

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 539.126.3

**ОТЧЕТ О  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕДКОГО РАСПАДА  $K^+$  НА  
НЕЙТРАЛЬНЫЙ ПИ-МЕЗОН, АНТИМЮОН И МЮОННОЕ  
НЕЙТРИНО**

Студент \_\_\_\_\_ Е. А. Завидов

Научный руководитель,  
д.ф.-м.н. \_\_\_\_\_ С. Р. Слабоспицкий

Научный консультант \_\_\_\_\_ А. В. Охотников

Москва 2026

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Описание установки</b>	<b>5</b>
2.1	Установка ОКА . . . . .	5
2.2	Используемые данные . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Анализ экспериментальных данных</b>	<b>7</b>
3.1	Реконструкция $\pi^0$ -мезонов . . . . .	7
3.2	Анализ распределения по недостающей массе $m_{miss}^2$ . . . . .	9
3.3	Анализ распределения по $p_{\perp}^{miss}$ . . . . .	12
<b>4</b>	<b>Теоретическое описание амплитуды процесса</b>	<b>15</b>
4.1	Краткий обзор 2HDM . . . . .	16
4.2	Вклад заряженного бозона Хиггса в скалярный форм-фактор	19
<b>5</b>	<b>Заключение</b>	<b>20</b>
	<b>Список использованных источников</b>	<b>22</b>

# 1 ВВЕДЕНИЕ

Стандартная Модель (СМ) - это современная квантово-полевая теория, описывающая три из четырёх фундаментальных взаимодействий: электромагнитное, сильное и слабое [1]. Полностью сформулированная в 70-х годах прошлого века и окончательно завершённая с открытием бозона Хиггса коллаборацией ATLAS на LHC в 2012 году [2], СМ является самой точной теоретической моделью в физике. Тем не менее, Стандартная Модель не в состоянии разрешить несколько фундаментальных вопросов в физике элементарных частиц и космологии, таких как барионная асимметрия Вселенной, проблема описания скрытой массы и темной энергии, вопрос о нарушении CP-симметрии в сильных взаимодействиях (стабильность тета-вакуума), проблема иерархии масс и несколько других. Для ответа на эти вопросы было создано множество теорий расширений Стандартной Модели (BSM-теорий), в которых сама СМ реализуется как эффективная теория поля на доступном нам для эксперимента масштабе энергий  $\Lambda$  [3; 4]. При этом дополнительные динамические степени свободы (новые поля) входят в виде новых эффективных взаимодействий. Таким образом, за счет перечисления всех возможных контактных членов, составленных только из полей Стандартной Модели и удовлетворяющих ее полной группе симметрий, возможно восстановить физику на более высоких энергетических масштабах [5].

Одним из наиболее естественных расширений Стандартной Модели является дополнение скалярного сектора СМ вторым дублетом бозонов Хиггса [6], что приводит к так называемой 2HDM (Two-Higgs-Doublet Model). Идея расширения скалярного сектора естественно возникает в суперсимметричных моделях и моделях аксионов [7; 8]. Более того, добавление второго дублета бозонов Хиггса позволяет разрешить проблему барионной асимметрии Вселенной, за счет появления в ней дополнительных источников CP-нарушения и более гибкого спектра масс скаляров [9].

Прямое рождение новых бозонов Хиггса до сих пор не было обнаружено, несмотря на попытки связать наблюдаемые на данных ЛНС «пики» в спектрах инвариантных масс определенных наборов зарегистрированных частиц в регионе 95 ГэВ и 152 ГэВ с новыми скалярными частицами [10; 11]. Статистическая значимость полученных результатов не превышает требуемый для объявления открытия порог в  $5\sigma$ .

Таким образом, все еще имеет смысл искать косвенные признаки существования новых скаляров в низкоэнергетических системах. Традиционно, физика  $K$ - и  $B$ -мезонов (flavor physics) создает наиболее благоприятные условия для осуществления подобного поиска [12; 13]. В этом плане, эксперименты с каонными пучками, проводящиеся уже больше 20 лет на базе ИФВЭ в г. Протвино, также способны внести вклад в открытие новых частиц или, по меньшей мере, ограничить возможный объем пространства параметров новой теории.

Коллаборация «ИСТРА+», являющаяся предшественником эксперимента ОКА, речь о котором пойдет дальше, в 2002 году поставила лучшие на то время ограничения на параметры  $N$ -дублетных моделей Хиггса, в частности 2HDM и 3HDM Вайнберга [14], в полулептонных распадах отрицательно заряженных каонов [15]. В связи с запуском и модернизацией множества экспериментов, в том числе и в ИФВЭ, нацеленных на поиск расширений СМ, появилась потребность в обновлении поставленных пределов на параметры 2HDM.

Таким образом, главной **целью** данной работы является исследование редкого полулептонного распада положительно заряженного каона

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$$

на установке ОКА и постановка ограничений на определенные параметры BSM-модели 2HDM.

Для достижения поставленных целей, в текущем семестре необходимо было решить следующие **задачи**:

- 1) Разработка алгоритма отбора сигнальных событий;
- 2) Оценка эффективности работы алгоритма и валидация полученных результатов;
- 3) Определение чувствительных к проявлению эффектов BSM-физики

наблюдаемых в исследуемом распаде.

## 2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

### 2.1 УСТАНОВКА ОКА

Установка ОКА использует вторичный адронный пучок, обогащенный каонами (доля каонов в пучке составляет примерно 12.5%) за счет высокочастотной сепарации по схеме Пановского. Импульс вторичного пучка равен 17.7 ГэВ, интенсивность —  $5 \times 10^5$  каонов за цикл работы ускорителя.

Установка ОКА состоит из двух магнитных спектрометров, пучкового и вторичных заряженных частиц, распадного объема и набора измерительной аппаратуры.

Первый магнитный спектрометр состоит из магнита  $M_2$ , окруженного миллиметровыми пропорциональными камерами ( $BPC_{1-4}$ ), служащими для измерения импульса входящего пучка. В дополнение к ним применяются два черенковских детектора ( $C_{1-2}$ ), служащих для идентификации каонов.

11-метровый распадный объем ( $DV$ ), наполненный гелием, внутри которого помещена медная мишень, оснащен 11 кольцами свинцовой защитной системы. За распадным объемом находится электромагнитный калориметр  $BGD$ , используемый для наложения ограничений по углам разлета продуктов распада.

