

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«ИЗУЧЕНИЕ КАНАЛА ДВУХПИОННОГО ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ
НА ПРОТОНЕ ИЗ ДАННЫХ CLAS12»

Выполнил студент
413 группы
Булгаков Александр Дмитриевич

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., с.н.с Исупов Евгений Леонидович

Допущена к защите
Зав. кафедрой _____

МОСКВА

2021

Оглавление

Введение	2
1. Детектор CLAS12	7
2. JM-модель и изобарные каналы в реакции рождения двух заряженных пионов	19
3. Анализ экспериментальных данных	21
4. Дальнейший отбор событий	34
5. Результаты применения методов отбора	36
Выводы	40
Заключение	41
Список использованных источников	43

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Вопрос о формировании подавляющего большинства видимой массы во Вселенной – один из открытых и самых актуальных в современной физике. Формирование свыше 90% видимой материи с ненулевой массой обеспечивается за счёт одного из четырёх на данный момент известных фундаментальных взаимодействий - сильного (цветового) взаимодействия.

Теорией сильного взаимодействия, разработанной во второй половине XX века, является квантовая хромодинамика (КХД). Она применима на масштабе расстояний $< 10^{-15}$ см и описывает взаимодействие самых фундаментальных частиц образующих материю - кварков и глюонов. Их взаимодействие между собой описывается вершинами, показанными на рис. 0.1

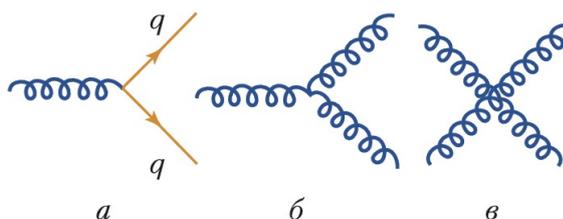


Рис. 0.1: Фундаментальные диаграммы КХД, описывающие динамику сильных взаимодействий на расстояниях $r < 10^{-15}$ см.

В КХД, в отличие от КЭД, в диаграммах Фейнмана возможны не только кварк-глюонные вершины (рис. 0.1,а), но и трёхглюонные (рис. 0.1,б), и четырёхглюонные (рис. 0.1,в). Глюонные вершины более высоких порядков невозможны.(индурайн) Возможность взаимодействия переносчиков сильного взаимодействия (глюонов) друг с другом обязана неабелевому (некоммутативному) характеру SU(3) симметрии лагранжиана КХД. Существование таких вершин приводит к

антиэкранировке цветного заряда и, как следствие, уменьшение бегущей константы сильного взаимодействия при увеличении энергии (уменьшении расстояния). Поведение бегущей константы сильного взаимодействия α_s с расстоянием описывается соотношением (1)

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - 2n_F/3) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1)$$

где Q^2 — квадрат 4-импульса глюона, $n_F = 6$ — число ароматов кварков, $\Lambda \approx 0.2$ ГэВ — фундаментальный параметр КХД.

Рост бегущей константы сильного взаимодействия при увеличении расстояния приводит к значительному изменению его динамики. На больших расстояниях порядка размера нуклона уже не получится пользоваться методами претрубативной КХД. Исследование эволюции сильных взаимодействий от расстояний ~ 1 фм, отвечающих адронизации кварков и глюонов, до расстояний $< 10^{-15}$ см, где устанавливается режим пертурбативной КХД, является приоритетной проблемой современной адронной физики.

Нуклонные резонансы

Ярким проявлением динамики сильных взаимодействий в непertурбативной области является формирование нуклонных резонансов. Исследование спектра и структуры нуклонных резонансов является важной и абсолютно необходимой частью усилий обширного международного сообщества физиков занятых исследованиями динамики сильных взаимодействий в области, где бегущий параметр квантовой хромодинамики оказывается сравнимым с единицей (в области непertурбативных сильных взаимодействий). В этой области сильные взаимодействия становятся по-настоящему сильными и формируют мезоны и барионы как связанные системы кварков и глюонов ([1], [2], [3]). Исследование спектра и структуры нуклонных резонансов даёт нам уникальную информацию о многообразии проявлений динамики

сильного взаимодействия в непертурбативной области, формировании возбужденных состояний нуклона с различными массами и квантовыми числами и с сильно различающейся структурой.

Схема установленных на данный момент возбужденных состояний нуклона показана на рис. 0.2 Также приведено сечение инклюзивного рассеяния электронов.

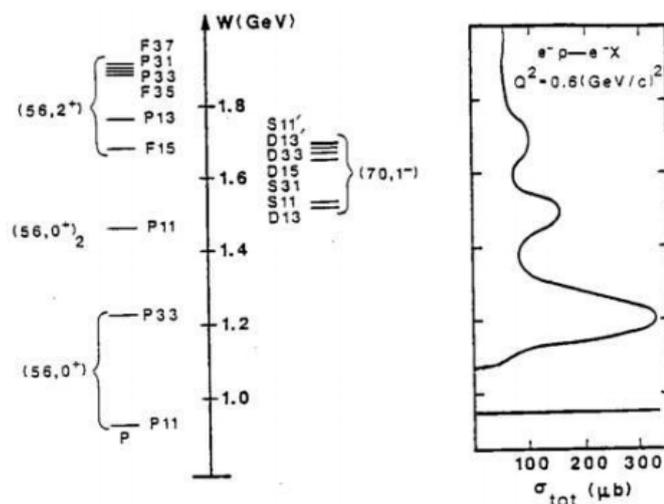


Рис. 0.2: Схема установленных резонансных состояний (слева) и сечение инклюзивного электронного рассеяния (справа)

