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

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА КАОНА В 3 ПИОНА

Студент ________ Е. А. Завидов

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., доц. ________ Е. Ю. Солдатов

Научный консультант,
д.ф.-м.н. ________ С. Р. Слабоспицкий

Москва 2025

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА КАОНА В 3 ПИОНА

Студент	________ Е. А. Завидов
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	________ Е. Ю. Солдатов
Научный консультант, д.ф.-м.н.	________ С. Р. Слабоспицкий
Рецензент, д.ф.-м.н.	________ О. П. Ющенко
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	________ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	________ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

1 ВВЕДЕНИЕ

Стандартная Модель (СМ) – это современная квантово-полевая теория, описывающая электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия элементарных частиц. С момента, когда теория приобрела свой окончательный вид в середине 70-х годов прошлого века, были открыты все предсказанные ей элементарные частицы и объяснено множество экспериментальных результатов. Тем не менее, СМ не является всеобъемлющей теорией, так как она не включает в себя гравитацию, не может объяснить феномен темной материи и темной энергии [1], не дает ответа на проблему иерархии [2] и барионной асимметрии Вселенной[3]. Все это побуждает на поиски более фундаментальной теории, являющейся расширением Стандартной Модели[4; 5].

В физике элементарных частиц существует два возможных подхода к проблеме поиска таких расширений на ускорителях. Первый заключается в прямом обнаружении эффектов «новой физики», например, открытии новых сверхтяжелых элементарных частиц. Такой подход требует строительства ускорителей с большими энергиями столкновения и разработки новых методик, повышающих точность эксперимента. Более того, возможна ситуация, что новые частицы окажутся настолько тяжелыми, что их нельзя будет обнаружить даже на суперколлайдерах нового поколения.

Второй подход основан на поиске косвенного проявления эффектов «новой физики» при низких энергиях, заключающегося в появлении отклонений предсказаний СМ от экспериментальных данных по редким распадам частиц или открытии аномальных процессов. Несмотря на то, что события с такими редкими распадами содержат очень большой вклад фона, современные эксперименты, например DIRAC[6] или NA-62[7], проводимые на ускорителе SPS в CERN, а также ОКА, расположенный в НИЦ «Курчатовский Институт» – ИФВЭ в городе Протвино на ускорителе У-70 обладают большой точностью и потому являются перспективными проектами в данной области.

Установка ОКА («Опыты с КАонами») посвящена исследованиям распадов каонов «на лету». Физическая программа эксперимента нацелена на поиск редких распадов K^+-мезонов, поиск прямого CP-нарушения в распадах заряженных каонов, проверку киральной теории возмущений и исследование редких мезонных состояний[8].

Одним из потенциальных объектов изучения в рамках этого эксперимента является пионий – атом, состоящий из пары заряженных $(\pi^+\pi^-)$мезонов. Изучение этого атома позволяет провести проверку предсказаний моделей формирования и распадов адронных атомов. Главной **целью** данной работы является изучение реакции $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$на установке ОКА, а также исследование возможности образования пиония и изучение его свойств.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

- разработать программное обеспечение, которое позволит выделить интересующую моду распада из набора экспериментальных данных;
- провести анализ распада $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$;
- вычислить вероятность распада $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$;
- провести расчеты ширин основных мод распада пиония в $S-$ и $P-$ состояниях.

2 АНАЛИЗ ДАННЫХ

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 Панофского. Импульс вторичного пучка равен 17.7 ГэВ, интенсивность – 5×10^5 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 $\cdot$ 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 ~ 2300 $3.8 \times 3.8 \times 45$ см^3 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 4×1 м^2. Более детальное описание установки дано в [9].

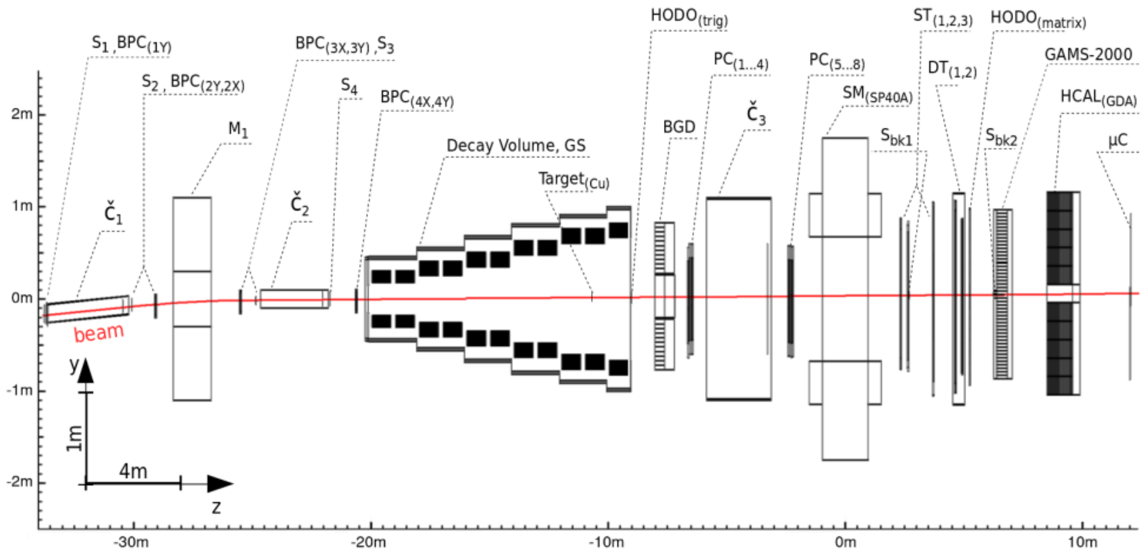

Рисунок 2.1 — Схема установки ОКА

2.2 ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе изучались события распада

$$K^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$$

на основе данных, полученных в сеансе 2018 года на установке ОКА с импульсом пучка K^+-мезонов, равным 17.7 ГэВ.

Отбор K-мезонов происходит on-line по срабатыванию основного триггера, который требует наличия совпадений сигналов от сцинтилляторных счетчиков ($S_1 - S_4$), 2 черенковских детекторов ($\check{C}_1$ детектирует пионы, $\check{C}_2$ детектирует π- и K-мезоны) и антисовпадения сигналов с счетчиков $S_{bk_1} - S_{bk_2}$, необходимых для подавления событий с нераспавшимися пучковыми частицами: $Tr_{Kdecay} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot S_4 \cdot \bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot \bar{S}_{bk}$.

Дополнительно, для подавления доминирующего распада $K^+ \to \mu^+\nu$ триггер требует энерговыделения в калориметре $GAMS$-2000 свыше 2.5 ГэВ:

$$Tr_{GAMS} = Tr_{Kdecay} \cdot (E_{GAMS} > 2.5 \text{ ГэВ}).$$

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

2.3 ОТБОР СОБЫТИЙ

Дальнейший анализ $3.3 \cdot 10^6$ событий, прошедших первичный отбор, состоял в выделении изучаемой моды распада. Для этого на данные после реконструкции накладывались следующие ограничения:

1) Число заряженных треков в реконструированном событии равняется 4, что отвечает распадному K^+ и 3 вторичным частицам $(\pi^\pm, \mu^\pm, e^\pm)$.
2) Суммарный заряд реконструированных вторичных треков равняется $+1$.
3) Вершина распада находится внутри распадного объема
4) Энергии всех распадных частиц в системе покоя каона лежат в разрешенных кинематических пределах $E_i^* > m_\pi \approx 0.14$ ГэВ и $E_i^* < E_{max} \approx 0.18$ ГэВ.
5) Модуль импульса системы вторичных треков в системе покоя каона $|\sum_i \vec{p}_i| < 0.025$ ГэВ.

