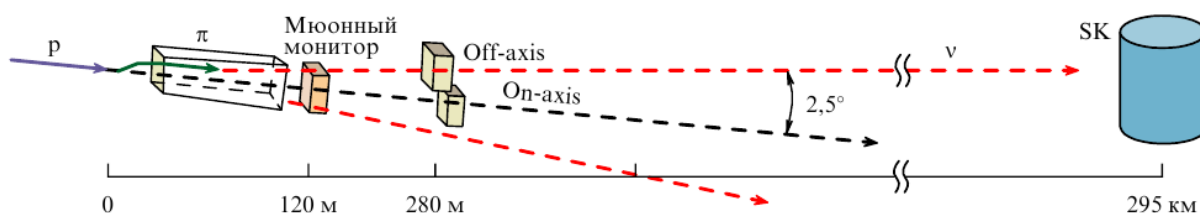


Рисунок 6 — Схема эксперимента T2K

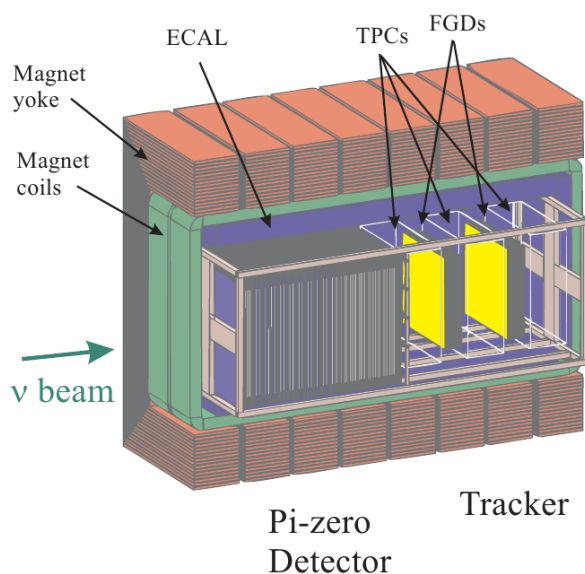


Рисунок 7 — Детектор ND280

Детектор ND280 (рисунок 7) состоит из магнита в который установлены детектор нейтральных пионов P0D, трековый детектор который состоит из трёх времяпроекционных камер (TPC), между ними помещены два высо-

косегментированных сцинтилляционных детектора FGD, электромагнитного калориметра ECAL и детектора мюонного пробега (SMRD — Side Muon Range Detector). Кроме TPC все детекторы выполнены из сцинтилляторов со спектросмещающими волокнами.

Мы интересуемся возможностью поиска распадов тяжёлых фотонов в детекторе ND280, а конкретно в трёх его времяпроекционных камерах, TPC. Будем искать распады тёмного фотона в два лептона.

Преимущество TPC по сравнению с другими детекторами заключается в том, что в газе фон от нейтринных событий значительно меньше. Два основных источника фона в данном случае — реакции  $p + \nu \rightarrow \Delta + \dots \rightarrow \gamma + \dots$  и  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . В первом случае дельта-изобара рождает фотон, во втором случае один фотон распадается на лептонную пару, а второй улетает и не регистрируется. Из кинематики понятно, что такие события весьма чувствительны к отбору по направлению движения.

Для отбора событий будем использовать пакет анализа Highland2. Событие должно проходить стандартные критерии отбора при анализе T2K, а помимо этого должно содержать два трека частиц с противоположными зарядами хорошего качества (не менее 18 сработавших узлов в TPC), реконструируемая после этого вершина должна лежать в одном из трёх TPC. Следующий критерий, применяемый по-умолчанию заключается в том, что в любом детекторе расположенном раньше детектора в котором восстановлена вершина нет активности, а треков не больше двух. Последний критерий отбора до катов заключается в том, что частицы идентифицируются соответственно как два мюона или два электрона. Для этого считается кривизна трека и ионизационные потери, а различие мюонов и пионов осуществляется за счёт мюонной сигнатуры в ECAL.

