

Федеральное государственное образовательное
учреждение высшего профессионального
образования “Московский физико-технический
институт (государственный университет)”

Кафедра Физики Высоких Энергий

Реферат

Экспериментальные результаты по некоторым
примаковским процессам $\pi\gamma^* \rightarrow X$ в
околопороговой области

Шумаков Антон Анатольевич^{1,2}

¹Московский физико-технический институт, МФТИ, Долгопрудный

²Институт физики высоких энергий, ИФВЭ, Протвино

Протвино, 2017

Содержание

1	Введение	3
2	Взаимодействие π с полем ядра	4
3	Реакция $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \gamma$	4
3.1	Схема установки и отбор данных	4
3.2	Анализ данных	6
3.3	Результаты	7
4	Реакция $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^0$	8
4.1	Схема установки и отбор данных	8
4.2	Анализ данных	9
5	Реакция $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$	9
5.1	Отбор данных	10
5.2	Анализ данных	10
6	Заключение	13

1 Введение

Для описания взаимодействий адронов на низких энергия КХД может быть сформулирована в терминах эффективной теории поля, известной как киральная пертурбативная теория. В качестве основы для этой теории используется киральная симметрия и её последующее спонтанное нарушение, приводящее к появлению голдстоуновских бозонов, которыми оказывается триплет (π^+, π^0, π^-) . Для проверки данной теории, как корректного низкоэнергетического представления КХД, логично было бы рассмотреть свойства и взаимодействия пионов.

Свойства низкоэнергетического $\pi\pi$ -рассеяния были детально изучены в распадах каонов [1][2]. Другой возможностью для проверки киральной пертурбативной теории является взаимодействие пиона с фотоном. Чтобы организовать такое взаимодействие надо использовать идею, предложенную в [20]. При столкновении пиона с тяжёлым ядром (A, Z) есть вероятность взаимодействия пиона с виртуальным фотоном поля ядра. Эта вероятность растёт как Z^2 , а отличительной чертой такой реакции будет маленькая передача импульса. Текущие результаты по такого типа реакциям и будут рассмотрены в данном реферате.

Самой простой из данных реакций является примаковское рассеяние пиона на фотоне $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\gamma$. Текущие результаты по этой реакции получены в коллаборации COMPASS и описаны в [3].

Следующей интересующей нас реакцией будет $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\pi^0$. В данной реакции проверяется киральная аномалия КХД, проявляющаяся в вершине $\gamma 3\pi$, возникающей в лагранжиане киральной пертурбативной теории. Текущие результаты и по этой реакции получены в ИФВЭ и описаны в [4]. Однако по информации в [5] коллаборация COMPASS вскоре представит нам обновлённые результаты по этой реакции на большой статистике.

Последней интересующей нас реакцией будет $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+$. Текущие и единственные результаты по этой реакции получены в коллаборации COMPASS и есть в [6].

Таковы три типа реакций, результаты анализа которых будут рассмотрены в этом реферате. Основная часть информации по ним была взята из статей, упомянутых выше.

2 Взаимодействие π с полем ядра

Общей чертой рассматриваемых реакций является взаимодействие налетающего пиона с виртуальными фотонами электростатического поля ядра. Для получения сечений процессов с взаимодействием с реальными фотонами надо воспользоваться методом эквивалентных фотонов.

$$\frac{d\sigma_{(A,Z)}}{dsdQ^2d\Phi_n} = \frac{Z^2\alpha}{\pi(s - m_\pi^2)} F^2(Q^2) \frac{Q^2 - Q_{min}^2}{Q^4} \frac{d\sigma_{\pi\gamma \rightarrow X}}{d\Phi_n} \quad (1)$$

В этом методе сечение процесса $\pi^-(A, Z) \rightarrow X^-(A, Z)$ распадается на две части: плотность виртуальных фотонов поля ядра с зарядом Z и сечение процесса $\pi^-\gamma \rightarrow X^-$ с реальным фотоном. $F(Q^2)$ – электромагнитный форм-фактор ядра, а $d\Phi_n$ – n -частичный фазовый объём конечной системы X^- , $Q^2 = -(p_{beam}^\mu - p_X^\mu)^2$. Минимальная передача импульса для фиксированной массы $m_X = sqrts$ при этом равна $Q_{min}^2 = (m_X^2 - m_\pi^2)^2 / (4E_{beam}^2)$.

Сечения процессов взаимодействия с полем ядра растут при увеличении Z и уменьшении Q^2 , а значит и при уменьшении Q_{min}^2 . Чтобы увеличить это сечение можно ставить более тяжёлую мишень, увеличивая Z , или увеличивать энергию пучка, тем самым уменьшая Q_{min}^2 . Для сравнения можно вычислить интегральный коэффициент из формулы (1) без учёта форм-фактора для разных m_X и разных E_{beam} . Для $m_X = 3m_\pi$ вычисления дают 4.0 при $E_{beam} = 29$ ГэВ, 4.6 при $E_{beam} = 40$ ГэВ, 7.7 при $E_{beam} = 190$ ГэВ. Тогда как для $m_X = 9m_\pi$ вычисления дают 0.3 при $E_{beam} = 29$ ГэВ, 0.6 при $E_{beam} = 40$ ГэВ, 3.1 при $E_{beam} = 190$ ГэВ.