Во время сеанса 2018 года внутри распадного объема находилась медная мишень толщиной в 50 сантиметров, поэтому на вершину распада K^+ было наложено дополнительное условие, исключающее все события распада внутри мишени:

$$-1080.0 \text{ см} < Z_{vertex} < -1030.0 \text{ см}$$

Полученное распределение событий по координате Z приведено на рис. 2.2

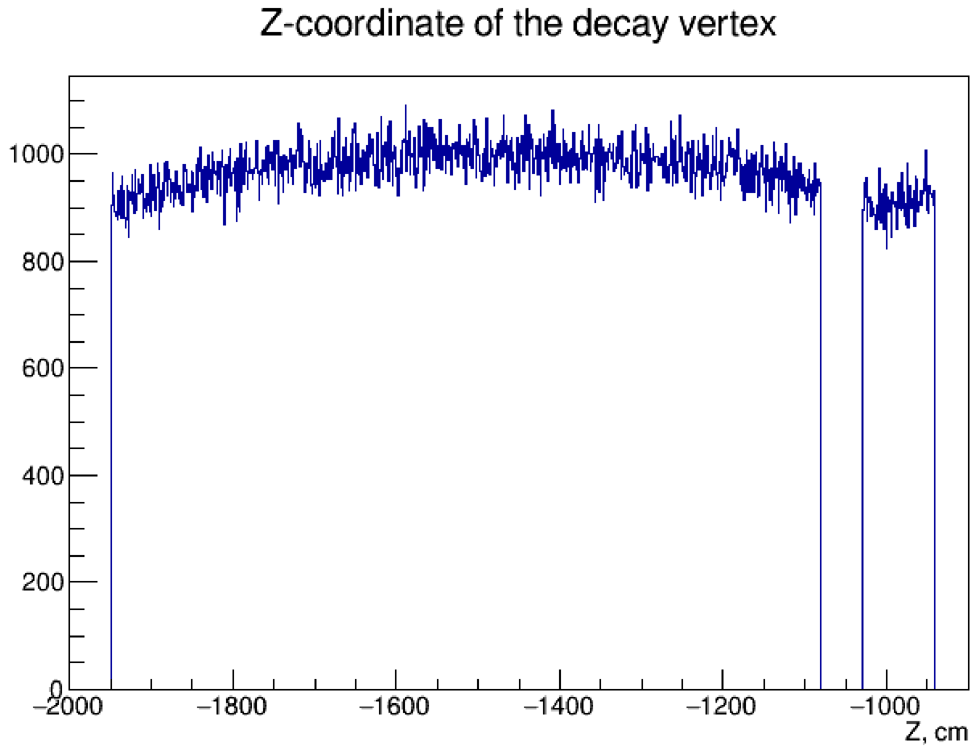

Рисунок 2.2 — Распределение событий по Z-координате

Для исключения событий, содержащих $e^{\pm}$, применялся алгоритм сопоставления треков ливням в калориметрах $GAMS$-2000 и GDA. Для этого рассчитывалось расстояние от точки пересечения ячейки калориметра заряженным треком до точки возникновения ливня. Оптимальное значение максимально допустимого расстояния было определено эмперически из условия соответствия каждому заряженному треку минимум одного ливня из $GAMS$ или GDA.

Далее строилась гистограмма отношения выделенной в электромагнитном калориметре энергии к импульсу заряженного трека.

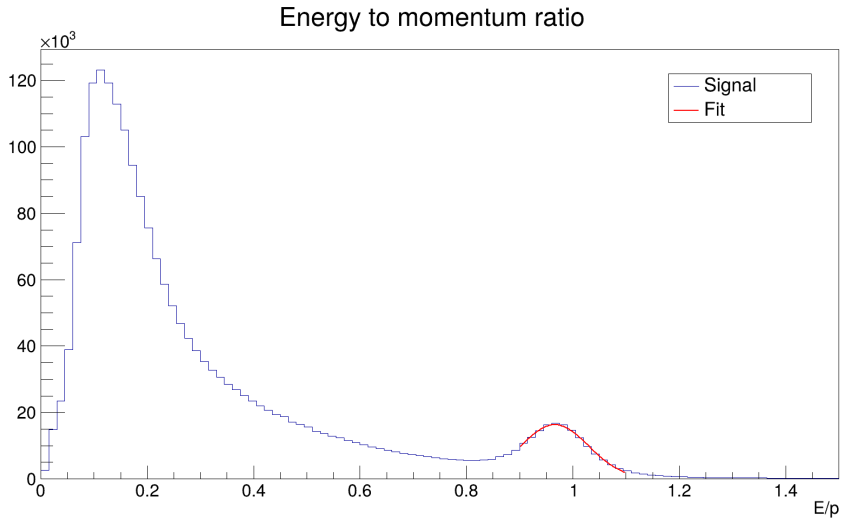

Рисунок 2.3 — Отношение E_{GAMS}/p для вторичных заряженных частиц

Для идентификации треков $e^{\pm}$ использовалось свойство отношения E_{GAMS}/p. Так как почти все электроны полностью останавливаются в электромагнитном калориметре за счет радиационных потерь и ионизации, отношение $E_{GAMS}/p \simeq 1$. На приведенной гистограмме виден пик в области $\mu_{E_{GAMS}/p} = 0.98$, который был отфитирован функцией Гаусса. Используя полученное значение стандартной ошибки фита $\sigma = (839 \pm 11) \cdot 10^{-4}$, было поставлено ограничение на допустимые значения величины отношения E_{GAMS}/p для электрона:

$$|\mu - \frac{E_{GAMS}}{p}| < 2\sigma \simeq 0.17$$

По результатам отбора было выделено 466606 событий, отвечающих исследуемой моде распада, для которых была построена гистограмма распределения инвариантной массы продуктов реакции. Для проверки эффективности отбора, такое же распределение было построено и для данных Монте-Карло, прошедших через программу реконструкции.

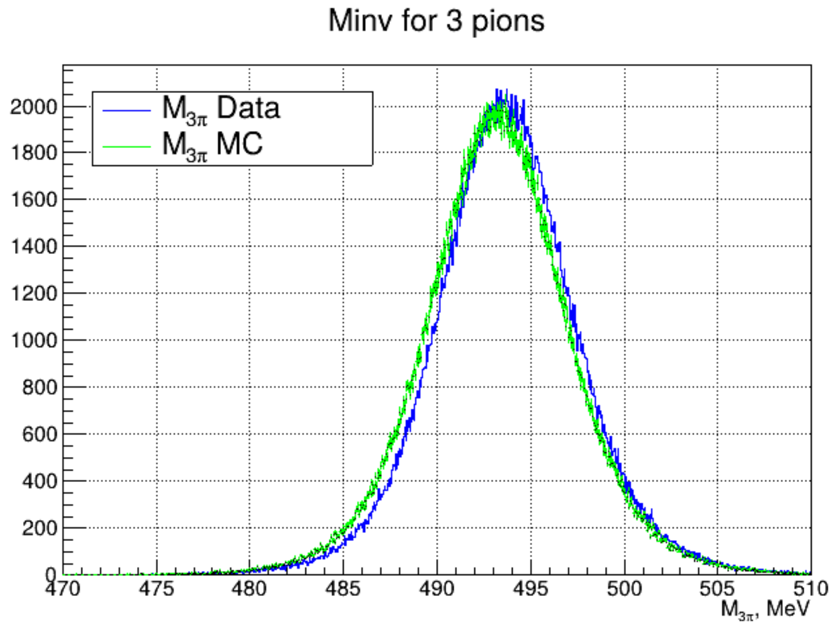

Рисунок 2.4 — Распределение по инвариантной массе вторичных частиц для экспериментальных данных и данных Монте-Карло симуляции

Пик распределения для экспериментальных данных приходится на значение $M_{3\pi} = 493.685 \pm 0.005$ МэВ, а для данных Монте-Карло на значение $M_{3\pi} = 493.230 \pm 0.005$ МэВ. Разность полученных величин равна

$$\Delta M_{3\pi} = 455 \pm 7 \text{ кэВ} \tag{2.1}$$

Различие инвариантных масс может быть объяснено неучетом акцептанса при реконструкции экспериментальных данных.

2.4 РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАЛИЦА И МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАСПАДА $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$

2.4.1 КВАДРАТ МАТРИЧНОГО ЭЛЕМЕНТА РАСПАДА $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$

Трехчастичные распады удобнее всего анализировать при помощи диаграмм (распределений) Далица. Это связано с тем, что при использовании переменных s_1 и s_2 (см. ниже) или любой другой пары кинематических параметров, линейно связанных с ними, плотность распределения событий постоянна во всем фазовом объеме [10].

$$\frac{d^2\Phi_3}{ds_1 ds_2} = \frac{\pi^2}{4s}\frac{1}{(2\pi)^5} \tag{2.2}$$

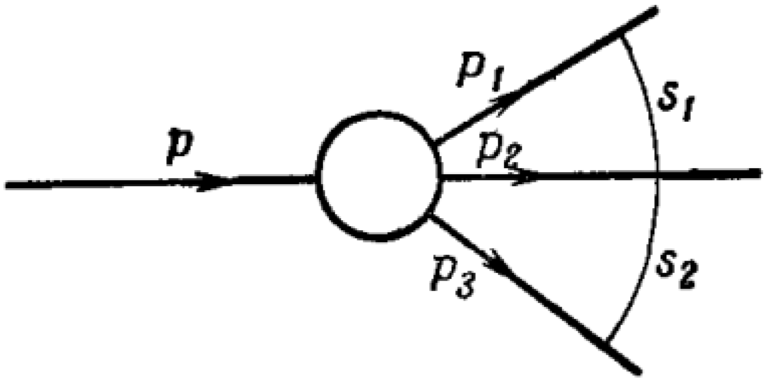

Рисунок 2.5 — Схема трехчастичного распада с указанием кинематических инвариантов

Таким образом, неоднородное распределение событий на диаграмме Далица определяется динамикой процесса и характеризуется квадратом матричного элемента. Более того, анализ таких диаграмм позволяет понять, действительно ли зарегестрированный распад является трехчастичным.