### 3 Моделирование фона

Будем оценивать фон для статистики  $6.3 \cdot 10^{20}$  POT, события сгенерированы в пакете Geant4 средствами коллаборации T2K. Для анализа событий, используем Highland2. События предварительно отсеем так, как описано в предыдущем разделе.

Оценим целесообразность отсева событий по трём критериям, а именно — по направлению родительской частицы в TPC, по поперечному импульсу и инвариантной массе. В последнем случае мы можем наложить только кинематический кат. Приведём на рисунке 8 распределение инвариантной массы для мюонных событий.

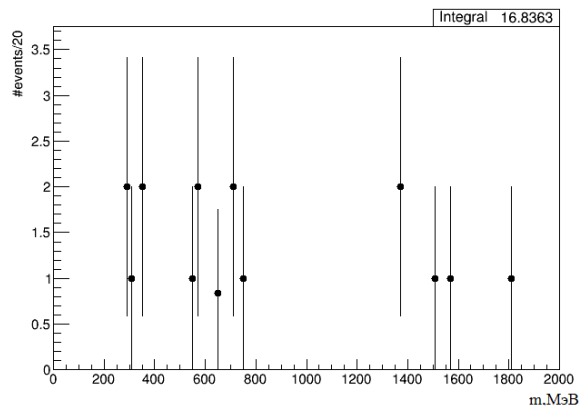


Рисунок 8 — Инвариантная масса для мюонных событий

Перейдём теперь к данным по углу вылета из ближнего детектора родительской частицы. Хорошее качество трека в TPC необходимо для того, чтобы восстанавливать это направление с малой погрешностью, а соответственно отбрасывать те события, родительская частица в которых не могла родиться в мишени. На рисунках 9 и 10 приведены данные по углу вылетевшей частицы относительно оси пучка. Зная положение частицы, можно оценить вероятность возникновения данной частицы в мишени.

Соответственно, видно что фон уже только этимкатом можно подавить до уровня единичных событий, так как детектор располагается под углом  $2.5^\circ$  к оси пучка, а следовательно ожидаемое значение косинуса угла можно грубо оценить как 0.999.

Приведём теперь данные по поперечному импульсу. На рисунках 11 и 12 они приведены для электронов и мюонов соответственно. Как и ранее, его

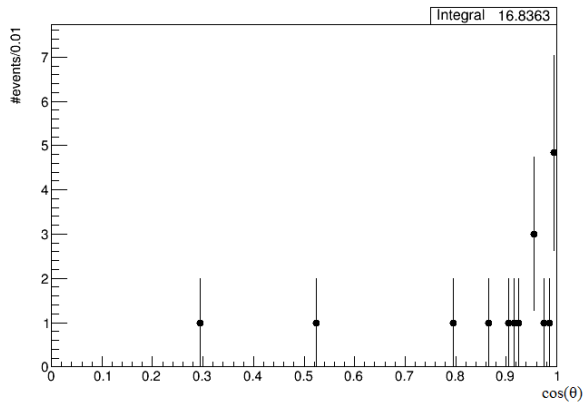


Рисунок 9 — Угол родительской частицы относительно пучка для мюонных событий

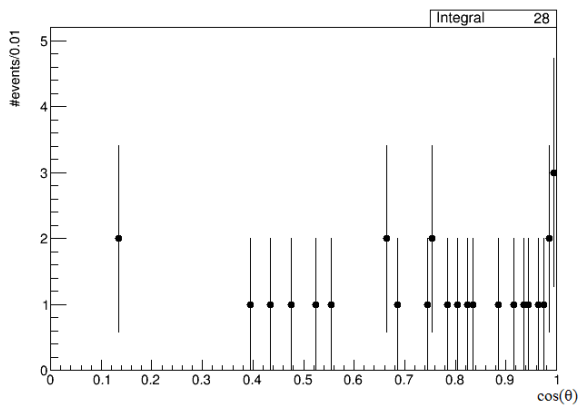


Рисунок 10 — Угол родительской частицы относительно пучка для электронных событий

мы отсчитываем от оси пучка.