Первый резонансный максимум обусловлен возбуждением резонанса $P_{33}(1232)$ или Δ -резонанса. Второй резонансный максимум расположенный при $W \approx 1.52$ ГэВ формируется вкладом двух состояний $D_{13}(1520)$ и $S_{11}(1535)$. Третий резонансный максимум при $W \approx 1.7$ ГэВ образован перекрытием многих резонансных состояний. Наибольший вклад вносят резонансы $F_{15}(1685)$, $D_{33}(1700)$, $P_{13}(1720)$. В число не проявляющихся в виде структур инклюзивных сечений резонансов входят также высоколежащие состояния с массами свыше 1.9 ГэВ с большими ширинами около 300 МэВ. Наблюдение и изучение таких скрытых в инклюзивных процессах резонансов возможно только в исследованиях различных эксклюзивных реакций с реальными и виртуальными фотонами.

Основной задачей в изучении структуры возбужденных состояний нуклонов в эксклюзивных реакциях электророждения мезонов является определение зависимости электромагнитных формфакторов

от виртуальности фотона Q^2 . Электровозбуждение нуклонов исследуется в процессах, показанных на рис. 0.3

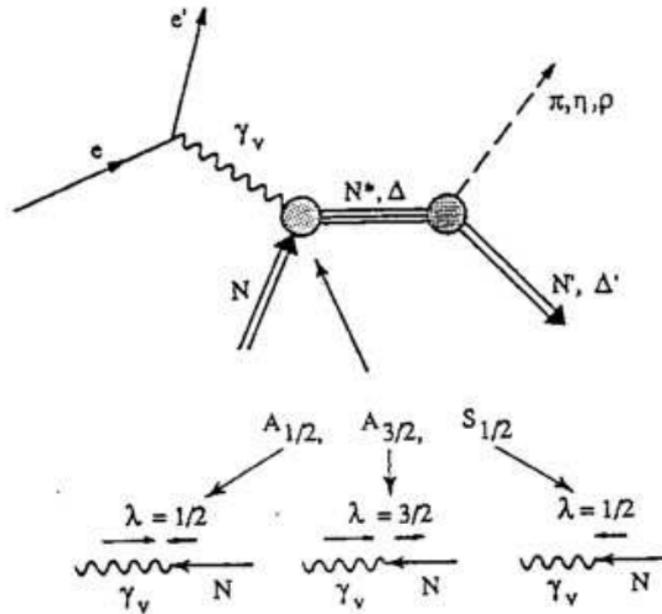


Рис. 0.3: Электровозбуждение и адронные распады N^*

Электромагнитные формфакторы N^* : $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$ определяется как спиральные амплитуды переходов $\gamma_v p \rightarrow N^*$. Система $\gamma_v p$ имеет 6 спиральных состояний (2 для протона и 3 для фотона), однако из-за закона сохранения чётности возможно только 3 состояния. Итого электровозбуждение N^* может быть полностью описано 3 электромагнитными формфакторами: $A_{1/2}$, $A_{3/2}$, $S_{1/2}$. Нижний индекс указывает полную спиральность в системе $\gamma_v p$. Символ А означает возбуждение N^* поперечными фотонами, S - возбуждение продольными фотонами [4].

Коллаборация CLAS Лаборатории Джефферсона в США при активном участии физиков из Московского университета и Научно-исследовательского института ядерной физики им. Скобелева собирает и анализирует данные по процессам эксклюзивного электророждения мезонов на протоне в резонансной области, полученные на детекторе CLAS и его усовершенствованной версии CLAS12. Данная работа посвящена изучению эксклюзивного канала электророждения пар заряженных пионов – одного из главных источников информации об амплитудах электровозбуждения нуклонных резонансов. Результаты по амплитудам

электровозбуждения N^* обеспечивают доступ к динамике сильных взаимодействий, формирующей основное и возбужденные состояния нуклона и других адронов и в конечном итоге должны пролить свет на проблему формирования адронной массы. В представляемой работе разрабатываются методы отбора событий эксклюзивного электророждения двух заряженных пионов из данных CLAS12, что позволяет получить распределения квадрата недостающей массы адронов, инвариантной массы пар конечных адронов, инвариантной массы конечной адронной системы и виртуальности фотона. Полученные результаты в дальнейшем будут использованы для извлечения важнейших наблюдаемых данного эксклюзивного канала – дифференциальных сечений электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне.

1. Детектор CLAS12

В Лаборатории Джефферсона исследуется сильное взаимодействие в широкой области константы связи. Изучается это явление с помощью хорошо известного электромагнитного взаимодействия, квантовая теория которого была построена Р. Фейнманом, Дж. Швингером, С. Томонагой и Ф. Дайсоном во второй половине прошлого столетия.

Инструментами, используемыми коллаборацией CLAS12, являются уникальный электронный ускоритель CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), энергия пучка которого была увеличена с 6 до 11 ГэВ и позволила наблюдать реакции в большем диапазоне значений виртуальности фотона Q^2 и скейлинговой переменной x , а также детекторный комплекс CLAS12 (CEBAF Large Acceptance Spectrometer).