Для адронных распадов K-мезонов С.Вайнберг предложил разложение амплитуды в ряд по переменным Далица в полярных координатах (кинетическим энергиям распадных мезонов)[11]

$$\begin{aligned} x &= \rho\sin\phi = \frac{\sqrt{3}(T_1 - T_2)}{Q} \\ y &= \rho\cos\phi = \frac{3T_3 - Q}{Q} \end{aligned} \tag{2.3}$$

$$\mathcal{A}(T_1, T_2, T_3) = \sum_{n,l} a(n,l)\left(\frac{Q}{m_K}\right)^n \rho^n \cos l\phi, \tag{2.4}$$

где $Q = T_1 + T_2 + T_3-$ энерговыделение в реакции, для которого выполняется соотношение $\frac{Q}{m_K} << 1$, а коэффициенты $a(n,l) = 0$, если $n - l$ нечетное или отрицательное.

Однако в настоящее время для экспериментального определения формы квадрата модуля матричного элемента переходят от стандартных переменных Далица к следующей параметризации[12]:

$$|\mathcal{M}|^2 \approx 1 + g\frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} + h\left[\frac{(s_3 - s_0)^2}{m_{\pi^+}^4}\right] + k\left[\frac{(s_2 - s_1)^2}{m_{\pi^+}^4}\right], \tag{2.5}$$

где $s_i = (p_K - p_i)^2$ и $s_0 = \frac{1}{3}(m_K^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2)$, а индекс 3 относится к нечетному пиону (в данном случае отрицательному). Для упрощения записи вводятся переменные

$$\begin{aligned} u &= \frac{s_3 - s_0}{m_{\pi^+}^2} \\ v &= \frac{(s_2 - s_1)}{m_{\pi^+}^2} \end{aligned} \tag{2.6}$$

Экспериментальное определение параметров g, h и k также позволит проверить корректность киральной теории возмущения, которая предсказывает их значение [13; 14], а асимметрия коэффициентов в распадах противоположно заряженных K-мезонов может стать индикатором прямого $CP-$нарушения.

2.4.2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАЛИЦА

Из прошедших отбор событий была построена диаграмма Далица в переменных $u, |v|$ (рис. 2.6):

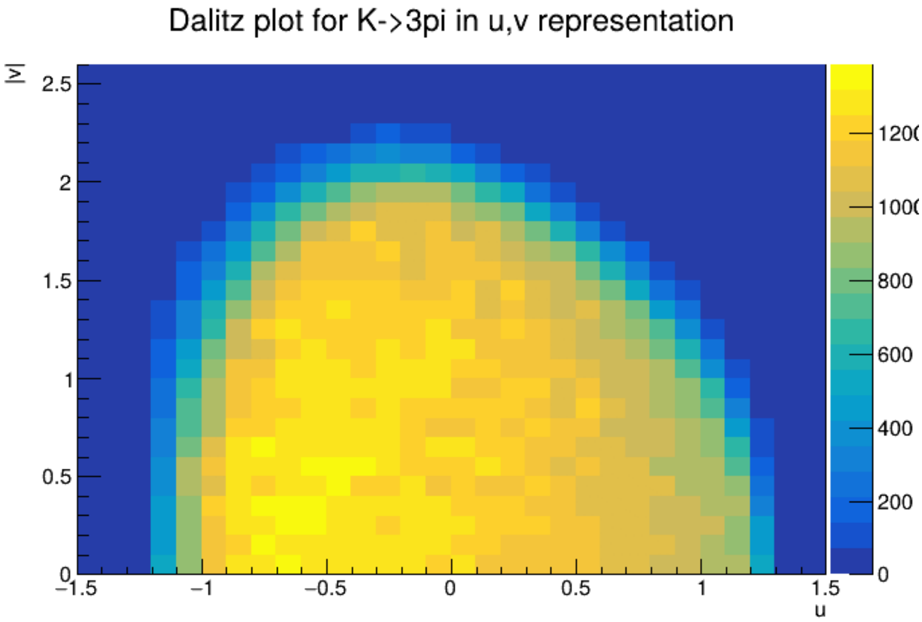

Рисунок 2.6 — Двумерный вид диаграммы Далица для экспериментальных данных

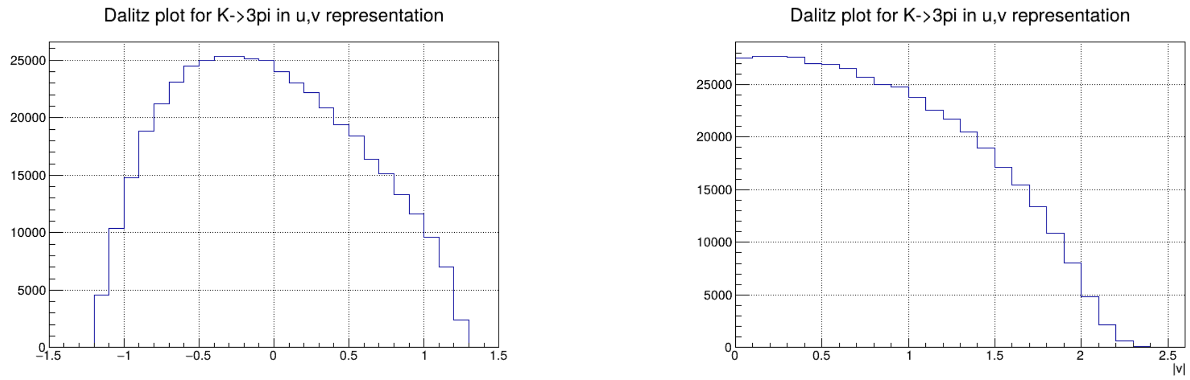

Рисунок 2.7 — Проекции диаграммы Далица на оси u и v

Фит данного распределения согласно (2.5) проводился с помощью следующей функции

$$F(u,|v|)^{data} = N\left(F(u,|v|)_0^{MC} + gF(u,|v|)_u^{MC} + \right.$$
$$\left. + hF(u,|v|)_{u^2}^{MC} + kF(u,|v|)_{v^2}^{MC}\right), \qquad (2.7)$$

где N— константа нормировки, а F_i^{MC}—сгенерированные при помощи данных Монте-Карло диаграммы Далица с постоянным матричным элементом. Нижний индекс указывает вес, приписанный каждому бину распределения в соотвествие с формулой (2.5). Конкретный вид полученных распределений представлен в приложении А.

При этом для избежания появления систематических ошибок, связанных с миграцией реконструированных данных в соседние бины из-за конечного разрешения детекторов, вес для каждого «измеренного» бина задавался значениями переменных u, v из «истинного» Монте-Карло, т.е. Монте-Карло исследуемого распада с постоянным матричным элементом, который не проходил систему реконструкции.

Ниже приведено сравнение значений $u(v)_{True}$ и $u(v)_{Reco}$ для одного и того же события.