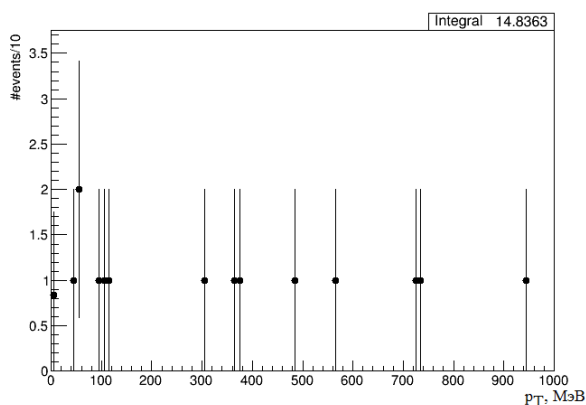


Рисунок 11 — Поперечный импульс родительской частицы для мюонных событий

Как видно, даже грубые предположения позволяют эффективно подавить

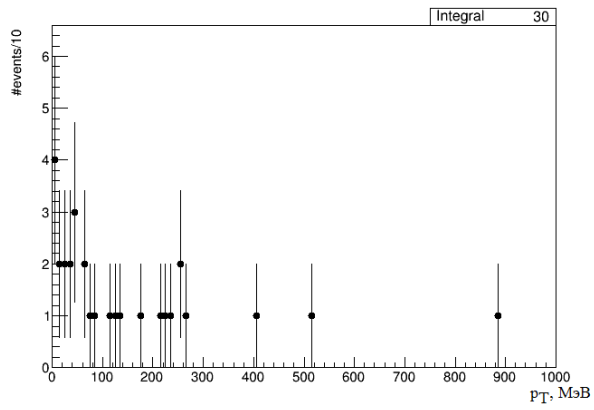


Рисунок 12 — Поперечный импульс родительской частицы для электронных событий

фон до уровня единичных событий.

## 4 Моделирование сигнала

Будем моделировать полезный сигнал исходя из выборки дочерних частиц для статистики  $2 \cdot 10^6$  РОТ. Оценим число событий распадов тёмных фотонов, которые получаются в реакции  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma'$ . Выберем пионы из всех вторичных частиц и приведём данные по ним.

На рисунке 13 приведена начальная позиция нейтральных частиц в проекции на ось пучка.

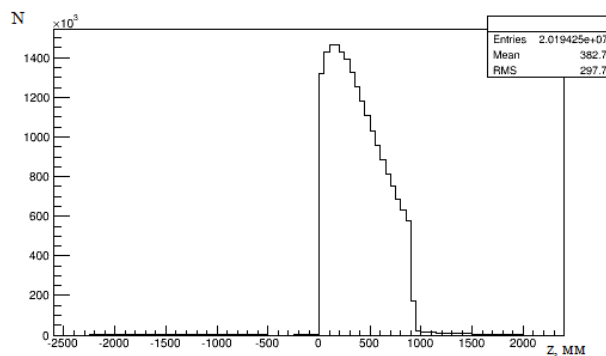


Рисунок 13 — Положение нейтральных частиц

Чётко видна мишень, длина которой составляет один метр. На рисунке 14 приведён косинус угла направления импульса дочерней частицы.

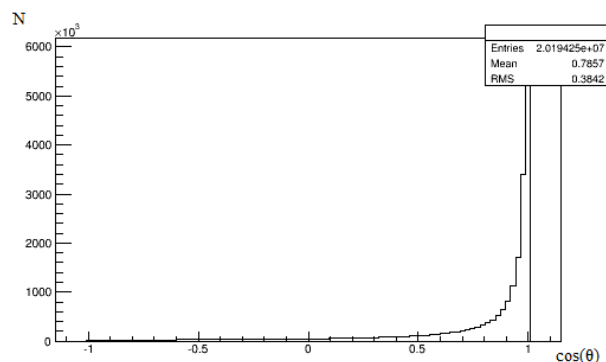


Рисунок 14 — Косинус угла дочерних частиц относительно оси пучка

Выберем из всех дочерних частиц только нейтральные пионы. На рисунке 15 приведён импульс тёмных фотонов в предположении, что каждый пион из выборки распался в пару  $\gamma\gamma'$ .