3 Реакция $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\gamma$

Интересующим нас параметром в этой реакции будет поляризуемость пиона. Ввиду технической сложности сделать мишень из пионов, существуют несколько подходов к измерению этой величины. Один из них – это рассмотрение указанной выше реакции. Предыдущий эксперимент, использующий примаковское рассеяние был проведён в ИФВЭ и описан в [8]. Также были и другие эксперименты, эксплуатировавшие реакции, такие как $\gamma p \rightarrow \pi^+\gamma n$ в [9] и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$ в [10]. Эксперимент в COMPASS, о котором пойдёт речь, отличается от предыдущих экспериментов высокой статистикой и маленькими систематическими ошибками.

3.1 Схема установки и отбор данных

Установка COMPASS представляет собой спектрометр на фиксированной никелевой мишени, в которую направлен пучок частиц с энергией 190 ГэВ. Состав адронной компоненты пучка: 96.8% π^- , 2.4% K^- и 0.8% \bar{p} . Также в пучке присутствует 1% мюонов и незначительное количество электронов. Тип налетающей частицы определяется с помощью черенковского счётчика, расположенного в пучке. Подробную схему установки можно найти в [11].

Отбираются события с одной отрицательно заряженной частицей на выходе из мишени и одним неассоциированным кластером в калориметре с энергией больше

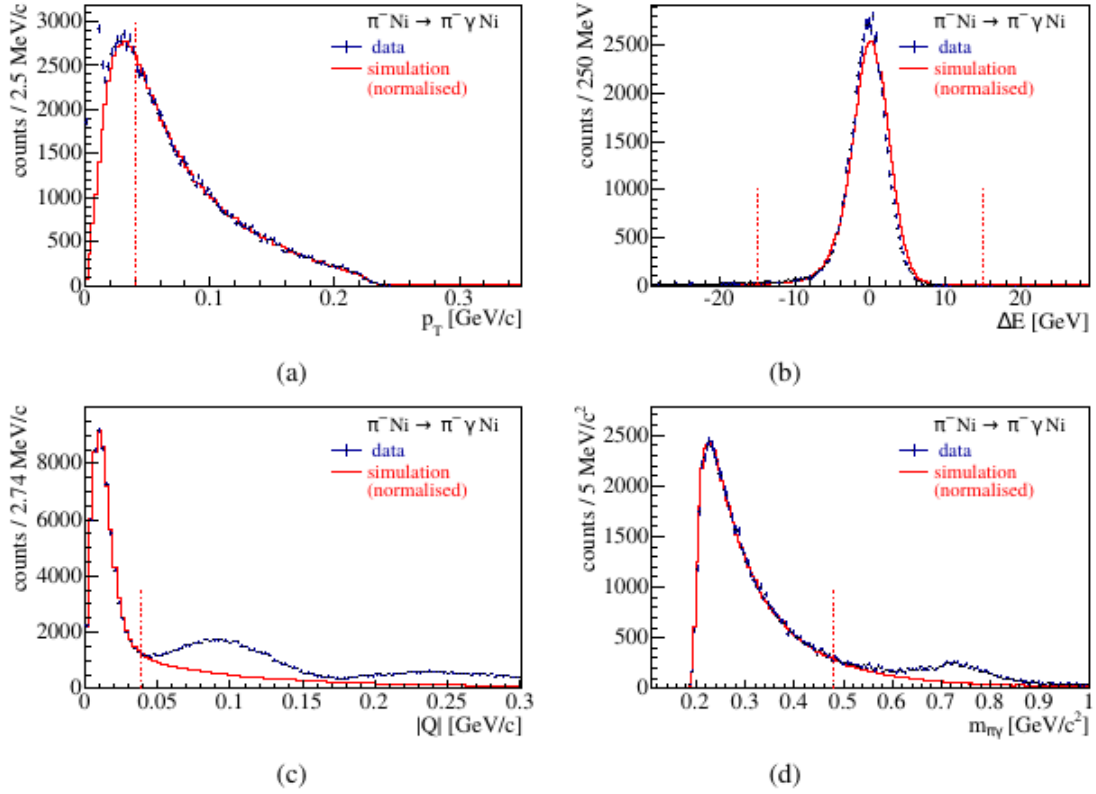


Рис. 1: Распределения различных кинематических величин в реальных данных и в симуляции. Пунктирными линиями обозначены применяемые обрезания. (a) Поперечный импульс p_T вылетающего пиона; (b) Баланс энергии $\Delta E = E_\pi + E_\gamma - E_{beam}$; (c) Модуль переданного импульса $|Q|$ (d) Инвариантная масса системы $m_{\pi\gamma}$

2 ГэВ. Требуется, чтобы вершина взаимодействия находилась в объёме мишени. Для того, чтобы исключить кинематический регион, содержащий в себе большое количество событий, где вылетающий пион претерпевает многократное рассеяние в материале мишени, накладываётся требование на его поперечный импульс $p_T > 40$ МэВ. Это обрезание так же убирает вклад реакции $e^-Ni \rightarrow e^- \gamma Ni$. Далее накладываётся обрезание на баланс энергии $|\Delta E| < 15$ ГэВ. После этого энергия фотона и величина его импульса пересчитываются, чтобы удовлетворять условию $E_\gamma = E_{beam} - E_\pi$. Для отбора событий, где происходит фотонный обмен налагается обрезание на квадрат переданного импульса $Q^2 < 0.0015$ ГэВ. Фоновые события, которые происходят от рождения и последующего распада ρ -мезона на пару $\pi_-\pi_0$ с последующей потерей фотона, отсекаются обрезанием на инвариантную массу $m_{\pi\gamma} < 0.487$ ГэВ. Для конечного анализа выбраны события в регионе $0.4 < x_\gamma < 0.9$, где $x_\gamma = E_\gamma/E_{beam}$, из соображений постоянной эффективности триггера и хорошей идентификации мюонов в этой области. В итоге были выбраны 63000 событий.