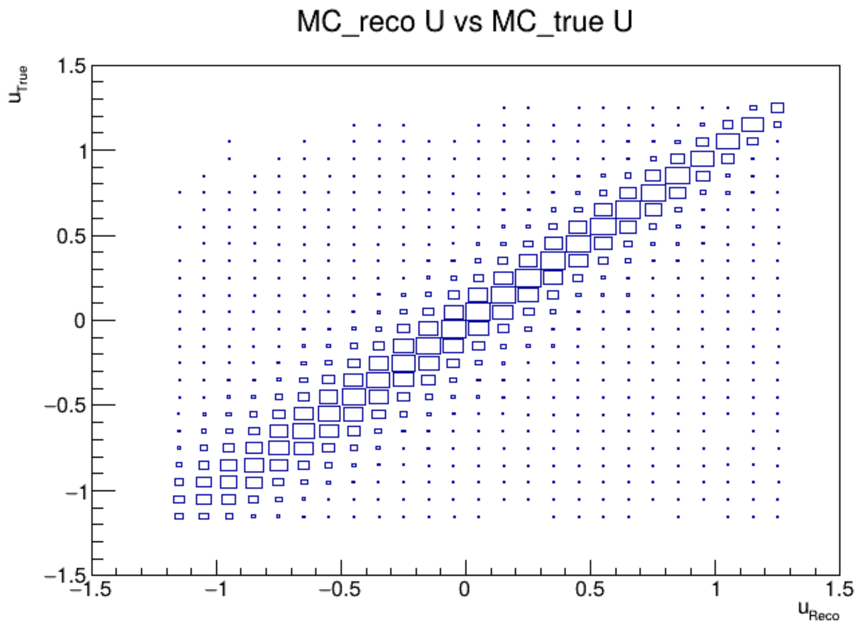

Рисунок 2.8 — Сравнение u_{True} и u_{Reco}

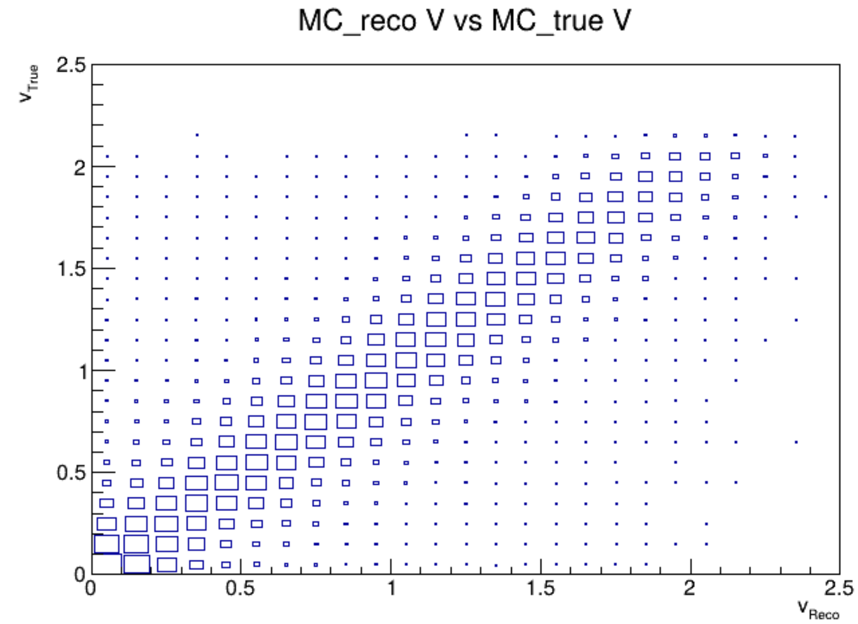

Рисунок 2.9 — Сравнение v_{True} и v_{Reco}

Для нахождения параметров g, h, k, N с помощью класса Fitter среды ROOT минимизировался функционал [15]

$$\chi^2 = \sum_{F^{data}(u,v)>1000} \frac{\left(F^{data} - NF^{MC}\right)^2}{\sigma^2_{data} + N^2\sigma^2_{MC}}, \tag{2.8}$$

где $F^{MC} = F(u,|v|)_0^{MC} + gF(u,|v|)_u^{MC} + hF(u,|v|)_{u^2}^{MC} + kF(u,|v|)_{v^2}^{MC}$ и $\sigma^2_{MC} = \sigma^2_0 + g^2\sigma^2_u + h^2\sigma^2_{u^2} + k^2\sigma^2_{v^2}$

В результате были получены следующие значения параметров

Вел. / Пар.	Фит	σ фита	PDG	σ PDG
N	0.998	0.004	—	—
g	-0.158	0.005	-0.21134	0.00017
h	0.009	0.010	0.01848	0.0004
k	-0.003	0.003	-0.00463	0.00014

Таблица 2.1 — Параметры полученные из фита и представленные в PDG[16]

Отношение $\frac{\chi^2}{NDF}$ для полученных значений параметров равно

$$\frac{\chi^2}{NDF} = \frac{312}{291} = 1.1. \tag{2.9}$$

Для наглядности также были построены соответствующие поверхности

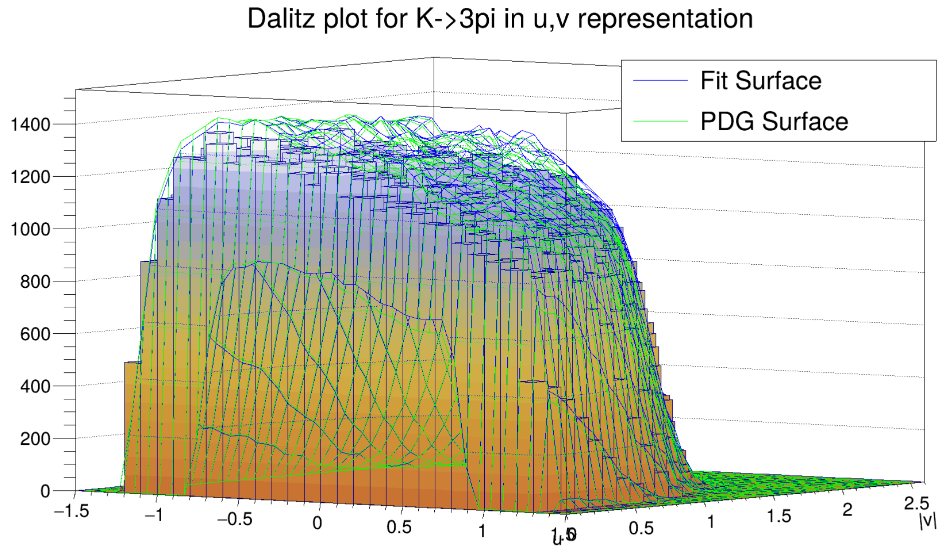

Рисунок 2.10 — Далиц-плот для данных и параметризующие поверхности с параметрами из фита и PDG

Из сравнения полученных результатов с данными из PDG видно, что коэффициент при линейном члене выражения (2.5) не совпадает в пределах погрешности с приведенным из PDG, а коэффициенты при квадратичных слагаемых определены с большой статистической погрешностью.

Возможной причиной отклонения полученных в данной работе значений параметров наклона диаграммы Далица от принятых в PDG является неполный учет систематических ошибок в эксперименте, таких как акцептанс установки, которые влияют на общую форму построенного на рис. 2.6 распределения. К сожалению, задача определения таких факторов выходит за пределы данной работы.

3 ИЗУЧЕНИЕ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПИОНОВ В РАСПАДЕ $K \to 3\pi$

3.1 ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ АТОМЫ

Одной интересной особенностью распадов, в которых рождаются асимптотически свободные заряженные частицы a^+ и b^- является вероятность, что эти частицы образуют промежуточное связанное состояние A_{ab} за счет кулоновских сил[17].

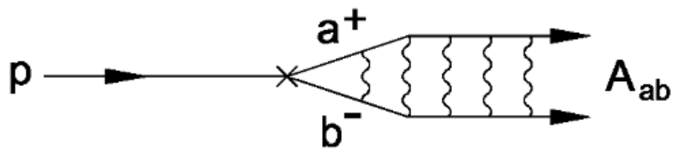

Рисунок 3.1 — Схематическое изображение связанного силой Кулона состояния частиц a^+ и b^-

При условии, что движение связанного состояния является релятивистским, появляется принципиальная возможность его детектирования и исследования свойств.

Наиболее известными примерами водородоподных атомов являются позитроний(связанное состояние e^+e^-), мюоний (μ^+e^-), мезонные и димезонные атомы ($\pi^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$, π^+K^-).

Данная глава посвящена исследованию пиония – связанного состояния двух π-мезонов, для которого распад $K^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+$ может являться источником[18].

3.1.1 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ $\pi^+\pi^-$

Систему двух частиц, взаимодействующих за счет центральных сил и образующих связанные состояния, удобно рассматривать, введя вместо импульсов p_1, p_2, импульс центра масс P и относительный импульс p. Первоначальные импульсы записываются в виде

$$\vec{p_1} = -\vec{p} + \frac{\vec{P}}{2} \tag{3.1}$$

$$\vec{p_2} = \vec{p} + \frac{\vec{P}}{2} \tag{3.2}$$

Тогда для пиония, как водородоподобного атома, можно оценить импульс относительного движения пионов из соотношения неопределенности Гейзенберга (a - боровский радиус атома пиония):

$$p \cdot a \simeq 1 \Rightarrow p \simeq \frac{1}{a} = \frac{\alpha m_\pi}{2} \ll m_\pi \tag{3.3}$$

Следовательно для распада пиония, рассматривающегося в его системе покоя, импульсы π-мезонов можно в первом приближении считать нулевыми.

Теперь, когда мы установили, что рассматриваемая система не является релятивистской и допускает использования импульсов p и P, мы можем написать вектор состояния атома:

$$\left|A_{2\pi}(\vec{P}_B)\right\rangle = \int \frac{d^3p d^3P}{(2\pi)^6} \left|\vec{p}, \vec{P}\right\rangle \left\langle \vec{p}, \vec{P}\right| A_{2\pi}(\vec{P}) \Big\rangle\,, \tag{3.4}$$

где P_B- импульс физического состояния.