Второй спектрометр состоит из магнита  $SP_{40A}$  с  $\int Bdl \sim 1$  Тл · м и 4 дрейфовых трубок ( $DT_{1-2}, ST_{1-2}$ ). Матричный годоскоп  $HODO_{matrix}$ , состоящий из 252 сцинтилляторов, используется для улучшения временного разрешения и связи  $x - y$  проекций треков. Два сцинтилляционных счетчика  $S_{bk}$  служат для наложения вето на нераспавшиеся пучковые частицы.

В задней части установки стоят два калориметра: электромагнитный  $GAMS - 2000$ , состоящий из  $\sim 2300$   $3.8 \times 3.8 \times 45$  см<sup>3</sup> пластин из чередующихся слоев свинца и стекла, и адронный  $GDA$ , включающий в себя 120

железно-сцинтилляторных пластин. Позади адронного калориметра находятся 4 частично перекрывающихся мюонных счетчика размерами  $4 \times 1$  м<sup>2</sup>. Более детальное описание установки дано в [16].

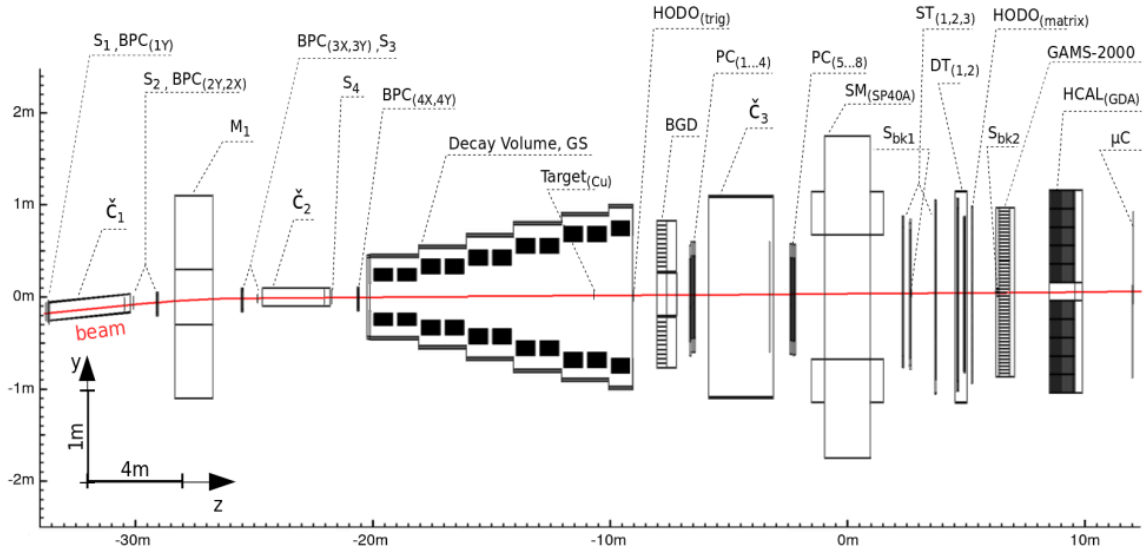


Рисунок 2.1 — Схема установки ОКА

## 2.2 ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе изучались события распада

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_\mu$$

на основе части данных, полученных в 14 ране 2013 года на установке ОКА с импульсом пучка  $K^+$ -мезонов, равным 17.7 ГэВ.

Для отбора  $K$ -мезонов используется основной триггер, который требует наличия совпадений сигналов от сцинтилляторных счетчиков ( $S_1 - S_4$ ), 2 черенковских детекторов ( $\check{C}_1$  детектирует пионы,  $\check{C}_2$  детектирует  $\pi$  и  $K$ -мезоны) и антисовпадения сигналов с счетчиков  $S_{bk_1} - S_{bk_2}$ , необходимых для подавления событий с нераспавшимися пучковыми частицами:  $Tr_{Kdecay} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot \bar{S}_{bk}$ .

Также в работе использовались данные Монте-Карло симуляции исследуемого распада. Статистика генерировалась в программе GEANT-3.21 [17] с детальной моделью установки ОКА. Полученные данные затем прошли программу реконструкции.

## 3 АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для анализа использовалась выборка из 146 млн. двухтрековых событий без предварительного отбора распадных каонов. На данную выборку были наложены следующие критерии отбора:

- 1) Первичный заряженный трек вызывает срабатывание каонного триггера;
- 2) В электромагнитном калориметре присутствует не менее двух фотонных ливней.

### 3.1 РЕКОНСТРУКЦИЯ $\pi^0$ -МЕЗОНОВ

Нейтральный пион распадается на пару фотонов с вероятностью

$$\mathcal{B}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98.823 \pm 0.034\%)$$

Поэтому для его реконструкции использовались описанные выше фотонные ливни из калориметра GAMS-2000, для которых известно полное энерговоыделение и координаты вершины ливня. Ввиду малого времени жизни пиона  $\tau_{\pi^0} = (8.52 \pm 0.17) \times 10^{-17}$  с [18], координаты вершины распада пиона принимаются равными координатам распада каона. Нейтральные треки являются прямолинейными, поэтому по полученным двум точкам можно восстановить направление движения фотона, а по энергии ливня и его импульс.

Для всех пар фотонов было построено распределение по инвариантной массе пары фотонов.