3.2 Анализ данных

Электрическая и магнитная поляризуемости α_π и β_π появляются в сечении реакции $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\gamma$ в линейных поправках к борновскому сечению для точечной частицы.

$$\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{d\Omega} \right)_{Born} - \frac{\alpha m_\pi^3 (s - m_\pi^2)^2}{4s^2 (sz_+ + m_\pi^2 z_-)} \left(z_-^2 (\alpha_\pi - \beta_\pi) + \frac{s^2}{m_\pi^4} z_+^2 (\alpha_\pi + \beta_\pi) \right) \quad (2)$$

,где $z_\pm = 1 \pm \cos \Theta_{cm}$, Θ - угол рассеяния в системе центра масс. Далее делается предположение, что $\alpha_\pi = -\beta_\pi$. Рассмотрим следующее отношение:

$$R_\pi = \left(\frac{d\sigma_{\pi\gamma}}{dx_\gamma} \right) / \left(\frac{d\sigma_{\pi\gamma}^0}{dx_\gamma} \right) = 1 - \frac{3m_\pi^3}{2\alpha} \frac{x_\gamma^2}{1 - x_\gamma} \alpha_\pi \quad (3)$$

,где $\sigma_{\pi\gamma} = N/L$ - измеряемое сечение, а $\sigma_{\pi\gamma}^0$ - смоделированное сечение для $\alpha_\pi = 0$, N - число событий, L - интегральная светимость.

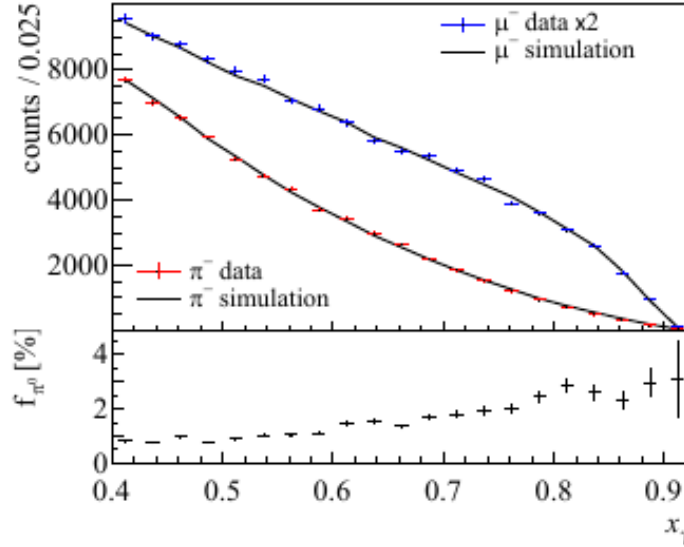


Рис. 2: Распределение по x_γ реальных данных и данных, смоделированных при условии $\alpha_\pi = 0$ и отнормированных к интегралу реальных. На нижней панели доля фона f_{π^0} , вызванного потерей фотона для реакций с конечным состоянием $\pi^-\pi^0$

Приведённые ранее обрезания не до конца устраняет фон от потери фотона для реакций с конечным состоянием $\pi^-\pi^0$. Оценить долю этого фона можно взяв события с каонами в пучке, которые потом распадаются $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$. Конечное состояние $\pi^-\gamma$ в этом случае будет нефизическим. Доля таких событий в зависимости от x_γ приведена на нижней панели рисунка 2.

Моделированное сечение $d\sigma_{\pi\gamma}^0/dx_\gamma$ кроме борновского члена содержит радиационные поправки [16], киральные петлевые поправки [5], метод эквивалентных фотонов (1), в том числе поправки на электромагнитный форм-фактор ядра.

3.3 Результаты

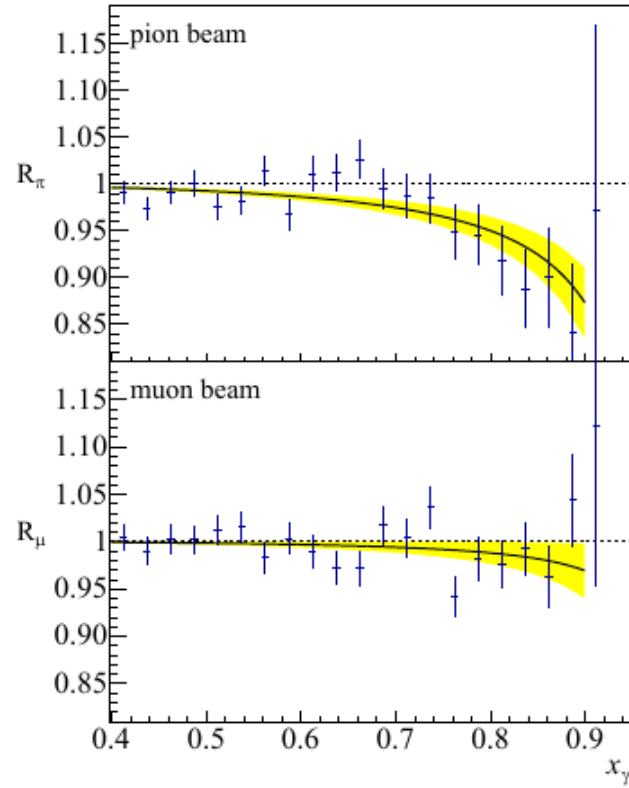


Рис. 3: Зависимость R_π от x_γ

На рисунке 3 изображены зависимость R_π от x_γ . В результате фита этой зависимости с интегральной светимостью L в качестве одного из свободных параметров извлекается поляризуемость $\alpha_\pi = (2.0 \pm 0.6_{stat}) \cdot 10^{-4} \text{ фм}^3$.