Так как мы допускаем, что импульс пиония (импульс центра масс) представляется достаточно узким волновым пакетом, мы можем положить, что

$$\left\langle \vec{P} \middle| \vec{P}_B \right\rangle = (2\pi)^3 \delta(\vec{P} - \vec{P}_B) \tag{3.5}$$

И вектор состояния примет вид

$$\left|A_{2\pi}(\vec{P}_B)\right\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left|\vec{p}, \vec{P}_B\right\rangle \psi(p) \tag{3.6}$$

Здесь $\psi(p)$ - волновая функция водородоподобного атома в импульсном пространстве, нормированная на единицу:

$$\langle\Psi|\Psi\rangle = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} |\psi(p)|^2 = 1 \tag{3.7}$$

Теперь воспользуемся связью между представлениями движения и заменим вектор состояния $\left|\vec{p}, \vec{P}_B\right\rangle = |\vec{p}\rangle \otimes \left|\vec{P}_B\right\rangle$ на $|\vec{p}_1, \vec{p}_2\rangle$, где $\vec{p}_1, \vec{p}_2$ даются выражениями (3.1) и (3.2) соответственно. Явный вид двухчастичного вектора состояния согласно квантовой теории поля:

$$|\vec{p}_1, \vec{p}_2\rangle = \sqrt{2E_{p_1} 2E_{p_2}} a^\dagger(p_1) a^\dagger(p_2) |0\rangle \tag{3.8}$$

Здесь $a^\dagger(p)-$ оператор рождения частицы с импульсом p.

С учетом всего выше сказанного, вектор состояния пиония в покое примет вид

$$\left|A_{2\pi}(\vec{P}_B = 0)\right\rangle = \sqrt{2M} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{\sqrt{2E_{+p}}\sqrt{2E_{-p}}} \left|\pi^+(\vec{p}), \pi^-(-\vec{p})\right\rangle \psi(p) \tag{3.9}$$

Из формулы (3.3) следует, что в релятивистиских нормировочных множителях можно заменить $E_\pm$ на m_π, поэтому вектор состояния принимает следующий вид

$$\left|A_{2\pi}(\vec{P}_B = 0)\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{m_\pi}} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left|\pi^+(\vec{p}), \pi^-(-\vec{p})\right\rangle \psi(p) \tag{3.10}$$

Таким образом, матричный элемент некоторого процесса, в котором участвует пионий, можно выразить через элемент $S-$матрицы этого же процесса, заменив пионий на пару свободных π-мезонов:

$$\mathcal{M}(a, b \to A_{2\pi}) = \frac{1}{\sqrt{m_\pi}} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \mathcal{M}(a, b \to \pi^+, \pi^-) \psi(p) \tag{3.11}$$

3.1.2 ОЦЕНКА БРЭНЧИНГА РАСПАДА $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$

Используя формулу (3.11), можно выразить амплитуду рождения атома пиония в основном состоянии в процессе распада K^+

$$\mathcal{M}(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+) = \frac{1}{\sqrt{m_\pi}} \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \mathcal{M}(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-)\psi(p) \tag{3.12}$$

Матричный элемент для S-состояния пионов не зависит от их относительного импульса, поэтому его можно вынести за знак интеграла. Подынтегральное выражение есть ни что иное, как Фурье-образ волновой фукнции в начале координат. Таким образом, матричный элемент принимает следующий вид

$$\mathcal{M}(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+) = \frac{\psi(0)}{\sqrt{m_\pi}} \mathcal{M}(K^+ \to \pi^+\pi^-\pi^+) \tag{3.13}$$

Тогда парциальная ширина распада $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$ дается выражением

$$\begin{aligned} &d\Gamma(K^+ \to A_{2\pi}) \\ &= \frac{1}{2m_K} \int \frac{d^3P}{(2\pi)^3 2E_P} \frac{d^3p_\pi}{(2\pi)^3 2E_\pi} \frac{|\psi(0)|^2}{m_\pi} |\mathcal{M}_{3\pi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_K - P - p_\pi) \end{aligned} \tag{3.14}$$

Квадрат матричного элемента для распада $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ дается формулой (2.5) с коэффициентами, определенными в предыдущей главе.

Ширина распада $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$:

$$\begin{aligned} &d\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) \\ &= \frac{1}{2m_K} \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3p_3}{(2\pi)^3 2E_3} |\mathcal{M}_{3\pi}|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p_K - \sum_i p_i) \end{aligned} \tag{3.15}$$

Это выражение можно переписать в следующем виде, исходя из формулы (2.2)

$$\Gamma(K^+ \to 3\pi) = \frac{1}{2m_K} \frac{\pi^2}{4s(2\pi)^5} \int_{4m_\pi^2}^{(m_K - m_\pi)^2} ds_3 \int_{s_1^-}^{s_1^+} |\mathcal{M}|^2 ds_1 \tag{3.16}$$

Интегрирование ведется по границе диаграммы Далица

$$s_1^{\pm} = 2m^2 - \left((s_3 + m_\pi^2 - m_K^2) \mp \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{s_3}} \lambda^{\frac{1}{2}}(s_3, m_K^2, m_\pi^2) \right) \tag{3.17}$$

В общем случае интеграл (3.16) не берется в элементарных функциях[19], поэтому для получения оценки можно воспользоваться разложением трехчастичного фазового объема в ряд по степеням параметра превышения над порогом

$$\epsilon = \sqrt{s} - \sum_i m_i \tag{3.18}$$

или численным интегрированием. В данной работе применяется второй способ.

Отношение ширин имеет вид

$$\frac{\Gamma(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+)}{\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-)} = \frac{\alpha^3\pi^2}{2} \sqrt{(1 - \frac{1}{\mu^2})(9 - \frac{1}{\mu^2})} \cdot \frac{|\tilde{\mathcal{M}}_{3\pi}|^2}{I}, \tag{3.19}$$

где $\mu = \frac{m_\pi}{m_K}$, $|\tilde{\mathcal{M}}|^2-$ матричный элемент, соответсвующий распаду $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$, $I-$ обезразмеренный интеграл из (3.16)

$$I = \int_1^{(\frac{\mu-1}{2\mu})^2} dt \int_{u^-}^{u^+} du |\mathcal{M}|^2 \tag{3.20}$$

Здесь введены новые переменные

$$u = \frac{s_1}{m_\pi^2} \tag{3.21}$$

$$t = \frac{s_3}{4m_\pi^2} \tag{3.22}$$

В новых переменных матричный элемент, отвечающий случаю двухчастичного распада, выглядит следующим образом

$$|\tilde{\mathcal{M}}|^2 = 1 + g\left(4\tilde{t} - \frac{s_0}{m_\pi^2}\right) + h\left(4\tilde{t} - \frac{s_0}{m_\pi^2}\right)^2 + k\left(4\tilde{t} - \frac{3s_0}{m_\pi^2} - 2\tilde{u}\right)^2, \tag{3.23}$$

где $\tilde{t} = \frac{1}{8}\left(\frac{1}{\mu^2} - 4\right)$, $\tilde{u} = 4$.

Для получения конечного числового ответа также необходимо учесть тождественность π^+ в конечном состоянии при образовании $A_{2\pi}$ и провести суммирование по всем $nS-$состояниям. Таким образом, отношение (3.19) необходимо умножить на $2 \cdot \zeta(3) \approx 2.4$. Окончательное значение

$$\frac{\Gamma(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+)}{\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-)} \approx 2.1 \cdot 10^{-5} \tag{3.24}$$

Соответсвующее значение для брэнчинга распада $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$ будет равно

$$\mathrm{Br}(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+) = \mathrm{Br}(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) \cdot 2.1 \cdot 10^{-5} = 1.2 \cdot 10^{-6} \tag{3.25}$$

Из-за очень маленького времени жизни $\tau_{A_{2\pi}} \approx 3.15^{+0.28}_{-0.26} \cdot 10^{-15}$ с [20] прямое детектирование пиония на установке ОКА невозможно. Однако следы пиония можно обнаружить из анализа других распадов K^+, в которых будет видно присутствие продуктов распада $A_{2\pi}$.

3.2 ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ШИРИН РАСПАДОВ ПИОНИЯ

Таким образом, для определения в каких распадах K^+ могут встречаться следы $A_{2\pi}$, необходимо рассмотреть возможные моды распада пиония.

Пионий в основном состоянии может распадаться за счет сильного , электромагнитного и слабого взаимодействия. Слабые распады пиония происходят за счет слабых распадов составляющих его частиц (π^+ и/или π^-). Более того, так как пионий может рождаться в возбужденном $S-$волновом состоянии он может переходить в векторное (P) состояние за счет излучения фотона и распадаться на пару лептонов. Далее представлены расчеты ширин перечисленных мод.

3.2.1 ШИРИНА АДРОННОГО РАСПАДА $A_{2\pi} \to \pi^0\pi^0$

Наибольший вклад в полную ширину распада пиония вносит адронный распад $A_{2\pi} \to \pi^+\pi^-$. Выражение для ширины этого распада может быть получено при рассмотрении пион-пионного рассеяния при нулевых кинетических энергиях рассеиваемых частиц[21]

$$\Gamma(A_{2\pi} \to \pi^0\pi^0) = |\psi(0)|^2 \frac{16\pi}{9}(a_0^2 - a_2^2)^2 \sqrt{\frac{\Delta m_\pi}{m_\pi}}, \tag{3.26}$$

где a_0 и a_2 это длины пион-пионного рассеяния в $S-$волне для состояний с изоспином 0 и 2 соответственно, а $\Delta m_\pi = m_{\pi^+} - m_{\pi^0}$. Так как в выражение для ширины этой моды распада входят параметры a_0 и a_2 и она являются доминирующей, то изучение распадов пиония дает возможность напрямую измерить величину $|a_0 - a_2|$ с хорошей точностью, на что и был направлен эксперимент DIRAC на ускорителе SPS в CERN[6].