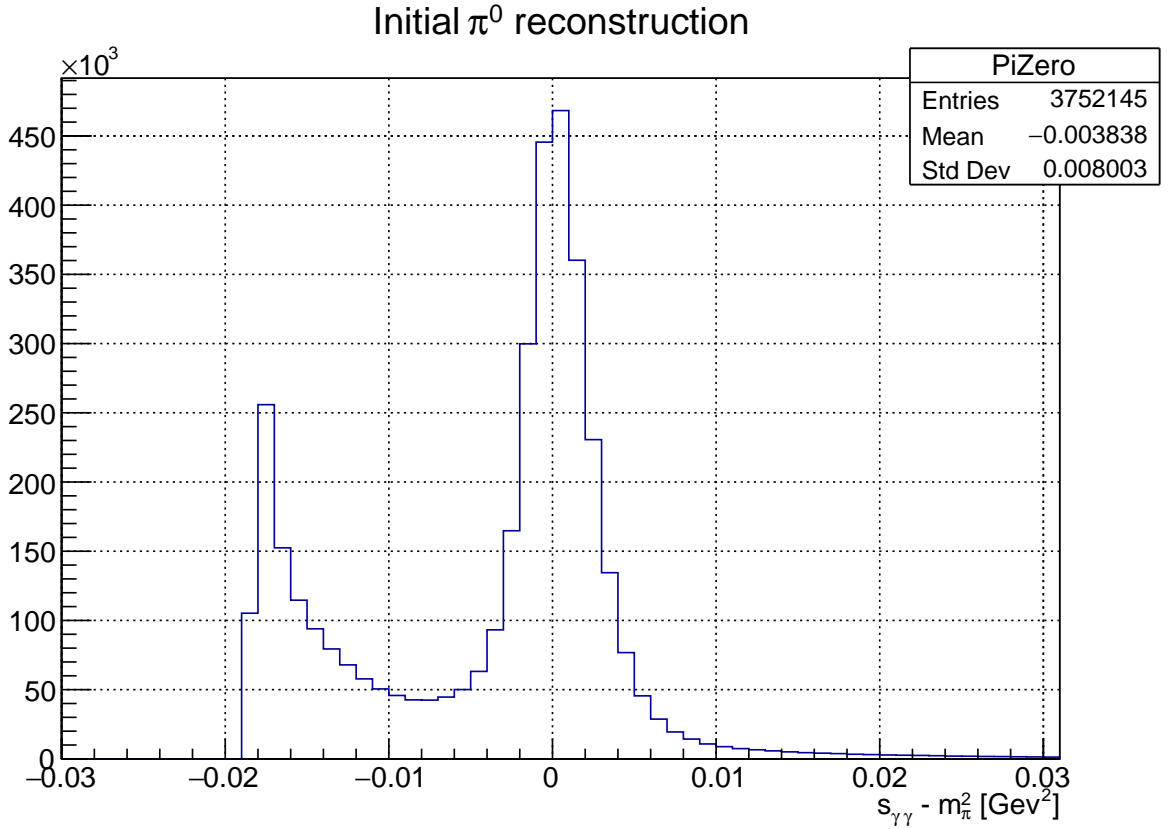


Рисунок 3.1 — Распределение по переменной  $s_{\gamma\gamma} - m_{\pi^2}$  для экспериментальных данных

Для выделения пар фотонов, действительно исходящих из распадающегося пи-мезона, была применена процедура 1С кинематического фита для Монте-Карло данных исследуемого распада.

Предполагая, что единственным заметным источником систематических ошибок выступает энергетическое разрешение электромагнитного калориметра, для каждой пары фотонов минимизируется функционал

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \frac{\left(E_i^{fit} - E_i^{meas}\right)^2}{\sigma_E^2}, \quad (3.1)$$

который одновременно должен удовлетворять уравнению связи

$$m_{\pi}^2 = 2E_1^{fit} E_2^{fit} (1 - \cos \theta) \quad (3.2)$$

В результате, для каждого события выбирается пара, имеющая наименьшее значение минимизированного функционала. Для всего набора полученных  $\chi^2$  построена их функция плотности вероятности.

Chi-squared minimization result for reconstructed pions

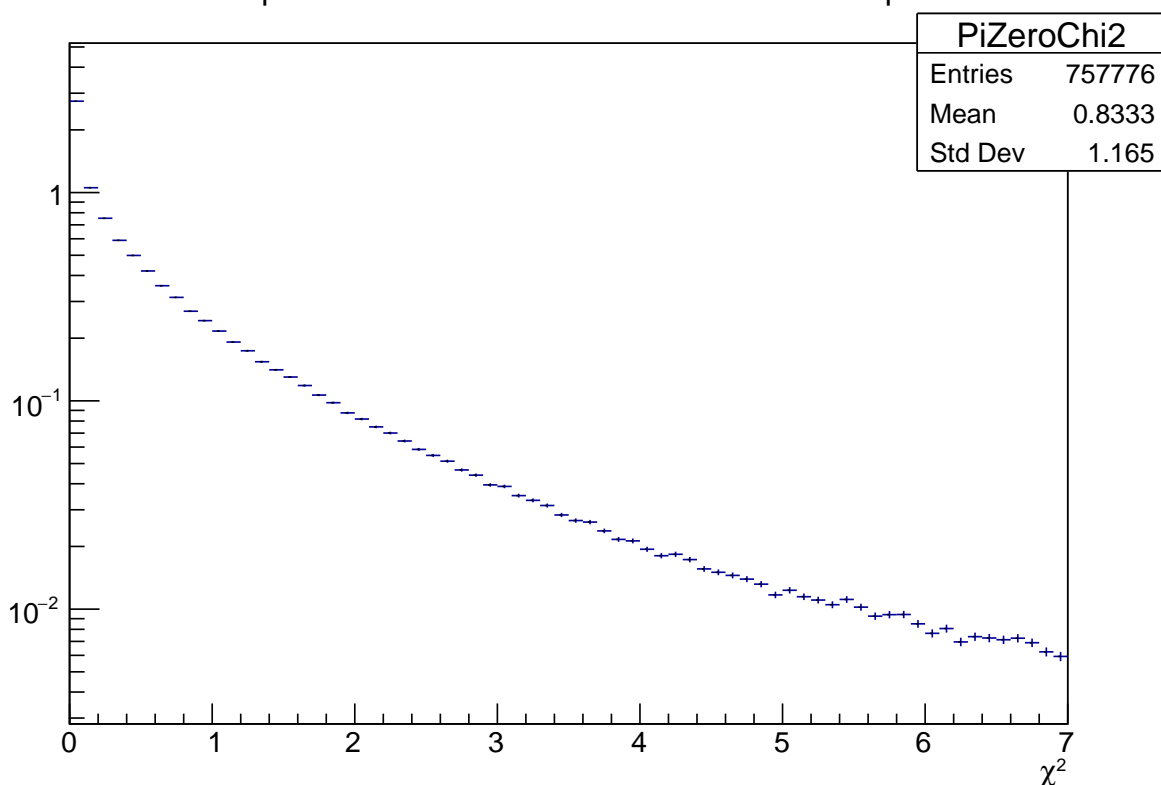


Рисунок 3.2 — Функция плотности вероятности для тестовой статистики  $\chi_{min}^2$

Оценка эффективности реконструкции пионов на уровне 95% дает пороговое значение  $\chi_{max}^2 = 3.83$ , что практически совпадает с  $\chi_{k=1}^2 = 3.84$  для доверительной вероятности 95% распределения хи-квадрат с 1 степенью свободы. В связи с этим, в дальнейшем анализе принимается, что тестовая статистика, задаваемая минимизацией функционала (3.1), подчиняется распределению  $\chi_{k=1}^2$ .