Для исследования возбуждённых состояний нуклона необходимо собирать данные об эксклюзивных каналах фото- и электророжения мезонов на протоне. Сечения таких каналов лежат в приблизительном диапазоне $\sigma \in (10^{-1}, 10^1)$ мкбн, следовательно светимости в эксперименте должны быть $L > 10^{33}$ см⁻² сек⁻¹. Высокий ток (90 мкА) пучка ускорителя CEBAF обеспечивает требуемую светимость. Также в конечном состоянии должно регистрироваться до 4 адронов. В силу вышесказанного для изучения подобных эксклюзивных реакций необходимо использование непрерывных электронных пучков. Измерения должны проводиться в полном 4π телесном угле испускания конечных частиц в системе центра масс "виртуальный фотон-протон" - требование, которому также удовлетворяет детекторный комплекс CLAS12 [5].

В данной главе будет описано устройство и основные функции составляющих частей детектора CLAS12.

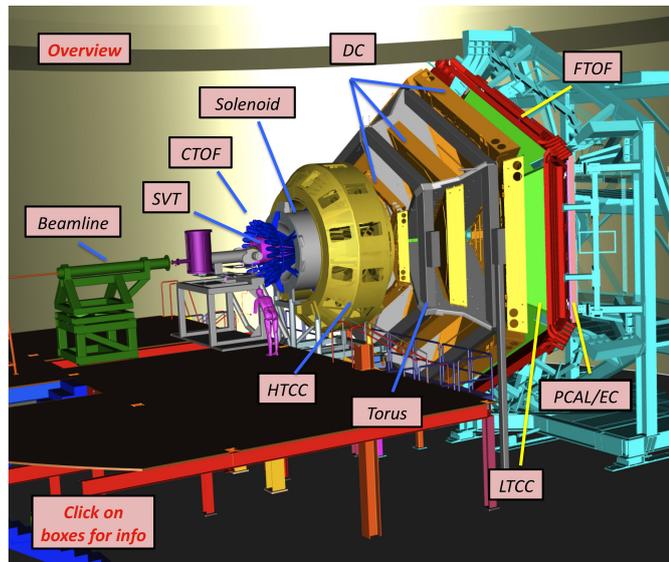


Рис. 1.1: Общая схема детекторного комплекса CLAS12

Детектор эксперимента CLAS12 (Рис. 1.1) состоит из передней детектирующей системы (FD), чувствительной к заряженным частицам и фотонам, вылетающим под углами от 5° до 35° , и центрального детектора (CD), перекрывающего угловой диапазон от 5° до 135° .

Кремниевый вершинный детектор

Важнейшим элементом комплекса CLAS12 является новый кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT), который расширяет доступный диапазон телесных углов детектора практически до 4π в системе центра масс "виртуальный фотон-протон", что позволяет наблюдать эксклюзивные процессы. Кремниевый вершинный детектор - часть центрального детекторного комплекса и используется для измерения импульса и координаты вершины взаимодействия по трекам заряженных частиц, вылетающих из мишени.

Кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Tracker, SVT) является единственным источником координатной информации в центральном детекторе. Система разработана чтобы функционировать при светимости $L = 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, иметь разрешение по импульсу $\sim 5\%$ для частиц с энергией 1 ГэВ вылетающих из мишени под углом $\theta = 90^\circ$. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 125^\circ]$, азимутальный

угол $\varphi \in [0, 2\pi]$. Разрешение по углу θ : 10-20 микрорадиан, по φ : ~ 5 микрорадиан [6].

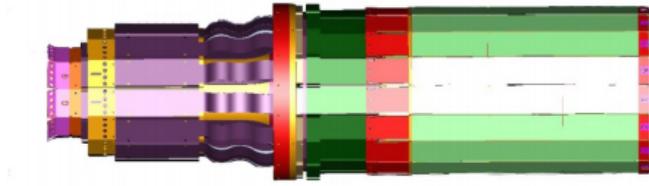


Рис. 1.2: Кремниевый вершинный детектор

Центральная времяпролётная система

В детерторном комплексе CLAS12 центральная времяпролётная система (Central Time-of-Flight, CTOF) является частью центрального детектора (CD) и используется для идентификации заряженных частиц вылетающих из мишени путём измерения их времени пролёта. Она состоит из 48 сцинтилляторных счётчиков с двухсторонними фотоумножителями. Эти 48 счётчиков образуют герметичный цилиндр вокруг мишени. Ось цилиндра совпадает с осью пучка внутри соленоида. Центральная времяпролётная система идентифицирует частицы с разрешением в 65 пикосекунд. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 125^\circ]$, азимутальный угол $\varphi \in [-180^\circ, 180^\circ]$ [7]