3.2.2 ШИРИНА РАСПАДА $A_{2\pi} \to 2\gamma$

Следующий по величине вклад в полную ширину распада пиония вносит электромагнитный распад на 2 фотона, который можно посчитать в рамках скалярной электродинамики и формализма, описанного в разделе 3.1.1, рассмотрев реакцию $\pi^+\pi^- \to 2\gamma$ при нулевых кинетических энергиях пионов.

Анигилляция пионов в два фотона в низшем порядке теории возмущений в рамках скалярной электродинамики дается 3 диаграммами:

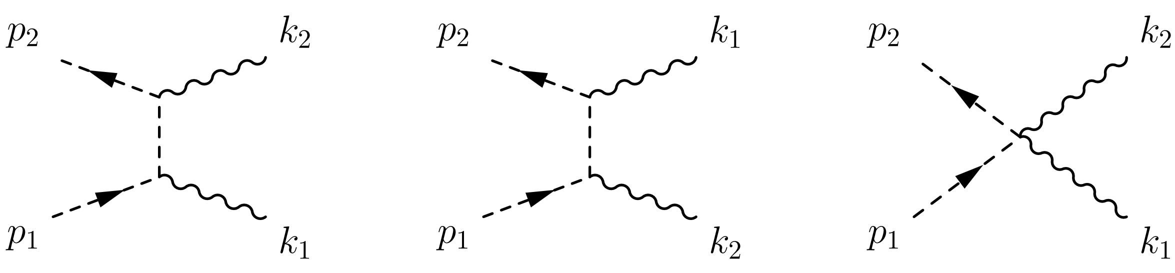

Рисунок 3.2 — Диаграммы Фейнмана аннигиляции пионов

Матричный элемент дается выражением (принимаем, что нормированные волновые функции скалярных частиц равны 1)

$$\mathcal{M} = ie^2\epsilon^{*\mu}(k_1)\epsilon^{*\nu}(k_2)\times$$
$$\left(2g_{\mu\nu} - (p_1+p)_\mu\frac{1}{p^2-m^2}(p-p_2)_\nu - (p_1+q)_\nu\frac{1}{q^2-m^2}(q-p_2)_\mu\right) \tag{3.27}$$

Закон сохранения 4-импульса

$$\begin{aligned} &p_1 + p_2 = k_1 + k_2 \\ &p = p_1 - k_1 \to p^2 - m^2 = -2p_1k_1 \\ &q = p_1 - k_2 \to q^2 - m^2 = -2p_1k_2 \end{aligned} \tag{3.28}$$

Перепишем матричный элемент в соответсвтвии с приведенными выражениями для переданных импульсов

$$\mathcal{M} = ie^2\epsilon^{*\mu}(k_1)\epsilon^{*\nu}(k_2)\times$$
$$\left(2g_{\mu\nu} + \frac{(2p_1-k_1)_\mu(p_1-p_2-k_1)_\nu}{2p_1k_1} + \frac{(2p_1-k_2)_\nu(p_1-p_2-k_2)_\mu}{2p_1k_2}\right) \tag{3.29}$$

Квадрат матричного элемента, усредненный по поляризациям фотонов, имеет следующий вид

$$\begin{aligned} |\bar{\mathcal{M}}|^2 = e^4 &\left[4\delta^\nu_\nu + 4\frac{(2p_1-k_1)(k_2-2p_2)}{2p_1k_1} + 4\frac{(2p_1-k_2)(k_2-2p_1)}{2p_1k_2} + \right. \\ &\frac{(2p_1-k_1)^2(k_2-2p_2)^2}{(2p_1k_1)^2} + \frac{(2p_1-k_2)^2(k_1-2p_2)^2}{(2p_1k_2)^2} + \\ &\left. 2\frac{(2p_1-k_1)(k_1-2p_2)}{2p_1k_1}\frac{(k_2-2p_2)(2p_1-k_2)}{2p_1k_2}\right] \end{aligned} \tag{3.30}$$

Учитывая, что процесс происходит на пороге $\sqrt{s} = 2m_\pi$ (энергия связи снижает порог, но эта поправка порядка α^2, поэтому ей пренебрежем), матричный элемент сильно упрощается. После всех преобразований получаем

$$|\bar{\mathcal{M}}|^2 = 4e^4\left(3 + \cos\theta_{12} + (m-\omega_1)(m-\omega_2)\left[\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_2^2}\right]\right) \tag{3.31}$$

Ширина распада $A_{2\pi} \to 2\gamma$ равна

$$\Gamma(A_{2\pi} \to 2\gamma) = \frac{1}{2M} \frac{|\psi(0)|^2}{m_\pi} |\tilde{\mathcal{M}}|^2 \cdot \frac{\Phi_2}{2}, \tag{3.32}$$

где $|\tilde{\mathcal{M}}|^2$—матричный элемент после интегрирования по двухчастичному фазовому объему, Φ_2— двухчастичный фазовый объем, который из-за тождественности фотонов в конечном состоянии необходимо поделить пополам. Для случая двух безмассовых частиц фазовый объем имеет вид

$$\Phi_2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\pi}{2} \tag{3.33}$$

Подставляя энергии $\omega_1 = \omega_2 = m_\pi$, угол разлета двух фотонов в системе покоя пиония $\cos\theta_{12} = \pi$ и значение волновой функции в начале координат $|\psi(0)|^2 = \frac{\alpha^3 m_\pi^3}{8\pi}$ и используя соотношение $\alpha = \frac{e^2}{4\pi^2}$, получаем ответ

$$\Gamma(A_{2\pi} \to 2\gamma) = \frac{\alpha^5 m_\pi}{4} \approx 7.23 \cdot 10^{-4} \text{ эВ} \tag{3.34}$$

Интересно сравнить ширину адронного распада с шириной распада на два фотона

$$\frac{\Gamma(A_{2\pi} \to 2\gamma)}{\Gamma(A_{2\pi} \to 2\pi^0)} = \frac{9\alpha^2}{8} \frac{1}{(m_\pi(a_0 - a_2))^2} \sqrt{\frac{m_\pi}{\Delta m_\pi}} \approx 0.4\% \tag{3.35}$$

Таким образом, вероятность распада за счет электромагнитного взаимодействия практически не вносит вклада в полную ширину распада пиония.

3.2.3 ШИРИНА СЛАБЫХ РАСПАДОВ ПИОНИЯ

Слабые распады пиония проявляются через распады его составляющих, поэтому полную ширину слабых распадов можно записать в следующем виде

$$\Gamma(A_{2\pi}^{weak}) = \Gamma(\pi^+) + \Gamma(\pi^-) + \Gamma(\pi^+\pi^-), \tag{3.36}$$

где $\Gamma(\pi^\pm)$— полная ширина распада $\pi^\pm$-мезона, а $\Gamma(\pi^+\pi^-)$— ширина, отвечающая ситуации, когда одновременно распадаются оба пиона. Для определения вклада ширины $\Gamma(\pi^+\pi^-)$ в полную ширину распада пиония по слабому каналу введем относительную вероятность распада пиония

$$b_{\pm} = \frac{\Gamma(\pi^{\pm})}{\Gamma(A_{2\pi}^{weak})} \tag{3.37}$$

В силу того, что вероятность распада одного пиона не зависит от вероятности распада второго, полная вероятность распада пиония по слабому каналу имеет следующий вид

$$1 = b_{+} + b_{-} + b_{+} \cdot b_{-} \tag{3.38}$$

Из $CPT-$теоремы следует, что $b_{+} = b_{-} = b$, поэтому уравнение (3.38) примет следующий вид

$$1 = 2b + b^2 \rightarrow b = \sqrt{2} - 1 \tag{3.39}$$

Значит ширина распада пиония за счет слабого взаимодействия равна

$$\Gamma(A_{2\pi}^{weak}) = (\sqrt{2} - 1)\Gamma(\pi^{+}) = (\sqrt{2} - 1)\frac{\hbar}{\tau_{\pi}} = 1.04 \cdot 10^{-8} \text{ эВ} \tag{3.40}$$

Таким образом, данная мода распада почти на 5 порядков меньше моды распада $A_{2\pi} \rightarrow 2\gamma$.

3.2.4 ШИРИНА РАСПАДА $A_{2\pi} \rightarrow l^{+}l^{-}$

В силу закона сохранения момента импульса распад $P-$состояния пиония на пару π^0 или γ невозможен (Бозе-симметрия конечного состояния запрещает этим частицам иметь нечетный полный угловой момент). Однако появляется возможность распада на пару лептонов или 3γ. В данной работе рассматривается только мода распада на $e^{+}e^{-}$ или $\mu^{+}\mu^{-}$.