Таким образом, на реконструированные пионы в экспериментальных данных накладывается дополнительное условие отбора  $\chi_{obs}^2 < 3.84$

## 3.2 АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО НЕДОСТАЮЩЕЙ МАССЕ $m_{miss}^2$

Дальнейший отбор событий связан с анализом полученных распределений по квадрату недостающей массы  $m_{miss}^2$ , которая определяется из закона сохранения 4-импульса

$$m_{miss}^2 = (p_K - \sum_i p_i)^2 \quad (3.3)$$

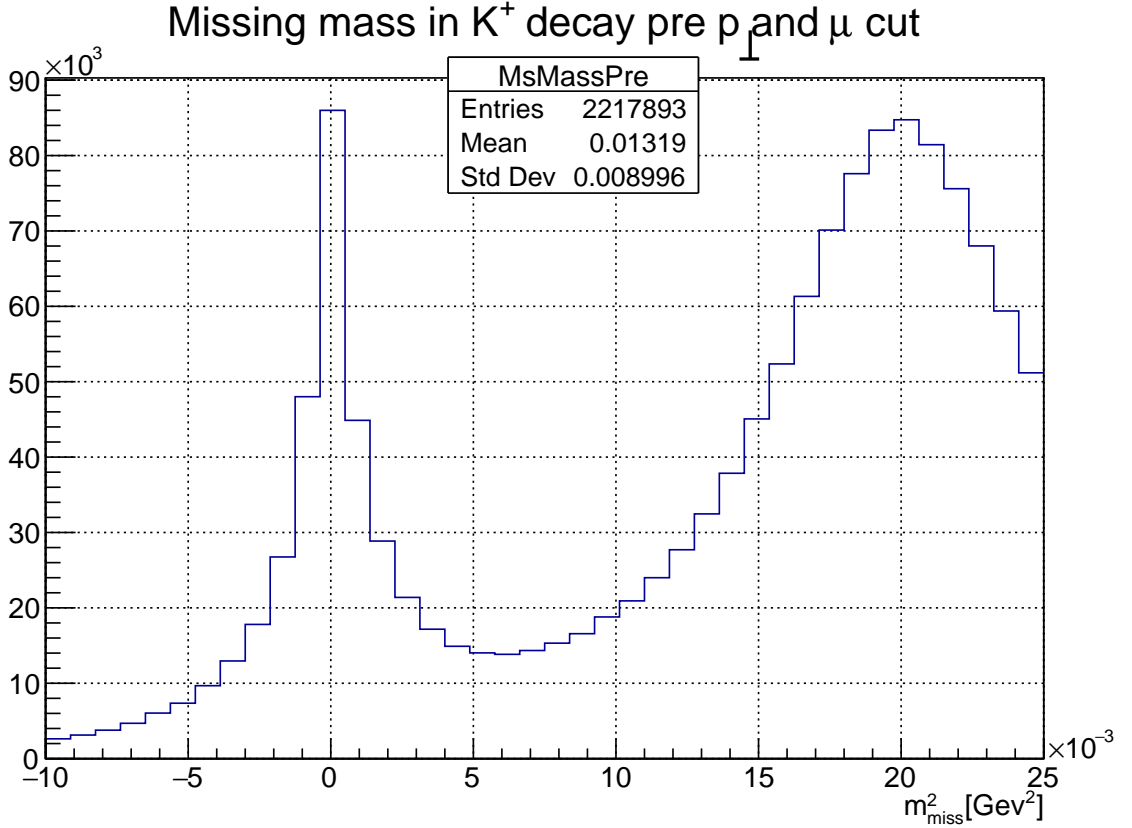


Рисунок 3.3 — Распределение по квадрату недостающей массы для экспериментальных данных

В полученное распределение основной вклад вносят 3 канала распада каона  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ,  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$  и интересующий нас  $K^+ \rightarrow \pi^0\mu^+\nu$ . Соответствующие брэнчинги и эффективности отбора указаны в таблице 3.1

Мода	$\mathcal{B}, \%$	$\epsilon_{cuts}, \%$
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	20.67	22.62
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$	1.76	40.37
$K^+ \rightarrow \pi^0\mu^+\nu$	3.35	22.74

Таблица 3.1 — Брэнчинги и эффективности отбора основных каналов распада

Для выделения вклада сигнального распада в распределение на рис. 3.3, экспериментальные данные были отфитированы при помощи Монте-

Карло с постоянными матричными элементами для каждого из каналов распада.

Фитирование проводилось методом максимального правдоподобия (Binned Likelihood). Функция максимального правдоподобия имеет следующий вид

$$-\ln L = \sum_i \left( N_i^{pred} - N_i^{obs} \ln N_i^{pred} \right), \quad (3.4)$$

где  $N_i^{obs}$  — наблюдаемое число событий в  $i$ -ом бине, а  $N_i^{pred} = f_s N_i^{K\mu^3} + f_{bkg} N_i^{K2\pi} + f_{bkg2} N_i^{K3\pi}$  есть число событий в том же бине от каждого МС-сгенерированного канала, взвешенного коэффициентом  $f_{s/bkg}$ . Дополнительно, фоновый канал  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$  был отнормирован на доминирующий фон  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$