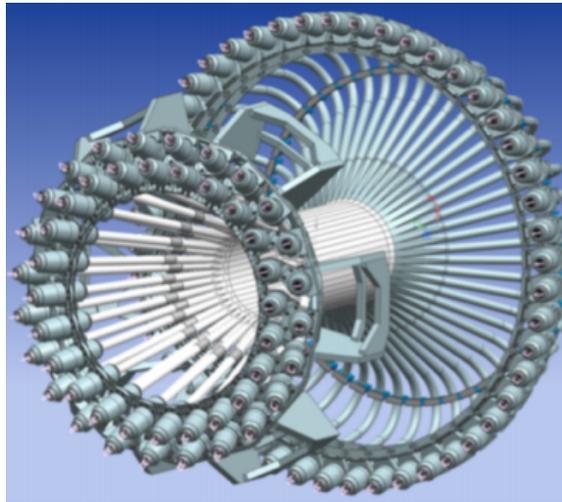


Рис. 1.3: Центральная времяпролётная камера

Система дрейфовых камер

Система дрейфовых камер (Drift Chambers, DC) измеряет импульс заряженных частиц, вылетающих из мишени. Система включает в себя 18 проволочных камер, каждая из которых состоит из 2 суперслоёв, которые в свою очередь состоят из 6 слоёв по 112 проволок. Итого в системе 24192 проволоки. Дрейфовые камеры обеспечивают пространственное разрешение в $\sim 250\text{-}350$ мкм и могут работать при светимости $L = 10^{35}$ см $^{-2}$ сек $^{-1}$. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 40^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ имеем 50% покрытие по азимутальному углу φ [8].

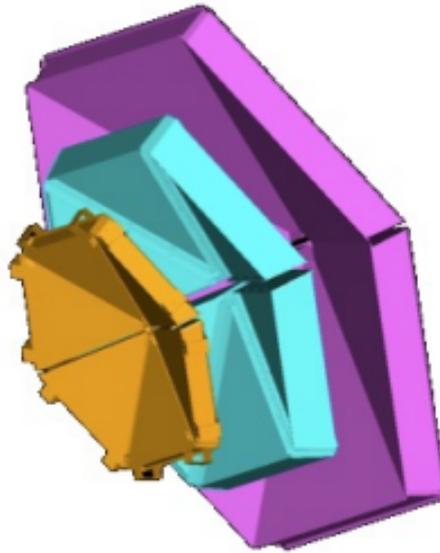


Рис. 1.4: Система дрейфовых камер

Электромагнитные калориметры ECAL-PCAL

Электромагнитные калориметры в CLAS12 используются в основном для идентификации электронов, фотонов, распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и нейтронов. Детектор CLAS12 использует электромагнитный калориметр ECAL и новый предливневый калориметр PCAL, установленный спереди ECAL. Калориметры PCAL и ECAL состоят из 6 треугольных модулей, в каждом из которых 54 односантиметровых слоя сцинтиллятора, расположенных между двумя 2.2-мм слоями свинца. Общая толщина составляет примерно 20.5 радиационных длин. PCAL расположен на расстоянии 7 м от мишени,

ECAL - 7.5 м от мишени. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ имеем 50% покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 85% покрытию при $\theta = 35^\circ$. Разрешение по энергии - $10\%/\sqrt{E}$, по координате - 0.5 см, по времени - 500 пикосекунд [9].

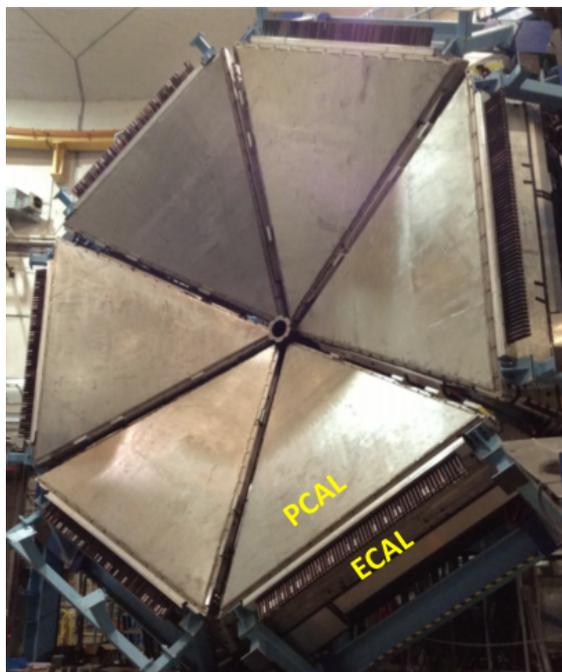


Рис. 1.5: Электромагнитные калориметры ECAL-PCAL

Forward Tagger

Forward Tagger (FT) даёт возможность детектировать электроны и фотоны, вылетающие под малыми, вплоть до 2.5° углами в лабораторной системе отсчёта для проведения экспериментов по электророждению при малых Q^2 . Создаётся поляризованный, высокоинтенсивный поток виртуальных фотонов, необходимый для актуальных задач современной адронной спектроскопии. Forward Tagger состоит из $PbWO_4$ электромагнитного калориметра (FT-Cal), который идентифицирует электроны, измеряет энергию электромагнитного ливня и обеспечивают быстрый триггерный сигнал. Также в состав Forward Tagger входят трекер (Стриповый детектор FT-Trck) с пространственным разрешением $\Delta x, \Delta y \leq 150$ мкм и измеряющий угол рассеяния с требуемой точностью, и сцинтилляторный счётчик (FT-Nodo), обеспечивающий разделение

между электронами и высокоэнергетичными гамма-квантами. Разрешение по углу $\theta: \leq 1.5\%$, по $\varphi: \leq 2^\circ$ [10]