Систематические ошибки:

- ошибка в определении эффективности трекинговой системы для моделирования
- ошибка из-за отсутствия в теоретической модели кулоновских поправок [17]
- ошибка из-за отсутствия в теоретической модели учёта экранирования электронами заряда ядра и учёта многофотонных взаимодействий [18]
- статистическая ошибка при вычитании фона от π^0
- ошибка в вычислении фона от сильных взаимодействий и их интерференции с кулоновским вкладом
- вклад от рассеяния пиона на электроне
- вклад от реакции $\mu^- \text{Ni} \rightarrow \mu^- \gamma \text{Ni}$

После учёта этих систематических ошибок финальный результат

$$\alpha_\pi = (2.0 \pm 0.6_{stat} \pm 0.7_{syst}) \cdot 10^{-4} \text{ фм}^3$$

Параллельно с этим в эксперименте был проведён аналогичный анализ для мюона в качестве проверки данного метода. Поляризуемость мюона, как и ожидалось, совместима с нулём в пределах статистической ошибки.

Теоретическое предсказание [19] киральной пертурбативной теории для этой величины равно $\alpha_\pi = (2.6 \pm 0.5) \cdot 10^{-4} \text{ фм}^3$, что совместимо с полученным экспериментальным результатом.

4 Реакция $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^0$

В этой реакции интересующим нас параметром будет $F_{\gamma 3\pi}$ – константа связи в вершине $\gamma 3\pi$. В киральной пертурбативной теории это константа появляется после введения в лагранжиан члена, реализующего киральную аномалию КХД. Выражение для константы связи

$$F_{\gamma 3\pi} = \frac{eN_c}{12\pi^2 f_\pi^3} = 9.72 \text{ ГэВ}^{-3}$$

, где N_c – количество цветов, а f_π – распадная константа π -мезона. Значение взято из [5]. Выражение для сечения процесса $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^0$ с реальным фотоном

$$\frac{d\sigma_{\pi\gamma \rightarrow \pi\pi}}{dt} = \frac{(F_{\gamma 3\pi})^2}{128\pi} \frac{1}{4} (s - 4m_\pi^2) \sin^2 \theta \quad (4)$$

, где θ – угол вылета π^- в системе центра масс. Это выражение учитывает только древесный уровень диаграмм и было использовано в описываемом эксперименте [4].

4.1 Схема установки и отбор данных

Установка SIGMA представляет спектрометр на фиксированной мишени (C, Al, Fe), в которую направлен пучок частиц с энергией 40 ГэВ. Состав пучка: 95% π^- , 2.5% μ^- , 2.1% K^- , $\sim 0.3\%$ \bar{p} , $\sim 0.1\%$ e^- . Установка включает в себя систему идентификации пучка (черенковские счётчики), охранную систему вокруг мишени, трекингтовую систему и электромагнитный калориметр. Более подробная схема установки описана в [12]. В этой же статье описан и подробный процесс отбора событий. В данном реферате мы рассмотрим лишь методы устранения фоновых процессов.

Вклад распада $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ устраняется почти полностью (фактор 10^5) с помощью черенковских счётчиков в пучке. Также существует фон от потери двух фотонов в реакции $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$. Он подавляется охранной системой и выбором событий с полной энергией в пределах энергии пучка $E_{tot} = E_{\pi^-} + E_{\pi^0} = (40 \pm 5) \text{ ГэВ}$.

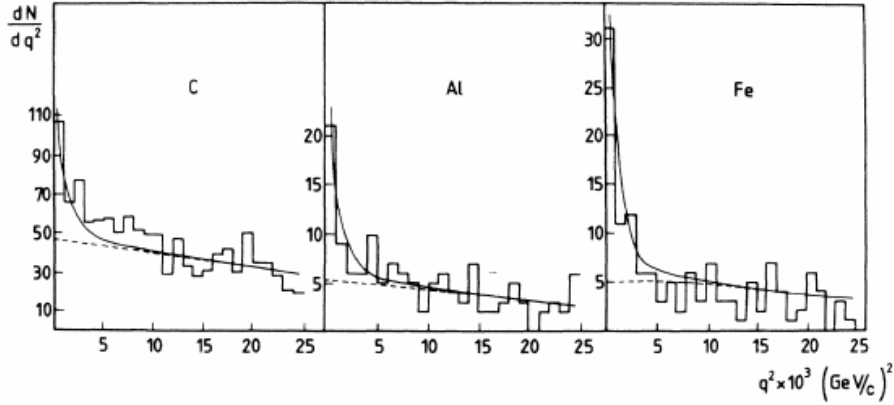


Рис. 4: Распределения по переданному импульсу для разных мишеней.