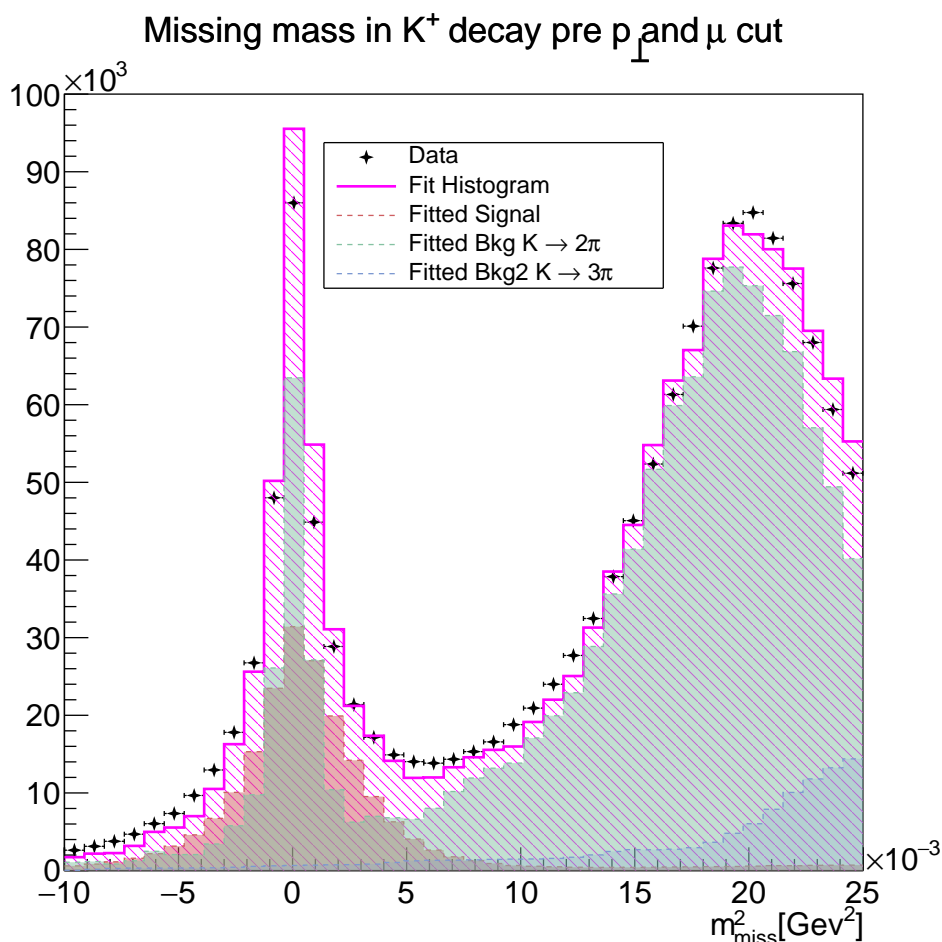


Рисунок 3.4 — Отфитированное распределение по квадрату недостающей массы

Качество фита оценивалось по вычисленному брэнчингу сигнального канала (при фитировании он считался неизвестным) по формуле

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu) = \mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) \cdot \frac{\hat{N}_{sig}}{\hat{N}_{bkg}}, \quad (3.5)$$

где

$$\hat{N}_{sig} = f_s N_{data} \frac{\epsilon_{data}}{\epsilon_{K\mu 3}},$$

$$\hat{N}_{bkg} = N_{data} \epsilon_{data} \sum_i \frac{f_{bkg,i}}{\epsilon_{bkg,i}}.$$

Полученное значение равно

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu) = (3.534 \pm 0.014_{stat}) \times 10^{-2}, \quad (3.6)$$

что достаточно близко к действительному значению

$$\mathcal{B}(K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu)_{PDG} = (3.352 \pm 0.033) \times 10^{-2},$$

чтобы сделать вывод об адекватной работе первичного алгоритма отбора событий и выбора именно двух дополнительных каналов в качестве главного фона. Наблюдаемое расхождение в первую очередь связано с пренебрежением квадратом матричного элемента при генерации Монте-Карло данных.

Дальнейшее подавление фона связано с поиском сигнала от мюонного трека и анализом недостающего поперечного импульса.

### 3.3 АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО $p_{\perp}^{miss}$

В качестве сигнального региона выбирается следующая область изменения квадрата недостающей массы  $m_{miss}^2 \in [-0.01; 0.01]$  ГэВ<sup>2</sup>. Это ограничение связано с тем, чтобы исключить ненаблюдаемый пи-мезон от распада  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$  из рассмотрения. Для подавления доминирующего над сигналом фона от двухчастичного нелептонного распада применяется комбинированный кат, направленный на максимальное подавление этого канала. Во-первых, вторичный заряженный трек должен быть ассоциирован с мюонным ливнем в одном из двух калориметров GAMS/HCAL. Более того, в событии должен присутствовать сигнал из мюонного счетчика. Таким

образом исключается большинство  $\pi^+$ -мезонов. К оставшимся событиям применяется отбор по недостающему поперечному импульсу

$$p_{\perp}^{miss} > 0.07 \text{ ГэВ} \quad (3.7)$$

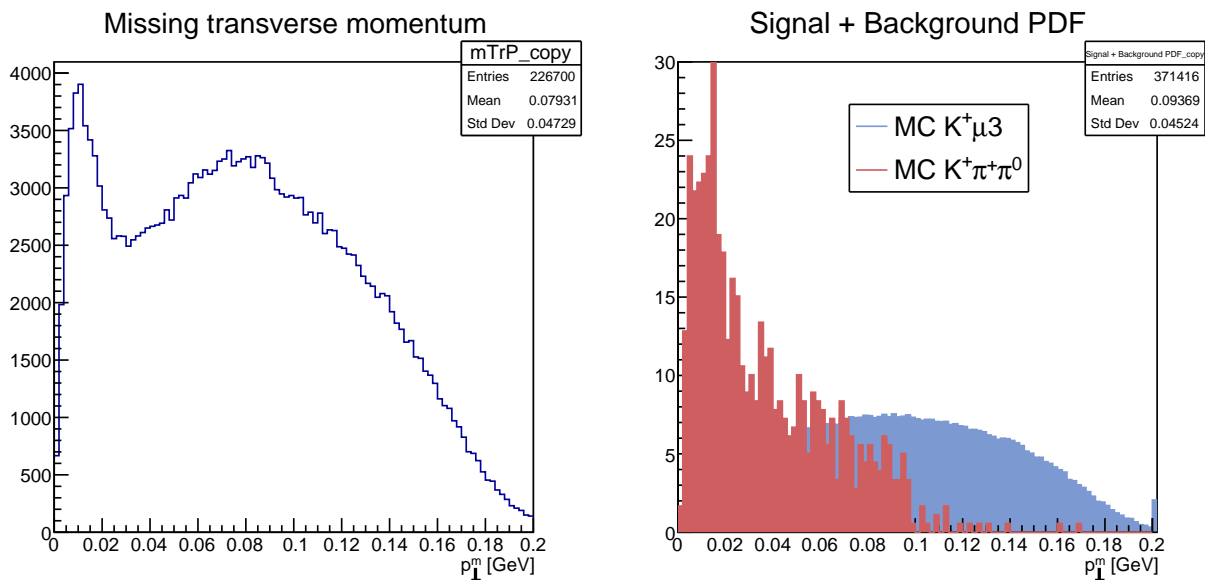


Рисунок 3.5 — Распределения по недостающему поперечному импульсу для данных (слева) и Монте-Карло фона и сигнала (справа)

В результате применения всех перечисленных критериев отбора к экспериментальным данным, получено следующее распределение по квадрату недостающей массы