Как видно из MC-моделирования, количество пионов, генерируемых на один РОТ для пучка 30-ГэВных протонов составляет порядка 3.



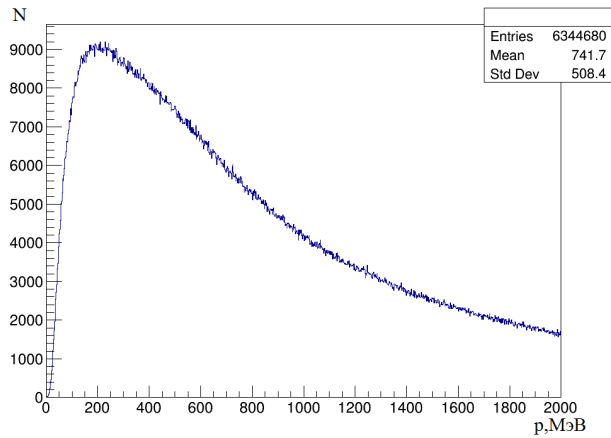


Рисунок 15 — Импульс тёмных фотонов в игрушечной модели

Пионы распадаются примерно в той же точке, где и образуются. Чтобы понять, попал ли тёмный фотон в ТРС, в программе анализа разыгрывался случайный распад пиона, производился буст получившегося тёмного фотона, если тёмный фотон летел вперёд, находилось пересечение его с плоскостью ТРС, находились координаты пересечения траектории тёмного фотона и плоскости, координаты сравнивались с поперечными размерами ТРС. Распределение попавших в ТРС тёмных фотонов по инвариантной массе приведено на рисунке 16.

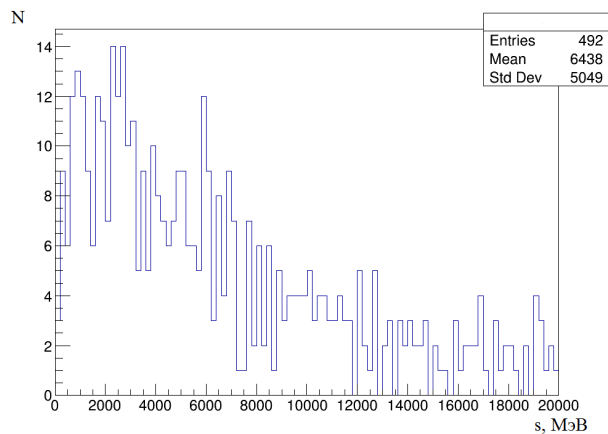


Рисунок 16 — Инвариантная масса тёмных фотонов в ТРС в игрушечной модели

Для оценки количества событий в ТРС проследим ещё раз всю цепочку одного полезного события. Протон попадая в мишень рождает определённое количество пионов. Пионы распределены по импульсам и с вероятностью, соответствующей (3) распадаются на пару фотон-тёмный фотон. Далее, ис-

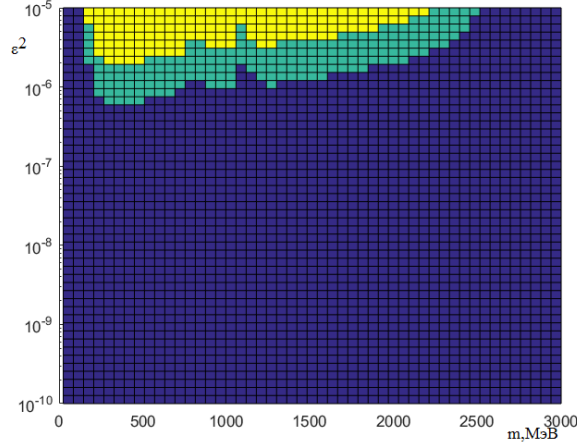


Рисунок 17 — Количество ожидаемых электронных событий на статистике  $3 \cdot 10^{21}$  РОТ