4.2 Анализ данных

Также существует фон от адронных реакций с указанным конечным состоянием. Однако в интересующем нас диапазоне по t и при энергии пучка 40 ГэВ этот вклад мал и может быть учтён введением сильной амплитуды наравне с кулоновской амплитудой в формулу для сечения $\frac{d\sigma}{dq^2} = |T_C + e^{i\psi} C_s T_s|^2 + C_0$, где T_C и T_s – кулоновская и сильная амплитуды соответственно, а ψ – их относительная фаза. C_0 – константный член, учитывающий фон от реакций, где были потеряны частицы. Для вычисления T_s использовалась оптическая модель ядра [13]. Выражение для $T_C \sim (F_{\gamma 3\pi})^2$ и получается из приведенной выше формулы (4) и метода эквивалентных фотонов (1). В результате свободными параметрами фита являются $F_{\gamma 3\pi}$, ψ и нормализационные константы фоновых процессов C_s и C_0 . Общий нормализационный фактор для связи наблюдаемого распределения и указанного выше сечения можно извлечь из процесса $\pi^-(A, Z) \rightarrow \pi^-\gamma(A, Z)$, который регистрировался параллельно с изучаемой реакцией и имеет достаточно точное теоретическое описание (за исключением эффекта поляризуемости пиона). Таким образом можно уменьшить систематические ошибки, вызванные эффективностью детектора. Усреднённый результат с учётом всех систематических ошибок $F_{\gamma 3\pi} = (13.0 \pm 0.9 \pm 1.3) \text{ ГэВ}^{-3}$, где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Используя результаты данного эксперимента в [14] был произведён пересчёт этого результата с учётом электромагнитных и петлевых поправок. Итоговый результат $F_{\gamma 3\pi} = (10.7 \pm 1.2) \text{ ГэВ}^{-3}$.

5 Реакция $\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+$

Изучение этой реакции нужно нам для проверки киральной пертурбативной теории. Ограничимся только древесным уровнем диаграмм. Всего диаграмм пять и они приведены на рисунке 5, но диаграмма с вершиной $\gamma 4\pi$ удаляется нужной параметризацией, а диаграмма, где фотон взаимодействует с входящим пионом, сокращается в калибровке Кулона. В итоге остаётся только три диаграммы, ре-

Target	Experimental resolution σ_{q_t} (MeV/c)	$F_{\gamma 3\pi}^{3\pi}$ (GeV^{-3})
C	15	13.6 ± 1.6
C	20	14.7 ± 1.8
C	25	15.9 ± 1.9
Al	15	12.0 ± 1.4
Al	20	12.0 ± 1.4
Al	25	13.9 ± 3.2
Fe	15	12.3 ± 1.4
Fe	20	12.9 ± 1.5
Fe	25	14.6 ± 1.3

Таблица 1: Значения $F_{\gamma 3\pi}$ для разных мишеней и разных значений разрешения по поперечному импульсу q_t .

зультат вычисления которых приведён в [5] в уравнении (17). Продифференцировав по переменным фазового объёма этот результат мы получим выражение, которое в дальнейшем будем называть ”киральной амплитудой”.

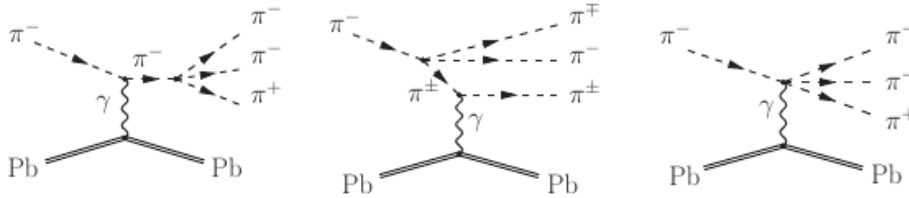


Рис. 5: Фейнмановские диаграммы для $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$

5.1 Отбор данных

Данный эксперимент проводился на уже упомянутой в разделе 3 установке COMPASS. В этот раз использовалась свинцовая мишень. Результат вычислений в древесном порядке киральной пертурбативной теории применим при малых инвариантных массах системы трёх пионов. Поэтому в анализе используется указанный на рисунке 6 диапазон масс. Кроме этого отбираются события при малых передачах импульса $t' < 0.001 \text{ ГэВ}^2$.

5.2 Анализ данных

Для анализа предлагается применять расширение системы парциально-волнового анализа, которая была использована в [15]. В этой системе использовалась изобарная модель, в которой распад исходной системы происходит через промежуточный резонанс (изобару). Волны характеризуется следующим набором параметров: $J^{PC} M^\epsilon L(\text{isobar})$, где J^{PC} соответственно спин, чётность и зарядовая чётность исходной системы, M – проекция спина J на ось пучка, ϵ – натуральность конечного состояния в системе Готфрида-Джексона и L – орбитальный момент между

изобарой и оставшимся пионом. Волны, которые были выбраны для описания поведения системы при маленьких t' приведены в таблице 2.