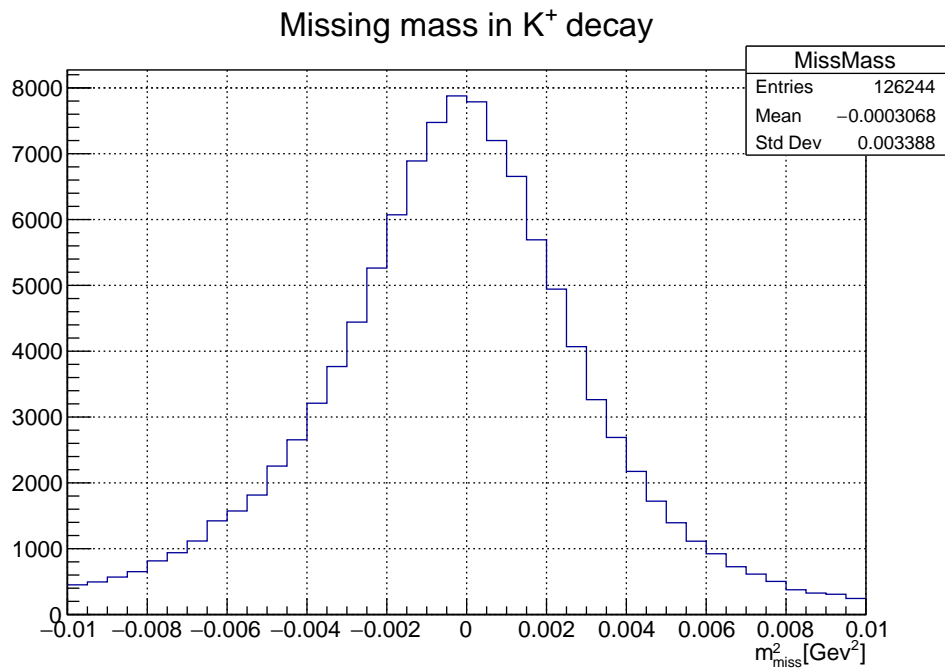


Рисунок 3.6 — Распределение по квадрату недостающей массы для экспериментальных данных

Полную процедуру отбора прошли 126244 события. Загрязнение фоном из оценок эффективности отбора для Монте-Карло составляет  $< 6\%$ .

## 4 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ АМПЛИТУДЫ ПРОЦЕССА

Следуя [19], запишем наиболее общий Лоренц-инвариантный матричный элемент для процесса

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$$

$$\mathcal{M} = \frac{G_F V_{us}}{\sqrt{2}} \bar{u}(p_\nu) (1 + \gamma^5) \left[ 2f_S m_K - [p_\alpha f_+(q^2) + q_\alpha f_-(q^2)] \gamma^\alpha + 2 \frac{f_T}{m_K} \sigma_{\alpha\beta} p_K^\alpha p_\pi^\beta \right] v(p_\mu), \quad (4.1)$$

здесь  $p_\alpha = p_{K,\alpha} + p_{\pi,\alpha}$ ,  $q_\alpha = p_{K,\alpha} - p_{\pi,\alpha}$

В рамках Стандартной Модели реализуется только векторная структура (петлевые электрослабые поправки, индуцирующие скалярный и тензорный вклад пренебрежимо малы), таким образом отклонение скалярного и/или тензорного форм-факторов от нуля, будет свидетельствовать о присутствии эффектов Новой Физики.

При работе с векторными форм-факторами, полезным оказывается перейти к новой паре форм-факторов, стоящих перед взаимно ортогональными лоренцовыми структурами [20]

$$\begin{aligned} \langle \pi^0(p_\pi) | \bar{s} \gamma^\mu u | K^+(p_K) \rangle &= f_+(q^2) p^\mu + f_-(q^2) q^\mu \\ &= f^+(q^2) \left( p^\mu - \frac{(pq)}{q^2} q^\mu \right) + f_0(q^2) \frac{(pq)}{q^2} q^\mu \end{aligned} \quad (4.2)$$

Новый форм-фактор  $f_0$  связан со старым  $f_-$  следующим образом

$$f_0(q^2) = f_+(q^2) + f_-(q^2) \frac{q^2}{m_K^2 - m_\pi^2} \quad (4.3)$$

Ввиду малой передачи импульса, форм-факторы перехода  $K^+ \rightarrow \pi^0$  допускают следующую параметризацию

$$f_+(q^2) = f_+(0) \left( 1 + \lambda_+ \frac{q^2}{m_\pi^2} \right) \quad (4.4)$$

$$f_0(q^2) = f_0(0) \left( 1 + \lambda_0 \frac{q^2}{m_\pi^2} \right) \quad (4.5)$$

Скалярный ток за счет уравнений Дирака можно выразить через форм-фактор  $f_0$ . Опуская выкладки, приведем конечное выражение

$$\langle \pi^0(p_\pi) | \bar{s}u | K^+(p_K) \rangle = - \left( \frac{(pq)}{m_s - m_u} \right) f_0(q^2) = -2m_K F_{SM}(q^2). \quad (4.6)$$

Тензорный ток обладает гораздо более сложной структурой [21]. Пользуясь моделью мезонной доминантности, можно выразить форм-фактор  $f_T$  через  $f_+$  следующим образом,

$$\langle \pi^0(p_\pi) | \bar{s}\sigma^{\alpha\beta}u | K^+(p_K) \rangle = \frac{f_T}{m_K} \left[ p_K^\alpha p_\pi^\beta - p_K^\beta p_\pi^\alpha \right] = \frac{2f_+(0)}{m_{K^*}} \left[ p_K^\alpha p_\pi^\beta - p_K^\beta p_\pi^\alpha \right] \quad (4.7)$$

Стоит отметить, что это не единственный возможный способ представления адронного матричного элемента тензорного тока [22].

## 4.1 КРАТКИЙ ОБЗОР 2HDM

Перед тем как написать вклад новых частиц в амплитуду распада  $K \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ , кратко рассмотрим как устроена 2HDM.

Двух-дублетная модель сектора Хиггса состоит из двух идентичных  $SU(2)_L$ -дублетов скалярных полей  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  с гиперзарядом  $Y = +1$ . Наиболее общий вид потенциала обычно записывается в следующем виде

$$V = m_{11}^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 + m_{22}^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 - m_{12}^2 \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) + \frac{\lambda_1}{2} \left( \Phi_1^\dagger \Phi_1 \right) + \frac{\lambda_2}{2} \left( \Phi_2^\dagger \Phi_2 \right) + \lambda_3 \Phi_1^\dagger \Phi_1 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + \lambda_4 \Phi_1^\dagger \Phi_2 \Phi_2^\dagger \Phi_1 + \frac{\lambda_5}{2} \left[ \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right)^2 + \left( \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right)^2 \right]. \quad (4.8)$$

В результате спонтанного нарушения симметрии оба дублета приобретают некоторые вакуумные средние, минимизирующие потенциал (4.8).