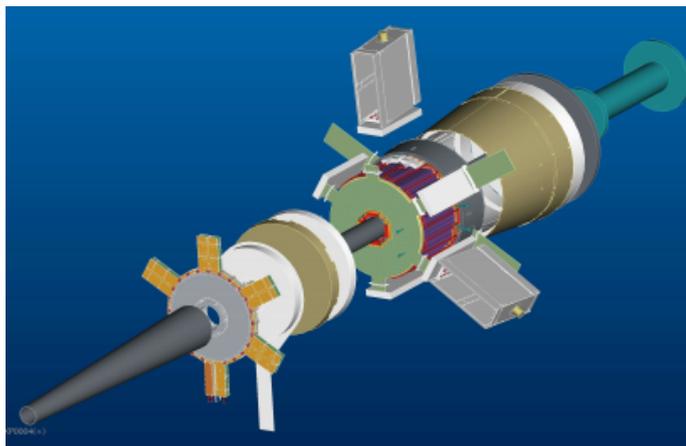


Рис. 1.6: Forward Tagger

Передняя времяпролётная система

Передняя времяпролётная система (FTOF) является частью переднего детектора (FD) и используется для идентификации заряженных частиц вылетающих из мишени путём измерения их времени пролёта. Она состоит из 6 секторов пластиковых сцинтилляторов, в каждом секторе по 3 группы счётчиков: панель 1-а - 23 шт., панель 2-б - 62 шт., панель 2 - 5 шт. Система имеет хорошее разрешение по времени для надёжной идентификации частиц. Угловое покрытие для панелей 1-а и 1-б: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, при $\theta = 5^\circ$ имеем 50% покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 85% покрытию при $\theta = 35^\circ$. Для панели 2: полярный угол $\theta \in [35^\circ, 45^\circ]$, при $\theta = 35^\circ$ имеем 85% покрытие по азимутальному углу φ , стремящееся к 90% покрытию при $\theta = 45^\circ$ [11]

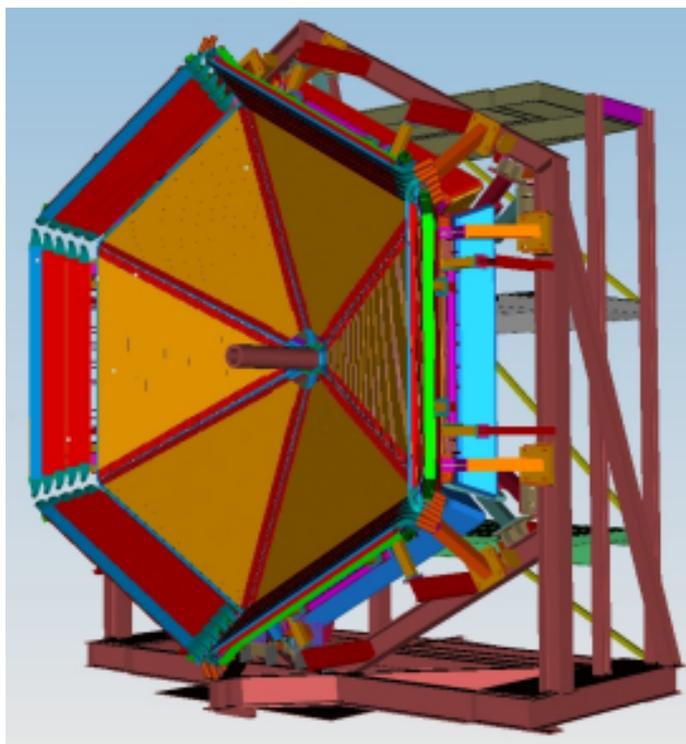


Рис. 1.7: Передняя времяпролётная система

Черенковский счётчик высокого порога

Главная цель черенковского счётчика высокого порога (НТСС) - отделять электроны (или позитроны) с импульсом менее 4.9 ГэВ от заряженных пионов, каонов и протонов. Он расположен между соленоидальным и тороидальным магнитом перед дрейфовыми камерами. Ключевой компонент НТСС - мультифокальное зеркало диаметром 2.4 м, состоящее из 48 лёгких эллиптических зеркал, которые фокусируют черенковское излучение в 48 фотоумножительных трубок. Система обеспечивает отсеивание заряженных пионов и надёжно идентифицирует рассеянные электроны: эффективность регистрации электронов 99.9%. Порог регистрации электронов - 15 МэВ/с, заряженных пионов - 4.9 ГэВ/с. Угловое покрытие: полярный угол $\theta \in [5^\circ, 35^\circ]$, азимутальный угол $\varphi \in [0^\circ, 360^\circ]$ [12]