В низшем порядке теории возмущений процесс $\pi^{+}\pi^{-} \rightarrow l^{+}l^{-}$ описывается одной диаграммой Фейнмана

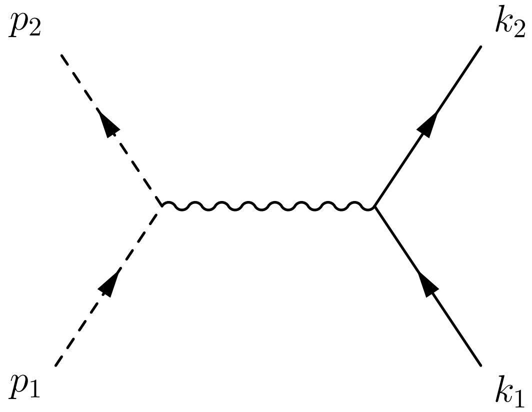

Рисунок 3.3 — Диаграмма Фейнмана аннигиляции пионов в пару лептонов

Матричный элемент равен

$$\mathcal{M} = \frac{ie^2}{q^2}\bar{u}(k_2)\gamma_\mu v(k_1)(p_1 - p_2)^\mu \tag{3.41}$$

Здесь 4-вектор $(p_1 - p_2)^\mu = (0, 2\vec{p})$, где $p-$ относительный импульс пионов.

Матричный элемент для пиония

$$\mathcal{M}_A = \frac{ie^2}{\sqrt{m_\pi}s}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}(p)\bar{u}(k_2)\gamma_\mu v(k_1)(p_1 - p_2)^\mu \tag{3.42}$$

После усредненния по начальным состояниям и суммирования по конечным получается следующее выражение

$$|\mathcal{M}_A|^2 = \frac{e^4}{3\cdot 16m_\pi^5}\sum_m\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}(p_1 - p_2)^\mu\int\frac{d^3p'}{(2\pi)^3}\psi_{1m}^*(p_1' - p_2')^\nu \\ \times \mathrm{Tr}(\not{k}_2 + m)\gamma_\mu(\not{k}_1 - m)\gamma_\nu \tag{3.43}$$

Вычисляем след

$$\mathrm{Tr}(\not{k}_2 + m)\gamma_\mu(\not{k}_1 - m)\gamma_\nu = 4\left(k_{2\mu}k_{1\nu} + k_{2\nu}k_{1\mu} - \frac{s}{2}g_{\mu\nu}\right) \tag{3.44}$$

Подставляя, получим для матричного элемента

$$|\mathcal{M}_A|^2 = \frac{e^4}{3m_\pi^5}\sum_m\left[\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}p_ik_{2i}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}^*p_j'k_{1j} + \right. \\ \left.\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}p_ik_{1i}\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}^*p_j'k_{2j} + 2m_\pi^2\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}p_i\int\frac{d^3p}{(2\pi)^3}\psi_{1m}^*p_j'\right] \tag{3.45}$$

Для снятия интегралов необходимо перейти от импульсного представления к координатному

$$i\frac{\partial\psi(x=0)}{\partial x_i} = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3}p_i\psi(p) \tag{3.46}$$

Поэтому матричный элемент примет вид

$$|\mathcal{M}_A|^2 = \frac{e^4}{3m_\pi^5}\sum_m\left[k_{1j}k_{2i}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial\psi^*}{\partial x_j}\right) + k_{1i}k_{2j}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial\psi^*}{\partial x_j}\right) + 2m_\pi^2\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial\psi^*}{\partial x_i}\right)\right] \tag{3.47}$$

Для дальнейших вычислений удобно перейти от циклического базиса к декартовому

$$\begin{aligned}
&\psi_1 = \frac{\psi_{1-1}-\psi_{1+1}}{\sqrt{2}} \to \psi_{1+1} = \frac{-\psi_1 - i\psi_2}{\sqrt{2}}\\
&\psi_2 = i\frac{\psi_{1-1}+\psi_{1+1}}{\sqrt{2}} \to \psi_{1-1} = \frac{-\psi_1 + i\psi_2}{\sqrt{2}}\\
&\psi_3 = \psi_0
\end{aligned} \tag{3.48}$$

Волновая функция водородоподного атома в декартовом базисе дается следующей формулой [22]

$$\psi_i = x_i\sqrt{\frac{3}{4\pi}\frac{1}{2n}\left(\frac{\alpha m_\pi}{n}\right)^5\frac{(n-2)!}{(n+1)!}}e^{-\frac{r}{na_B}}L^3_{n-2}(\frac{2r}{na_B}), \tag{3.49}$$

где a_B- радиус Бора для водородоподобного атома, а $L_n^m = (n+m)!\sum_{k=0}^n \frac{(-1)^k}{k!(n-k)!(k+m)!}x^k$ - обобщенные многочлены Лаггера.

Производная в начале координат равна

$$\frac{\partial\psi_i}{\partial x_j}|_{r=0} = \delta_{ij}\sqrt{\frac{3}{4\pi}\frac{1}{2n}\left(\frac{\alpha m_\pi}{n}\right)^5\frac{(n-2)!}{(n+1)!}}L^3_{n-2}(0) \tag{3.50}$$

Для суммы по компонентам квадрата модуля волновой функции в любом базисе справедливо

$$\sum_m k_{1i}k_{2j}\left(\frac{\partial\psi_m}{\partial x_i}\frac{\partial\psi_m^*}{\partial x_j}\right) = \sum_k k_{1i}k_{2j}\left(\frac{\partial\psi_k}{\partial x_i}\frac{\partial\psi_k^*}{\partial x_j}\right) \tag{3.51}$$

Подставляя в (3.47) выражение (3.51) и пользуясь соотношением (3.50), получаем для матричного элемента

$$|\mathcal{M}_A|^2 = \frac{2e^4}{3m_\pi^5}\left[3m_\pi^2 + 2k_{1i}k_{2i}\right]\left(\sqrt{\frac{3}{4\pi}\frac{1}{2n}\left(\frac{\alpha m_\pi}{n}\right)^5\frac{(n-2)!}{(n+1)!}}L_{n-2}^3(0)\right)^2 \tag{3.52}$$

Тогда выражение для ширины распада пиония на пару лептонов

$$\begin{aligned}\Gamma &= \frac{2e^4}{3m_\pi^6}\left[m_\pi^2 + 2m_l^2\right]\left(\sqrt{\frac{3}{4\pi}\frac{1}{2n}\left(\frac{\alpha m_\pi}{n}\right)^5\frac{(n-2)!}{(n+1)!}}L_{n-2}^3(0)\right)^2\frac{1}{8\pi}\sqrt{1-\frac{4m_l^2}{s}} \\ &= \frac{\alpha^7 m_\pi}{144}\frac{n^2-1}{n^5}\left(1+2\frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)\sqrt{1-\frac{m_l^2}{m_\pi^2}}\end{aligned} \tag{3.53}$$

Для $1P-$состояния ширина равна

$$\Gamma = \frac{\alpha^7 m_\pi}{1536}\left(1+2\frac{m_l^2}{m_\pi^2}\right)\sqrt{1-\frac{m_l^2}{m_\pi^2}} \sim 10^{-10}\text{ эВ} \tag{3.54}$$

На время жизни возбужденного состояния пиония влияют два конкурирующих процесса: излучение фотона с переходом $1P \to 1S$ и вышеописанный распад. Ширина межуровневого перехода в атоме пиония оказывается на 5 порядков больше [23], чем ширина распада на лептонную пару, поэтому можно считать, что данная мода также очень сильно подавлена.

Таким образом, можно сделать вывод, что наблюдение следов образования пиония возможно преимущественно в реакции $K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0$.

4 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучался распад $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ на установке ОКА и исследовалась возможность наблюдения пиония, сформированного из продуктов указанной реакции.

В ходе работы получены следующие результаты:

- выделено 466606 событий, отвечающих реакции $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, из данных, полученных в сеансе 2018 года ускорителя У-70;
- для параметризованного квадрата матричного элемента распада $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$ были получены значения подгоночных констант g, h, k в соответсвие с формулой (2.5). Сравнение полученных значений с приведенными в PDG[16] показало некоторое расхождение. Наблюдаемые расхождения могут быть объяснены неполным учетом систематических ошибок, что предполагается проделать в дальнейшем;
- получена оценка на относительную вероятность распада $K^+ \to A_{2\pi}\pi^+$ равная
$$\mathrm{Br}(K^+ \to A_{2\pi}\pi^+) \approx 1.2 \cdot 10^{-6}. \tag{4.1}$$
Малое времени жизни пиония $\tau_{A_{2\pi}} \approx 3.15^{+0.28}_{-0.26} \cdot 10^{-15}$ с делает возможным лишь косвенное наблюдение формирования димезонного атома по его продуктам распада;
- рассчитаны ширины распадов пиония в S- и P- состояниях. Установлено, что наиболее вероятной модой для S-состояний является реакция $A_{2\pi} \to \pi^0\pi^0$, а для P-состояний – излучение фотона с переходом в $S-$состояние с последующим распадом на пару π^0.