В работе [23] было показано, что в 2HDM модели существует *глобальный* минимум, не нарушающий  $U(1)_{em}$  и  $CP$ -симметрии. Другими словами, вакуумные средние обоих дублетов являются действительными и принимают вид

$$\langle \Phi_i \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Тогда сами дублеты вблизи вакуумных средних можно параметризовать следующим образом

$$\Phi_i = \begin{pmatrix} \phi_i^+ \\ \frac{v_i + \rho_i + i\eta_i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Переходя к собственным состояниям массовой матрицы, получаем следующий набор физических частиц.

Нейтральный голдстоуновский бозон и физический псевдоскаляр являются следующими ортогональными линейными комбинациями полей  $\eta_i$

$$\begin{aligned} G^0 &= \eta_1 \cos \beta + \eta_2 \sin \beta \\ A &= \eta_1 \sin \beta - \eta_2 \cos \beta \end{aligned} \quad (4.11)$$

Физические нейтральные скаляры являются ортогональными комбинациями полей  $\rho_i$

$$\begin{aligned} h &= \rho_1 \sin \alpha - \rho_2 \cos \alpha \\ H &= -\rho_1 \cos \alpha - \rho_2 \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.12)$$

Наиболее важным параметром теории является  $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ . Угол  $\beta$ , как уже было показано, диагонализует массовую матрицу псевдоскаляров. Он также диагонализует и матрицу заряженных скаляров, речь о которых пойдет дальше.

Таким образом, в теории 2HDM существует 5 физических состояний: 2 заряженных скаляра, 2 нейтральных скаляра и 1 нейтральный псевдоскаляр.

Перечислив все скалярные частицы, рассмотрим теперь их взаимо-

действие с частицами материи. В лагранжиан юкавовского сектора теперь будет входить не один, а два мультиплет скалярных частиц, что может привести к неприятным последствиям. Действительно, рассмотрим взаимодействие скалярных частиц с нижними кварками

$$\mathcal{L}_Y = y_{ij}^1 \bar{q}_{L,i} d_{R,j} \Phi_1 + y_{ij}^2 \bar{q}_{L,i} d_{R,j} \Phi_2, \quad (4.13)$$

где индексы  $i, j$  относятся к поколениям. Массовая матрица для кварков имеет следующий вид

$$M_{ij} = y_{ij}^1 \frac{v_1}{\sqrt{2}} + y_{ij}^2 \frac{v_2}{\sqrt{2}} \quad (4.14)$$

В общем случае, одновременная диагонализация двух матриц  $y^i$  невозможна, влестствие чего наши члены взаимодействия не будут ароматово-диагональными, что приведет к FCNC переходам на древесном уровне. Чтобы этого избежать, самым простым решением является надстройка дополнительной группы симметрий (либо дискретной  $\mathbb{Z}_2$ , либо непрерывной  $U(1)_{PQ}$ ). Выбор симметрии, а также ее действие на дублеты, определяет одну из 4 моделей, сохраняющих аромат. Подробное описание моделей, и, в целом, наиболее полное изложение 2HDM, можно найти в обзоре [24]. В данной работе отдается предпочтение так называемой Туре II модели, в которой правые верхние кварки взаимодействуют только с дублетом  $\Phi_2$ , а нижние правые взаимодействуют только с  $\Phi_1$ .

Модифицированные слагаемые взаимодействия Юкавы в данной модели принимают следующий вид [25]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y^{2HDM} = & - \sum_{f=u,d,l} \frac{m_f}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \left( \xi_h^f \bar{f} f h + \xi_H^f \bar{f} f H - i \xi_A^f \bar{f} \gamma_5 f A \right) \\ & - \left[ \frac{\sqrt{2} V_{ud}}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \bar{u} (m_u \xi_A^u P_L + m_d \xi_A^d P_R) d H^+ + \frac{\sqrt{2} m_l \xi_A^l}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}} \bar{\nu}_L l_R H^+ \right. \\ & \left. + \text{э.с.} \right] \end{aligned} \quad (4.15)$$

Явно выпишем параметры  $\xi$  только для слагаемого, отвечающего за обмен заряженным Хиггсом

$$\xi_A^u = \cot \beta; \quad \xi_A^d = \tan \beta$$

## 4.2 ВКЛАД ЗАРЯЖЕННОГО БОЗОНА ХИГГСА В СКАЛЯРНЫЙ ФОРМ-ФАКТОР

Теперь, зная константы связи и дополнительные параметры, входящие в 2HDM, мы в состоянии написать вклад заряженного бозона Хиггса в амплитуду исследуемого распада

$$\mathcal{M}_H = 2\sqrt{2}G_F V_{us} [\bar{v}_s (m_u \cot \beta P_R + m_s \tan \beta P_L) v_u] [\bar{u}_\nu m_l \tan \beta P_R v_l] \frac{1}{M_H^2 - p_H^2} \quad (4.16)$$

Пренебрегая массой  $u$ -кварка и импульсом тяжелого скаляра, а также вводя обозначение

$$R = \tan^2 \beta \frac{m_s m_l}{M_H^2}$$

Получаем для амплитуды следующее выражение

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} R [\bar{v}_s (1 - \gamma_5) v_u] [\bar{u}_\nu (1 + \gamma_5) v_l] \quad (4.17)$$

Складывая вклады СМ и 2HDM вместе, получим окончательное выражение для амплитуды

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us} \bar{u}_\nu(p_\nu) (1 + \gamma_5) \left[ -f_+(q^2) \not{p} + 2m_K \tilde{F}_S + \frac{f_T}{m_K} (\not{q} \not{p} - (pq)) \right] v_l, \quad (4.18)$$

где

$$\tilde{F}_S = \left( \frac{m_l}{2m_K} \right) f_-(q^2) - F_{SM}(q^2) R$$

Как видно из полученной амплитуды, вклад заряженного бозона Хиггса находится в формфакторе  $f_0(q^2)$ . Вспоминая разложение формфакторов по степеням  $\frac{q^2}{m_\pi^2}$ , приходим к выводу, что дальнейший анализ отобранных событий должен быть нацелен на получение параметра  $\lambda_0$ .

## 5 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе начато исследование полуплептонного распада положительно заряженного каона на нейтральный пи-мезон, антимюон и мюонное нейтрино.

Данный распад является чувствительным к проявлениям Новой Физики. В частности, как было показано в данной работе, измерение параметров скалярного форм-фактора этого распада позволяет напрямую связать его с параметрами естественного расширения Стандартной Модели – моделью двух-дублетного сектора Хиггса.