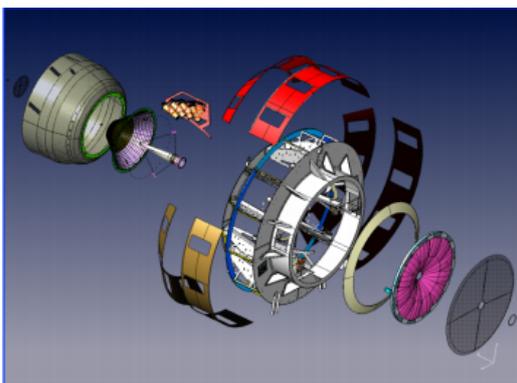


Рис. 1.8: Черенковский счётчик высокого порога

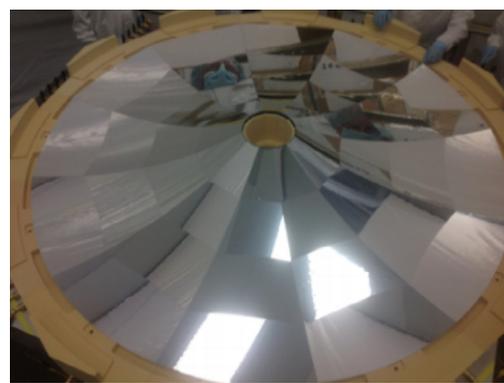


Рис. 1.9: Мультифокальное зеркало

Черенковский счётчик низкого порога

Черенковский счётчик низкого порога (ЛТСС) служит для регистрации заряженных пионов с импульсами от 3.5 до 9 ГэВ/с и разделения пионов и каонов. Он состоит из 6 секторов, в каждом из которых 108 лёгких зеркал, 36 конусов Уинстона, 36 фотоумножителей и 36 магнитных щитов. Сектора заполнены газом C_4F_{10} . Черенковский счётчик низкого порога имеет высокую эффективность регистрации в доступном диапазоне углов [13].

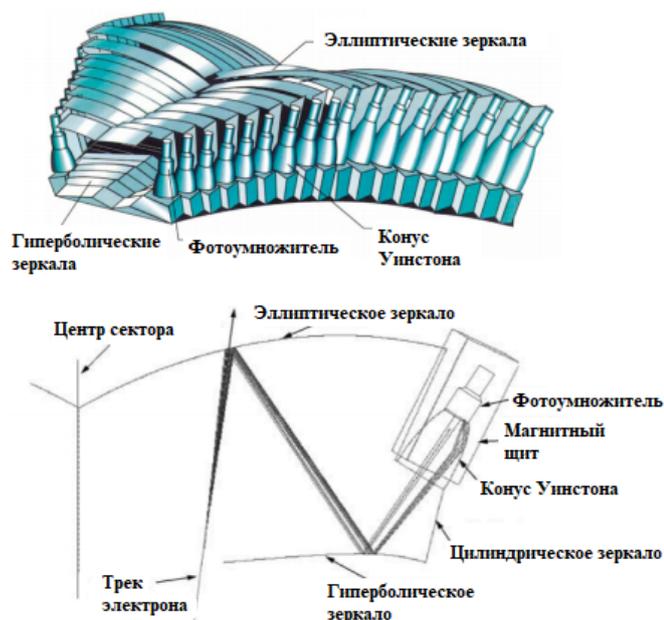


Рис. 1.10: Черенковский счётчик низкого порога

Черенковский детектор RICH

Некоторые эксперименты требуют регистрации и идентификации заряженных каонов с импульсами недоступными для времяпролётных камер и черенковского счётчика низкого порога - сцинтилляторы неспособны отличить каон от пиона с импульсом более 3 ГэВ/с. Для этих целей и был построен RICH (Ring imaging Cherenkov detector), который заменил один из секторов LHC. RICH состоит из аэрогелевых радиаторов, детекторов фотонов видимого света и системы фокусирующих зеркал.

Частицы рассеянные почти вперёд ($\theta < 13^\circ$) и обладающие импульсами 3 - 8 ГэВ проходят сквозь 2-см слой аэрогеля. От них регистрируется прямое черенковское излучение (Рис. 1.12 слева). Частицы рассеянные под большими ($13^\circ < \theta < 25^\circ$) углами с импульсами 3 - 6 ГэВ проходят через более толстый 6-см слой аэрогеля. Черенковское излучение, создаваемое в этом слое, фокусируется сферическим зеркалом, отражается от плоского зеркала и потом попадает в детектор (Рис. 1.12 справа) [14] [15].

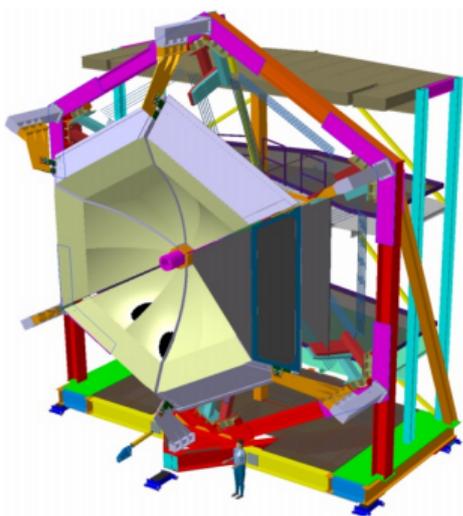


Рис. 1.11: RICH

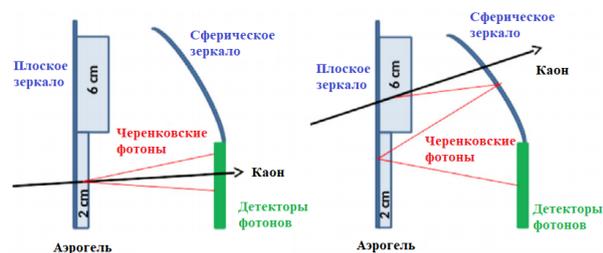


Рис. 1.12: Принцип работы RICH и схема его внутреннего устройства

Сверхпроводящие магниты

В детекторном комплексе CLAS12 создаётся тороидальное магнитное поле, покрывающее вплоть до 35° полярного угла и соленоидальное магнитное поле величиной в 5 Тл, покрывающее область $35^\circ < \theta < 125^\circ$. Такой выбор обусловлен необходимостью регистрировать высокоэнергетичные частицы, летящие под малыми углами с хорошим разрешением, при этом проводя эксперимент с высокой светимостью. Это в свою очередь требует эффективного экранирования детекторного комплекса от низкоэнергетичных электронов, образующихся в процессе Мёллеровского рассеяния $e^- + e^- \rightarrow e^- + e^-$ высокоэнергетичных электронов пучка на электронах в атомах мишени. Большинство таких электронов отклоняется вверх в сильном продольном магнитном поле, и в дальнейшем они попадают в защитный экран, где теряют свою энергию [15].