пользуя кинематику разыгрывался этот распад, тёмные фотоны, попавшие в ТРС, уже имеют своё распределение по импульсам  $p_{\gamma'}$  ( $s, m_{\gamma'}$ ). У попавших в ТРС тёмных фотонов есть шанс  $\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}}$  распасться в лептонную пару, вероятность что они сделают это в ТРС равна соответственно

$$p_{\text{ТРС}} = e^{-\frac{\Gamma_i t_{\text{in}}}{2}} - e^{-\frac{\Gamma_i t_{\text{out}}}{2}}, \quad (9)$$

где  $\Gamma_i$  получены в соответствии с формулой (4).

Время же можно определить, зная  $\gamma$ -фактор,  $\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{p_{\gamma'}}{m_{\gamma'}}\right)^2}$  и соответственно  $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ .

Тогда строгое выражение для количества полезных событий в зависимости от массы тёмного фотона будет

$$\text{РОТ} \cdot n(\pi^0) \cdot p(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma') \cdot f_{\text{геом}} \cdot p(p_{\pi^0} > 2m_{\gamma'}) \int_{m_{\gamma'}}^{\infty} \frac{\Gamma_i}{\Gamma_{\text{tot}}} p_{\gamma'}(s, m_{\gamma'}) p_{\text{ТРС}} ds, \quad (10)$$

где  $n(\pi^0)$  — количество пионов на один РОТ,  $p(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma')$  — вероятность распада пиона в пару фотон-тёмный фотон,  $f_{\text{геом}}$  — доля тёмных фотонов, попавших в ТРС от всех,  $p(p_{\pi^0} > 2m_{\gamma'})$  — доля тех пионов из которых тёмный фотон может родиться кинематически, а интеграл берётся по значению  $s$ -инварианта.

Грубо оценим число получившихся событий. Для этого интеграл возьмём по значению в средней точке по импульсу тёмного фотона, вероятность рас-

пада пиона в тёмный фотон оценим просто как  $\varepsilon^2$ , количество пионов с импульсом, большим заданного, профитируем простым распределением. Получим следующую картину для электронов, которая приведена на рисунке 17, где синий цвет означает менее пяти событий, зелёный — от 5 до 50 событий, жёлтый — более 50 событий. Подобная картина для мюонов приведена на рисунке 18

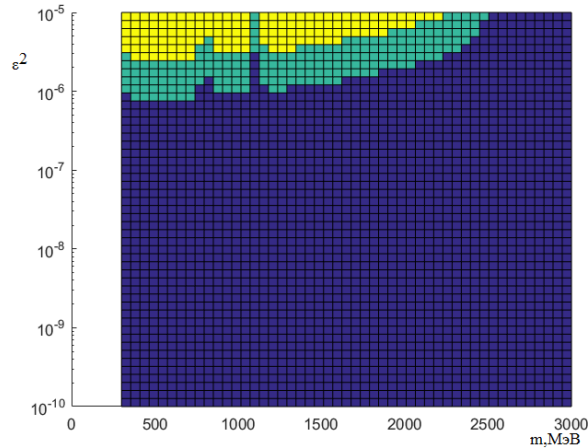


Рисунок 18 — Количество ожидаемых мюонных событий на статистике  $3 \cdot 10^{21}$  POT

Приведём для сравнения на рисунке 19 оценку количества событий для рассеяния тёмных фотонов на ядрах из работы [12].