Ключевым нововведением в данном анализе является замена волн с $M = 1$ при низких массах одной волной, в качестве выражения для которой используется "киральная амплитуда". Замена только волн с $M = 1$ мотивирована тем, что ква-

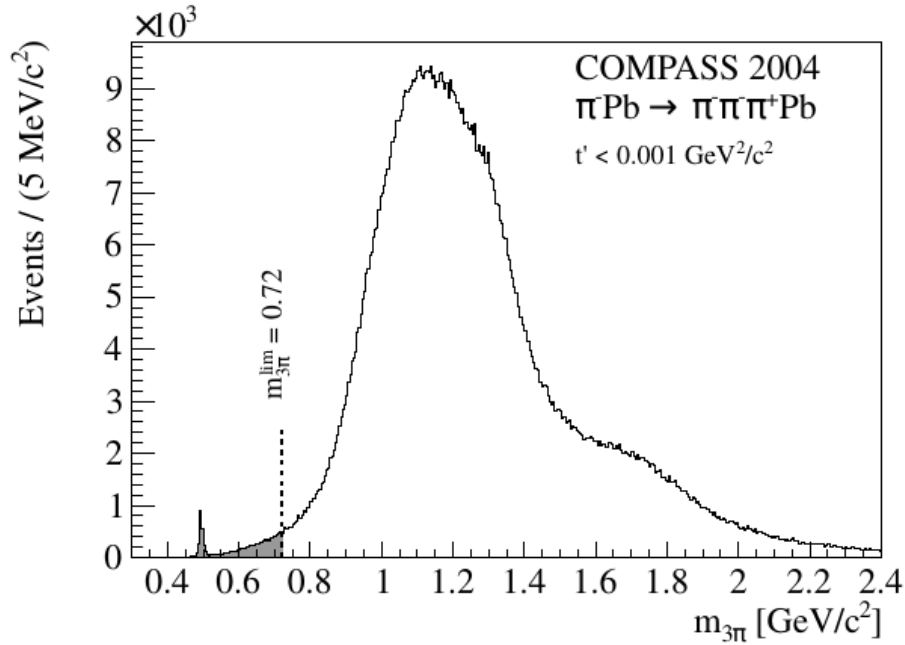


Рис. 6: Спектр инвариантных масс системы 3π при $t' < 0.001$ ГэВ²

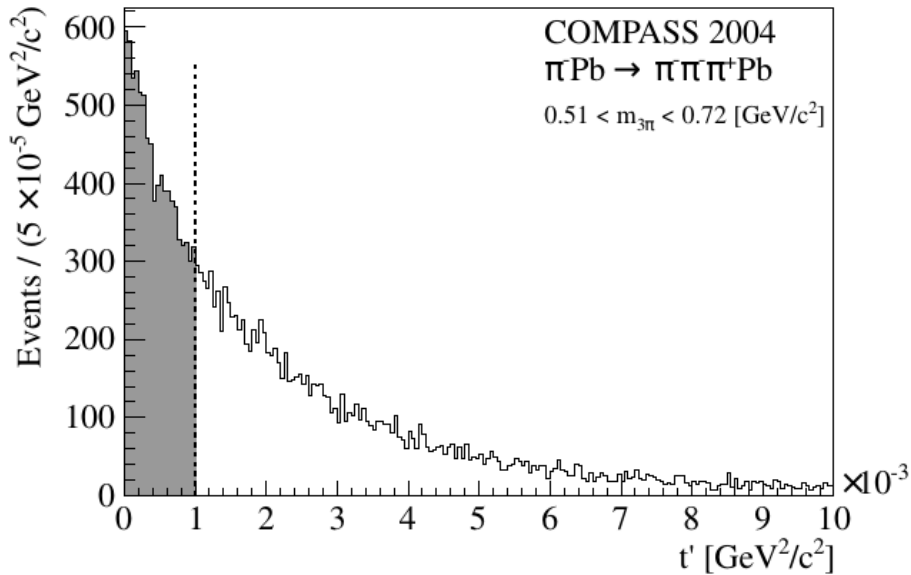


Рис. 7: Распределение по t' для диапазона малых масс за исключением каонного пика.

зиреальный фотон преимущественно имеет спиральность ± 1 . С другой стороны известно, что сильные взаимодействия $\pi^- \text{Pb}$ при малых t' и высоких энергиях характеризуются поведением $t'^M e^{-b_{\text{Pb}} t'}$, где $b_{\text{Pb}} \approx 400 \text{ ГэВ}^{-2}$. Следовательно для сильных взаимодействий в этой области по t' доминирует компонента с $M = 0$, тогда так взаимодействие с полем ядра согласно (1) наоборот обладает пиком при малых t' .

$M = 0$	$M = 1$
$0^-+0^+(\pi\pi)_S[S]\pi$	$\left. \begin{array}{l} 1^{++}1^\pm(\pi\pi)_S[P]\pi \\ 1^{++}1^\pm\rho[S]\pi \\ 1^{-+}1^\pm\rho[P]\pi \\ 2^{++}1^\pm\rho[D]\pi \\ 2^{-+}1^\pm\rho[P]\pi \\ 2^{-+}1^\pm(\pi\pi)_S[D]\pi \end{array} \right\} \text{ or } \left\{ \begin{array}{l} \text{chiral} \\ \text{amplitude} \end{array} \right.$
$0^-+0^+\rho[P]\pi$	
$1^{++}0^+\rho[S]\pi$	
$1^{++}0^+(\pi\pi)_S[P]\pi$	
$2^{-+}0^+(\pi\pi)_S[D]\pi$	

Таблица 2: Используемый в ПВА набор волн.

Спектр масс и распределение по t' разделены на бины, в каждом из которых фит ПВА производится независимо. Для бинов с $m_{3\pi} < 0.72 \text{ ГэВ}$ произведена замена волн с $M = 1$ на "киральную амплитуду", тогда как для массовых бинов выше этого порога используется обычный набор волн. Результаты ПВА показаны на рисунках 8 и 9.