Благодарности

В заключение автор выражает искреннюю благодарность научному руководителю Солдатову Е.Ю и научному консультанту Слабоспицкому

С.Р. за постановку задачи, многочисленные обсуждения и помощь при выполнении работы.

Автор также благодарит научного сотрудника НИЦ «Курчатовской институт» - ИВФЭ Охотникова А.В. за многочисленные обсуждения и объяснения неясных моментов процедуры обработки данных.

Автор искренне благодарен всему коллективу кафедры 40 за обучение физике высоких энергий.

Автор благодарит руководство ИФВЭ имени А.А. Логунова и начальника лаборатории электрослабых процессов Образцова В.Ф. за предоставленную возможность выполнить дипломную работу.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Bertone G.*, *Hooper D.*, *Silk J.* Particle dark matter: evidence, candidates and constraints // Physics Reports. — 2005. — Vol. 405, no. 5/6. — P. 279–390. — arXiv: 0404175 [hep-ex].

2. *Gildener E.* Gauge-symmetry hierarchies // Phys. Rev. D. — 1976. — Vol. 14, issue 6. — P. 1667–1672.

3. *Canetti L.*, *Drewes M.*, *Shaposhnikov M.* Matter and antimatter in the universe // New Journal of Physics. — 2012. — Vol. 14, no. 9. — P. 095012. — arXiv: 1204.4186 [hep-ph].

4. *Salam A.*, *Strathdee J.* Super-symmetry and non-Abelian gauges // Physics Letters B. — 1974. — Vol. 51, no. 4. — P. 353–355.

5. *Shifman M.* Introduction to the second edition of "The Supersymmetric World". — 2024. — arXiv: 2401.11027 [physics.hist-ph].

6. *Schuetz C. P.* The Dirac experiment at CERN // 38th Rencontres de Moriond on QCD and High-Energy Hadronic Interactions. — 2003. — arXiv: hep-ph/0305121.

7. *Goudzovski E.* Searches for Physics beyond the Standard Model with Kaons at NA48 and NA62 at CERN // 16th International Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects. — 2008. — C. 103. — arXiv: 0804.4633 [hep-ex].

8. *Obraztsov V. F.*, *Landsberg L. G.* Prospects for CP violation searches in the future experiment with RF separated $K^{\pm}$ beam at U-70 // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by M. Savrie [et al.]. — 2001. — Vol. 99. — P. 257–264. — arXiv: hep-ex/0011033.

9. *Kurshetsov V.* Status of "OKA" experiment // PoS / ed. by T. Yamanaka. — 2009. — Vol. KAON09. — P. 051.

10. *Бюклинг Е.*, *Каянти К.* Кинематика элементарных частиц. — М. : Мир, 1975. — 344 с.

11. *Weinberg S.* New Test for $\Delta I = \frac{1}{2}$ in K^+ Decay // Phys. Rev. Lett. — 1960. — Vol. 4, issue 2. — P. 87–89.

12. What can we learn from new measurements of Dalitz plot parameters for K $\to 3\pi$ decays? / A. A. Bel'kov [et al.]. — 1993. — arXiv: hep-ph/9311295 [hep-ph].

13. *Bijnens J.*, *Dhonte P.*, *Borg F.* $K \to 3\ \pi$ decays in chiral perturbation theory // Nucl. Phys. B. — 2003. — Т. 648. — С. 317—344. — arXiv: hep-ph/0205341.

14. *Donoghue J. F.*, *Golowich E.*, *Holstein B. R.* Kaon decays and a determination of the scale of chiral symmetry // Physical Review D. — 1984. — Т. 30, № 3. — С. 587.

15. Measurement of the Dalitz plot slope parameters of the $K^\pm \to \pi^\pm\ \pi^+\ \pi^-$ decay / J. Batley [et al.] // Physics Letters B. — 2007. — Vol. 649, no. 5/6. — P. 349–358. — arXiv: hep-ex/0702045 [hep-ex].

16. Review of particle physics / S. Navas [et al.] // Phys. Rev. D. — 2024. — Vol. 110, no. 3. — P. 030001.

17. *Nemenov L.* Elementary Relativistic Atoms // Lect. Notes Phys. — 2001. — Т. 570. — С. 223—245.

18. Observation of a cusp-like structure in the $\pi^0\ \pi^0$ invariant mass distribution from $K^\pm \to \pi^\pm\ \pi^0\ \pi^0$ decay and determination of the $\pi\pi$ scattering lengths / J. Batley [et al.] // Physics Letters B. — 2006. — Vol. 633, no. 2. — P. 173–182.

19. *Kopylov G. I.* The method of calculating statistical weights and distributions in the theories of multiple production : tech. rep. / Joint Inst. for Nuclear Research, Dubna, U.S.S.R. Lab. of Theoretical Physics. — 1960.

20. First measurement of a long-lived $\pi^+\pi^-$ atom lifetime / B. Adeva [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Vol. 122, no. 8. — P. 082003. — arXiv: 1811.08659 [hep-ex].

21. *Uretsky J. L., Palfrey T. R.* Photoproduction and Detection of the Two-Meson Bound State // Phys. Rev. — 1961. — Vol. 121, issue 6. — P. 1798–1803.

22. *Burkhardt C., Levental J.* Foundations of Quantum Physics. — New York : Springer, 2008. — 530 p.

23. *Nemenov L. L.* Elementary relativistic atoms // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41. — P. 629.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

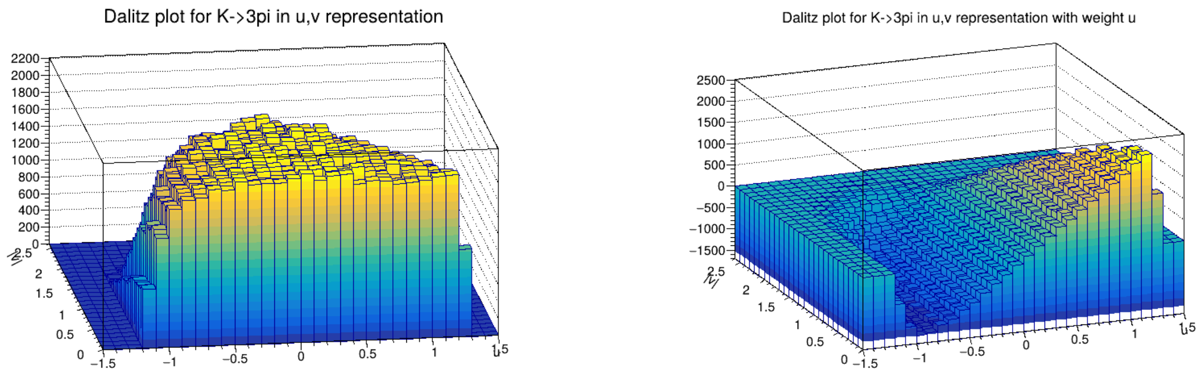

Рисунок 4.1 — Диаграммы Далица для Монте-Карло данных с весами 1 и u_{Tr} соответственно

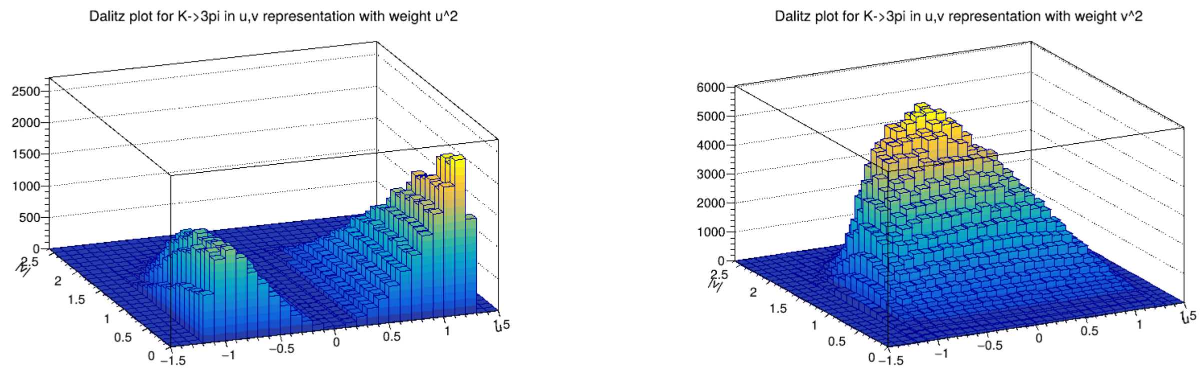

Рисунок 4.2 — Диаграммы Далица для Монте-Карло данных с весами u_{Tr}^2 и v_{Tr}^2 соответственно