Тороидальный магнит состоит из 6 сверхпроводящих катушек, расположенных вокруг пучка электронов, и создаёт магнитное поле преимущественно в азимутальном направлении [16].

Соленоидальный магнит представляет собой самозащищённый сверхпроводящий магнит, окружающий пучок электронов, и создаёт однородное ($\Delta B/B < 10^{-4}$) магнитное поле преимущественно в направлении пучка. Он помогает регистрировать частицы в центральной области CLAS12 [17].



Рис. 1.13: Тороидальный магнит



Рис. 1.14: Соленоидальный магнит

2. JM-модель и изобарные каналы в реакции рождения двух заряженных пионов

Модель, описывающая реакции рождения двух заряженных пионов на протоне под действием реальных и виртуальных фотонов была разработана в результате сотрудничества Лаборатории Джефферсона (JLab) и Московского университета (MSU) и носит название JM-модели. Она помогает установить все основные механизмы, через которые протекает реакция рождения $\pi^+\pi^-$ на протоне путём использования мезон-барионных степеней свободы в сочетании с подгонкой под имеющиеся экспериментальные данные. В JM-модель включены только необходимые для описания реакции механизмы, которые разделяются на резонансные и нерезонансные [4].

Трехчастичные механизмы в JM модели

В JM-модели рождение пар заряженных пионов было описано с помощью следующих изобарных каналов:

$$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++} \rightarrow \pi^- \pi^+ p \quad (2.1)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0 \rightarrow \pi^- \pi^+ p \quad (2.2)$$

$$\gamma p \rightarrow \rho^0 p \rightarrow \pi^- \pi^+ p \quad (2.3)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ D_{13}^0(1520) \rightarrow \pi^+ \pi^- p \quad (2.4)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^+ F_{15}^0(1685) \rightarrow \pi^+ \pi^- p \quad (2.5)$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^- P_{33}^{++}(1600) \rightarrow \pi^- \pi^+ p \quad (2.6)$$

Диаграммы, отвечающие этим каналам показаны на Рис.2.1

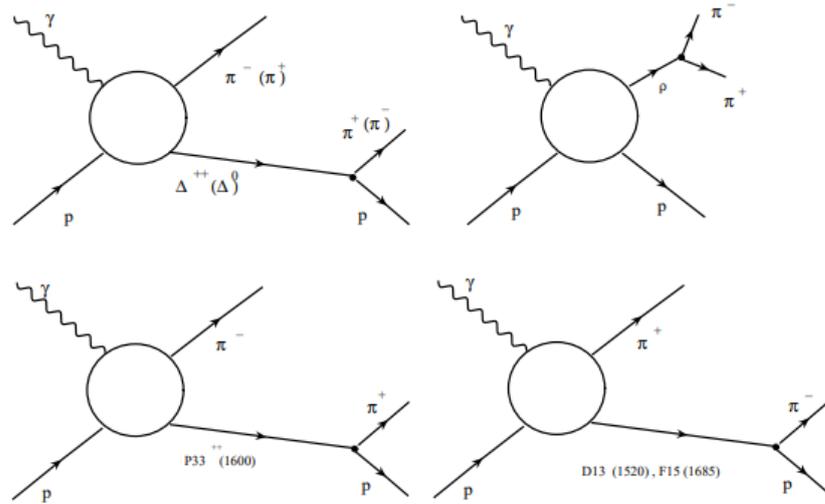


Рис. 2.1: Изобарные каналы JM модели

Помимо изобарных каналов (2.1 - 2.6) в сечение данного эксклюзивного канала дают также вклад прямые процессы рождения $\pi^+\pi^-p$, в которых конечное состояние формируется без образования промежуточного квазидвухчастичного состояния.

Список включённых на данный момент резонансов в JM-модель представлен на Рис.2.2

N^*, Δ^*	M , GeV	Γ_{tot} GeV	$BF_{\pi\Delta}$ %	BF_{pp} %
$P_{11}(1440)$	1.440	0.350	22.	0.
$D_{13}(1520)$	1.520	var.	var.	var.
$S_{31}(1620)$	1.620	0.150	62.	29.
$P_{33}(1600)$	var.	var.	var.	var.
$S_{11}(1650)$	1.650	0.167	2.	3.
$D_{15}(1675)$	1.675	0.160	53.	0.
$F_{15}(1680)$	1.680	0.130	22.	7.
$D_{13}(1700)$	var.	var.	var.	var.
$D_{33}(1700)$	1.700	0.300	78.	8.
$P_{13}(1720)$	var.	var.	var.	var.
$3/2^+(1720)cand.$	var.	var.	var.	var.
$F_{35}(1905)$	var.	var.	var.	var.
$P_{33}(1920)$	var.	var.	var.	var.
$F_{37}(1950)$	var.	var.	var.	var.

Рис. 2.2: Нуклонные резонансы, включенные в модель JM и параметры их адронных распадов из Particle Data Group [18]: полные адронные ширины (Γ_{tot}), доли распадов (BF) на конечные состояния $\pi\Delta$ и pp . Параметры, извлеченные из условия наилучшего описания данных CLAS, обозначены как “var”.