На данном этапе был разработан и протестирован алгоритм отбора сигнального распада из массива двухтрековых событий, собранных на установке ОКА. Алгоритм основан на применении следующего набора критериев отбора:

- 1) Первичный трек вызывает срабатывание каонного триггера;
- 2) В событии присутствует не менее двух фотонных ливней в электромагнитном калориметре;
- 3) Кинематический фит, с помощью которого восстанавливается  $\pi^0$ -мезон, имеет  $\chi^2 < 3.84$ ;
- 4) Вторичный заряженный трек ассоциирован минимум с одним мюонным ливнем, при этом в событии также присутствует отклик в мюонном счетчике;
- 5) Недостающий поперечный импульс имеет величину  $p_{\perp}^{miss} > 0.07$  ГэВ;
- 6) Квадрат недостающей массы лежит в интервале  $|m_{miss}^2| < 0.01$  ГэВ<sup>2</sup>.

Процедуру отбора прошли 126444 события, при этом доля фоновых событий из оценок Монте-Карло не превышает 6 процентов.

Дальнейшая работа будет нацелена на изучение систематических погрешностей эксперимента, экстракции характеристик форм-факторов и соотнесению полученных результатов с параметрами 2HDM.

## Благодарности

Автор выражает свою благодарность научному руководителю Слабоспицкому С.Р., научному консультанту Охотникову А.В. и своему коллеге Морозову М.А. за постановку задачи, многочисленные обсуждения и разъяснения неясных моментов.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Donoghue J. F., Golowich E., Holstein B. R.* Dynamics of the Standard Model: Second edition. — Cambridge University Press, 2022. — ISBN 978-1-009-29100-2, 978-1-009-29101-9, 978-1-009-29103-3.
2. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — P. 1–29. — arXiv: [1207.7214](#) [[hep-ex](#)].
3. *Brivio I., Trott M.* The Standard Model as an Effective Field Theory // Phys. Rept. — 2019. — Vol. 793. — P. 1–98. — arXiv: [1706.08945](#) [[hep-ph](#)].
4. *Isidori G., Wilsch F., Wyler D.* The Standard Model Effective Field Theory at work // Rev. Mod. Phys. — 2024. — Vol. 96, no. 1. — P. 015006. — arXiv: [2303.16922](#) [[hep-ph](#)].
5. *Wilson K. G.* The renormalization group and critical phenomena // Rev. Mod. Phys. — 1983. — Vol. 55. — P. 583–600.
6. *Lee T. D.* A Theory of Spontaneous  $T$  Violation // Phys. Rev. D. — 1973. — Vol. 8, issue 4. — P. 1226–1239.
7. *Haber H. E., Kane G. L.* The Search for Supersymmetry: Probing Physics Beyond the Standard Model // Phys. Rept. — 1985. — Vol. 117. — P. 75–263.
8. *Kim J. E.* Light Pseudoscalars, Particle Physics and Cosmology // Phys. Rept. — 1987. — Vol. 150. — P. 1–177.

9. *Trodden M.* Electroweak baryogenesis: A Brief review // 33rd Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories. — 1998. — P. 471–480. — arXiv: [hep-ph/9805252](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9805252).
10. Indications for New Higgs Bosons / A. Crivellin [et al.] // 25th Hellenic School and Workshops on Elementary Particle Physics and Gravity. — 2026. — arXiv: [2605.04233](https://arxiv.org/abs/2605.04233) [[hep-ph](#)].
11.  $SU(2)_L$  triplet scalar as the origin of the 95 GeV excess? / S. Ashanujjaman [et al.] // Phys. Rev. D. — 2023. — Vol. 108, no. 9. — P. L091704. — arXiv: [2306.15722](https://arxiv.org/abs/2306.15722) [[hep-ph](#)].
12. *Hou W.-S., Kumar G.* Strange processes in general two Higgs doublet model // JHEP. — 2022. — Vol. 10. — P. 129. — arXiv: [2207.07030](https://arxiv.org/abs/2207.07030) [[hep-ph](#)].
13. *Crivellin A., Kokulu A., Greub C.* Flavor-phenomenology of two-Higgs-doublet models with generic Yukawa structure // Phys. Rev. D. — 2013. — Vol. 87, no. 9. — P. 094031. — arXiv: [1303.5877](https://arxiv.org/abs/1303.5877) [[hep-ph](#)].
14. *Weinberg S.* Gauge Theory of CP Violation // Phys. Rev. Lett. — 1976. — Vol. 37. — P. 657.
15. Study of the  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu} \pi^0$  decay / I. V. Ajinenko [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2003. — Vol. 66. — P. 105–109. — arXiv: [hep-ph/0202061](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0202061).
16. *Kurshetsov V.* Status of "OKA" experiment // PoS. — 2010. — Vol. KAON09. — P. 051.
17. GEANT3 / R. Brun [et al.] // CERN. — 1987. — CERN-DD-EE-84-1.
18. Review of particle physics / S. Navas [et al.] // Phys. Rev. D. — 2024. — Vol. 110, no. 3. — P. 030001.
19. Analysis of  $K^+(e3)$  decay / H. J. Steiner [et al.] // Phys. Lett. B. — 1971. — Vol. 36. — P. 521–524.
20. *Chen C.-H., Geng C.-Q.* Charged Higgs on  $B^- \rightarrow \tau^- \text{anti-}\nu(\tau)$  and  $\text{anti-}B \rightarrow P(V) l \text{ anti-}\nu(l)$  // JHEP. — 2006. — Vol. 10. — P. 053. — arXiv: [hep-ph/0608166](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0608166).

21. *Kiselev V. V., Likhoded A. K., Obraztsov V. F.* Contributions of leptoquark interactions into the tensor and scalar form-factors of  $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu(l)$  decay. — 2002. — arXiv: [hep-ph/0204066](#).
22. Precision tests of the Standard Model with leptonic and semileptonic kaon decays / M. Antonelli [et al.] // 5th International Workshop on e+e- Collisions from Phi to Psi. — 2008. — arXiv: [0801.1817 \[hep-ph\]](#).
23. *Ferreira P. M., Santos R., Barroso A.* Stability of the tree-level vacuum in two Higgs doublet models against charge or CP spontaneous violation // Phys. Lett. B. — 2004. — Vol. 603. — P. 219–229. — arXiv: [hep-ph/0406231](#) ; — [Erratum: Phys.Lett.B 629, 114–114 (2005)].
24. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models / G. C. Branco [et al.] // Phys. Rept. — 2012. — Vol. 516. — P. 1–102. — arXiv: [1106.0034 \[hep-ph\]](#).
25. Models of Yukawa interaction in the two Higgs doublet model, and their collider phenomenology / M. Aoki [et al.] // Phys. Rev. D. — 2009. — Vol. 80. — P. 015017. — arXiv: [0902.4665 \[hep-ph\]](#).