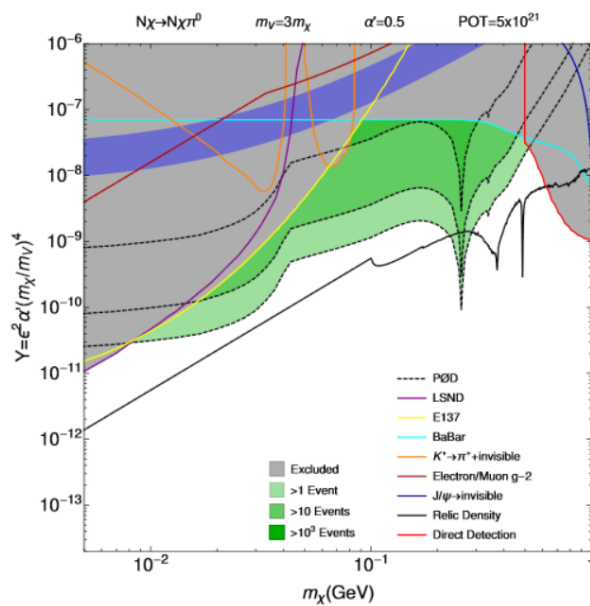


Рисунок 19 — Рассеяние тёмных фотонов в нейтринных экспериментах

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалась возможность поиска тёмных фотонов в ближнем детекторе T2K. Рассматривалась возможность поиска распада тёмных фотонов в два лептона во время проекционных камер детектора ND280. Специфика детектора позволяет ожидать малое количество формально подходящих под данный процесс фоновых событий.

Был проведён анализ фоновых событий по данным MC-моделирования, создан задел для эффективного подавления фона. Также была проведена работа по анализу полезного сигнала, оценено количество событий на текущей статистике эксперимента. Данная оценка весьма пессимистична и может быть сильно уточнена в сторону увеличения количества полезных событий. В целом, поставленные задачи выполнены.

Результат работы в последствии может быть уточнён и служить основанием для реального поиска распадов в эксперименте, в особенности учитывая предстоящий апгрейд ближнего детектора в рамках работ по эксперименту T2HK.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Search for  $A' \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Decays / R. Aaij [et al.] // Physical Review Letters. — 2020. — Vol. 124, no. 4. — ISSN 1079-7114.
2. *Darmé L., Ellis S. A. R., You T.* Light Dark Sectors through the Fermion Portal. — 2020. — arXiv: [2001.01490](https://arxiv.org/abs/2001.01490) [hep-ph].
3. Improved limits on a hypothetical X(16.7) boson and a dark photon decaying into  $e^+e^-$  pairs / D. Banerjee [et al.] // Physical Review D. — 2020. — Vol. 101, no. 7. — ISSN 2470-0029.
4. New evidence supporting the existence of the hypothetic X17 particle / A. J. Krasznahorkay [et al.]. — 2019. — arXiv: [1910.10459](https://arxiv.org/abs/1910.10459) [nucl-ex].
5. Search for the dark photon in  $\pi^0$  decays / G. Anzivino [et al.]. — 2015. — arXiv: [1504.00607](https://arxiv.org/abs/1504.00607) [hep-ex].
6. Search for production of an invisible dark photon in  $\pi^0$  decays / E. Cortina Gil [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2019. — Vol. 2019, no. 5. — ISSN 1029-8479.
7. *Brown D. N.* Search for a dark photon at BABAR. — 2015. — arXiv: [1511.02224](https://arxiv.org/abs/1511.02224) [hep-ex].
8. *Tsai Y., Wang L.-T., Zhao Y.* Faking ordinary photons by displaced dark photon decays // Physical Review D. — 2017. — Vol. 95, no. 1. — ISSN 2470-0029.
9. Searches for decays of new particles in the DUNE Multi-Purpose near Detector / J. M. Berryman [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2020. — Vol. 2020, no. 2. — ISSN 1029-8479.
10. *Maggiore M.* A modern introduction to quantum field theory. — Oxford University Press, 2005. — 307 p.
11. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, issue 3. — P. 030001.
12. Light dark matter in neutrino beams: Production modeling and scattering signatures at MiniBooNE, T2K, and SHiP / P. deNiverville [et al.] // Physical Review D. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — ISSN 2470-0029.