Приведённые результирующие распределения по t' для диапазона малых масс фитированы экспонентой. Для компоненты $M = 0$ подтверждён ожидавшийся параметр b_{Pb} . Из-за множественного рассеяния и разрешения детектора компоненту $M = 1$ лучше всего фитировать экспонентой с некоторым параметром b' . В результате на данных $b' = (1447 \pm 196) \text{ ГэВ}^{-2}$, что находится в согласии с симуляцией чисто фотонного обмена, где получается $b' \approx 1600 \text{ ГэВ}^{-2}$. Из дополнительных изысканий выполненных для соседнего по t' региона $0.001 < t' < 0.01 \text{ ГэВ}^{-2}$ получено, что вклад сильных взаимодействий с $M = 1$ в исследуемом регионе по t' меньше 5%.

Как видно из рисунка 6, наблюдаемые события содержат вклад, соответствующий распаду $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$. Ввиду достаточно точных знаний о количестве каонов в пучке и кинематике каонного распада их удобно использовать для определения эффективной светимости и вычисления сечения из полученных после ПВА результатов. Используя метод эквивалентных фотонов из сечения $\pi^- \text{Pb} \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ \text{Pb}$ можно получить сечение $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ и сравнить его с предсказаниями киральной пертурбативной теории из [5]. Это сделано на рисунке 10. Систематические ошибки в этом эксперименте складываются из следующих пунктов: разные параметры фита, дающие одинаковые значения функции правдоподобия; неопределённость, возникающая из определения светимости; отсутствие вычислений радиационных поправок для данной реакции. Сумма всех этих систематических ошибок даёт примерно 18%.

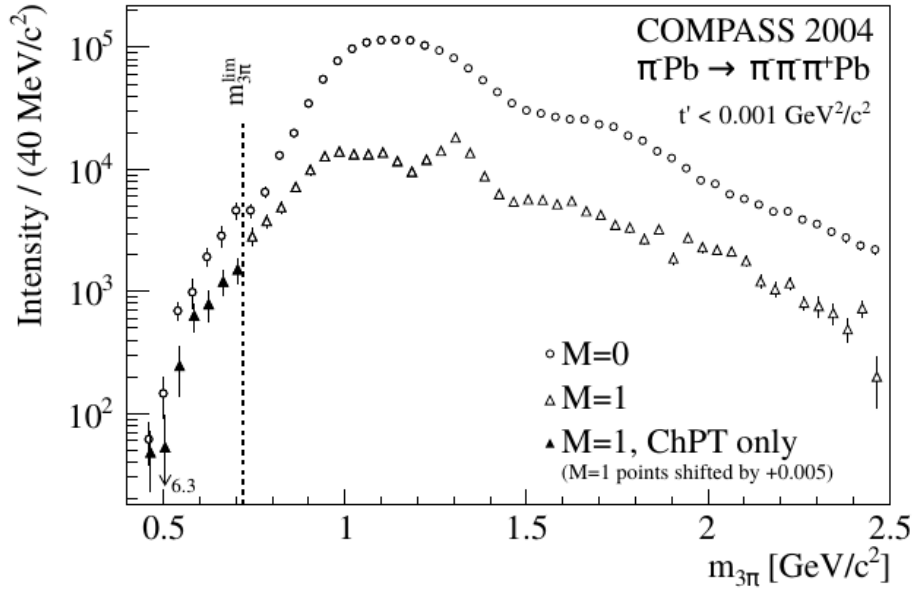


Рис. 8: Интенсивности волн из ПВА, просуммированные отдельно для $M = 0$ и $M = 1$

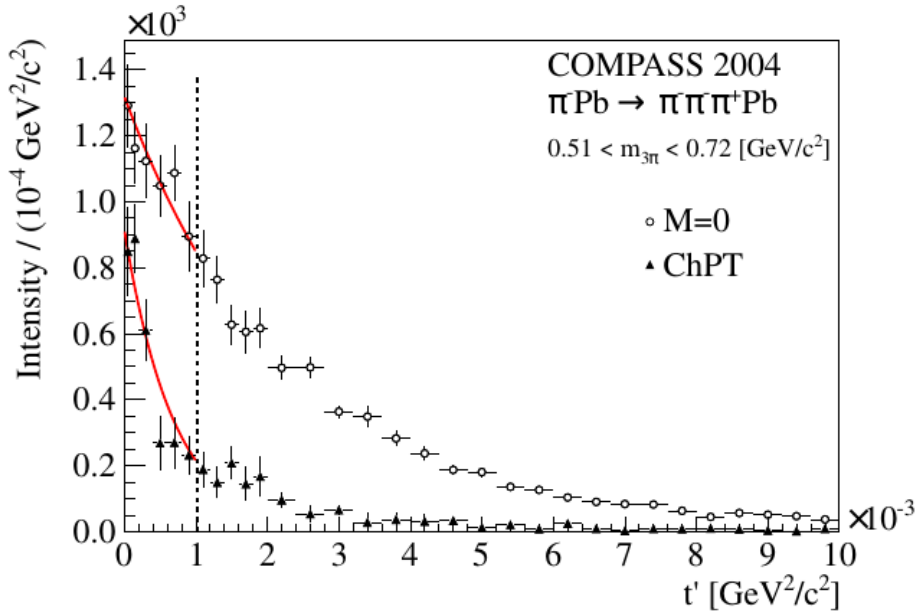


Рис. 9: Интенсивности волн из ПВА, просуммированные отдельно для $M = 0$ и $M = 1$ для малых масс системы 3π .

6 Заключение

Вышеописанные эксперименты дают нам хорошую возможность протестировать киральную пертурбативную теорию, как эффективную теорию, способную опи-

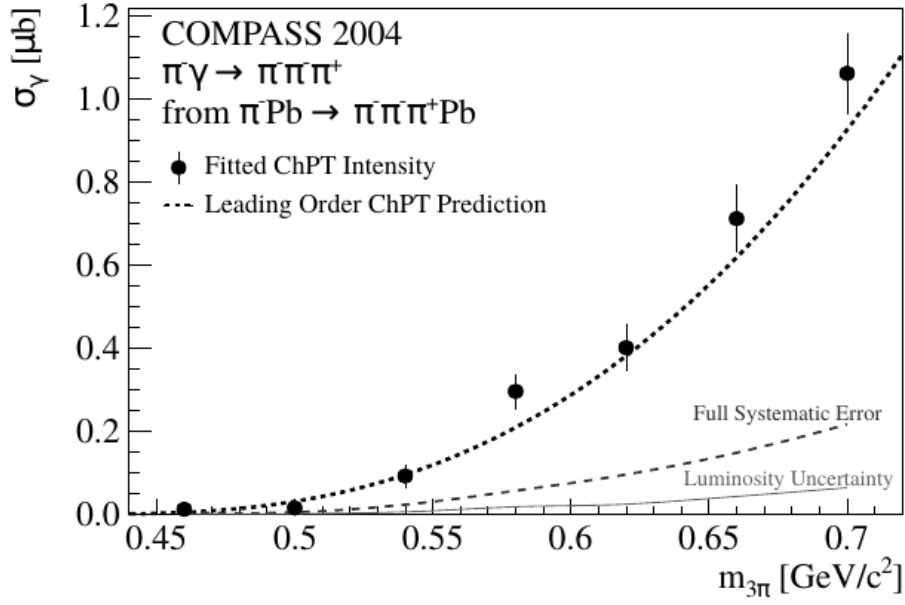


Рис. 10: Сечение $\pi^- \gamma^* \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ как функция $\sqrt{s} = m_{3\pi}$. Кресты ошибок показывают только статистические ошибки. Поведение систематических ошибок показано пунктирной линией.

сывать низкоэнергетические взаимодействия с участием адронов. И результаты данных экспериментов показывают, что это теория действительно прекрасно описывает эти взаимодействия.

Список литературы

- [1] S. Pislak *et al.*, Phys. Rev. D **67** (2003) 072004 [hep-ex/0301040].
- [2] J. R. Batley *et al.* [NA48/2 Collaboration], Eur. Phys. J. C **54** (2008) 411.
- [3] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 062002 doi:10.1103/PhysRevLett.114.062002 [arXiv:1405.6377 [hep-ex]].
- [4] Y. M. Antipov *et al.*, Phys. Rev. D **36** (1987) 21.
- [5] N. Kaiser and J. M. Friedrich, Eur. Phys. J. A **36** (2008) 181 doi:10.1140/epja/i2008-10582-9 [arXiv:0803.0995 [nucl-th]].
- [6] C. Adolph *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 192001 doi:10.1103/PhysRevLett.108.192001 [arXiv:1111.5954 [hep-ex]].
- [7] Y. M. Antipov *et al.*, Z. Phys. C **24** (1984) 39.
- [8] Y. M. Antipov *et al.*, Phys. Lett. **121B** (1983) 445.
- [9] J. Ahrens *et al.*, Eur. Phys. J. A **23** (2005) 113 doi:10.1140/epja/i2004-10056-2 [nucl-ex/0407011].
- [10] J. Boyer *et al.*, Phys. Rev. D **42** (1990) 1350.
- [11] P. Abbon *et al.* [COMPASS Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **577** (2007) 455 [hep-ex/0703049].
- [12] Y. M. Antipov *et al.*, Z. Phys. C **27** (1985) 21.
- [13] G. Faeldt, D. Julius, H. Pilkuhn and A. Muellensiefen, Nucl. Phys. B **41** (1972) 125.
- [14] L. Ametller, M. Knecht and P. Talavera, Phys. Rev. D **64** (2001) 094009 doi:10.1103/PhysRevD.64.094009 [hep-ph/0107127].
- [15] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 241803 doi:10.1103/PhysRevLett.104.241803 [arXiv:0910.5842 [hep-ex]].
- [16] N. Kaiser and J. M. Friedrich, Nucl. Phys. A **812** (2008) 186 doi:10.1016/j.nuclphysa.2008.08.010 [arXiv:0806.2614 [nucl-th]].
- [17] G. Faldt, Phys. Rev. C **82** (2010) 037603 doi:10.1103/PhysRevC.82.037603 [arXiv:1005.5672 [nucl-th]].
- [18] Y. M. Andreev and E. V. Bugaev, Phys. Rev. D **55** (1997) 1233.
- [19] J. Gasser, M. A. Ivanov and M. E. Sainio, Nucl. Phys. B **745** (2006) 84 doi:10.1016/j.nuclphysb.2006.03.022 [hep-ph/0602234].
- [20] H. Pirmakoff, Phys. Rev. **81** (1951) 899.