3. Анализ экспериментальных данных

Структура данных

В настоящей работе анализировались данные научной группы RG-K JLab, занимающейся исследованием реакций электророждения на протоне при энергии пучка электронов $E_{beam} = 6.535$ ГэВ. Конфигурация магнитного поля в экспериментах была таковой, что отрицательно заряженные конечные частицы отклонялись от направления начального пучка электронов (Negative outbending). Данные представляют собой совокупность большого числа файлов расширения .hipo, сгруппированных в соответствующие номера прогонов (run numbers): 005893, 005901, 005906, 005907, 005913. Каждый файл .hipo состоит из связанных друг с другом "банков данных" вместе образующих дерево. В "банках" содержатся отклики от определённых частей детектора CLAS12: калориметров, черенковских счётчиков и т.д. В работе использовались данные из "банка" REC.Particle, в котором хранятся: ID зарегистрированных в событии частиц, который соответствует типу частицы, статус частиц, указывающий в какой части детектора (передней или центральной) они были зарегистрированы, заряд частиц, проекции трёхмерного импульса частиц, координаты вершин взаимодействия (восстановлены по трекам конечных частиц), скорость частиц в долях скорости света (β) и другое. Энергия частиц, однако, не может быть извлечена напрямую из этого банка. Зная трёхмерный импульс частицы p и тип частицы (следовательно, зная её массу m в ГэВ) получаем энергию в ГэВ с помощью: $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ (здесь использована система единиц Хевисайда)

Для открытия и извлечения данных из hipo-файлов использовалась вспомогательная программа clas12tool. Обработка данных осуществлялась

с помощью языка программирования C++ и фреймворка для обработки данных ROOT.

Предварительный отбор событий

В данной работе изучается реакция:

$$\gamma_v p \rightarrow p' \pi^+ \pi^- \quad (3.1)$$

В событии могут быть зарегистрированы все требуемые конечные адроны или один из них (протон p' , положительный пион π^+ , отрицательный пион π^-) может отсутствовать. Во втором случае четырёх-вектор отсутствующей частицы восстанавливается из закона сохранения четырёх-вектора энергии-импульса в реакции:

$$q + P_p = P_{p'} + P_{\pi^+} + P_{\pi^-} \quad (3.2)$$

Где $q = P_e - P_{e'}$ - четырёх-вектор энергии-импульса виртуального фотона, которым обмениваются электрон и протон в процессе рассеяния. В данной работе используется однофотонное приближение ОРЕА (One Photon Exchange Approximation) - мы считаем, что обмен происходит только одним фотоном.

Случай, когда в событии регистрируются все требуемые адроны, называется топологией ноль, случай с отсутствующим протоном в конечном состоянии - топология с отсутствующим протоном, и т.д. На начальном этапе отбирались события, где регистрировался триггерный электрон e' и какие-либо из требуемых конечных адронов (не менее двух из трёх) и что угодно ещё (гамма кванты, позитроны, другие адроны). Отбирались события с зарегистрированными частицами во всём диапазоне покрытия детектора CLAS12: из передней и центральной части.

Также использовались предварительные отборы: мы брали только те события где энергия триггерного электрона была больше ГэВ (требуется для надёжной идентификации электрона и обеспечения хорошего энергетического разрешения) и инвариантная масса конечной адронной системы $W > 1.1$ ГэВ (был взят порог рождения одного пиона).

Квадрат недостающей массы

Важной величиной при изучении нашей реакции является квадрат недостающей массы (MM^2). В топологии, где все требуемые конечные адроны зарегистрированы, эта величина вычисляется как:

$$MM_0^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-})^2 \quad (3.3)$$

В топологии, где отсутствует протон:

$$MM_p^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{\pi^+} - P_{\pi^-})^2 \quad (3.4)$$

В топологии, где отсутствует положительный пион:

$$MM_{\pi^+}^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^-})^2 \quad (3.5)$$

В топологии, где отсутствует отрицательный пион:

$$MM_{\pi^-}^2 = (P_e + P_p - P_{e'} - P_{p'} - P_{\pi^+})^2 \quad (3.6)$$

Нами были получены следующие распределения квадрата недостающей массы во всех топологиях (см. Рис. 3.1) и профитированы функцией (3.7) которая является суммой гауссиана (описывающего пик) и полинома 2-й степени (описывающего фон).

$$F(x, p_0, p_1, \dots, p_5) = p_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi p_2^2}} \exp \left\{ \frac{-(x - p_1)^2}{2p_2^2} \right\} + (p_3 + p_4 \cdot x + p_5 \cdot x^2) \quad (3.7)$$

Параметр $p_1 \equiv \mu$ - среднее значение, $p_2 \equiv \sigma$ - дисперсия. Также был произведён отбор на эксклюзивность, помогающий изолировать события, принадлежащие исследуемой реакции (3.1) - exclusivity cut : в дальнейшем были взяты только те события в топологии, недостающая масса которых лежит в пределах $\pm 2\sigma$ от среднего значения. Данный отбор показан на гистограммах (Рис. 3.1) с помощью красных вертикальных линий.

Также было посчитано отношение площади под гауссоидой и под кривой $F(x)$ в пределах красных кривых (для событий прошедших отбор на эксклюзивность). Данное отношение показывает качество сигнала (пика).

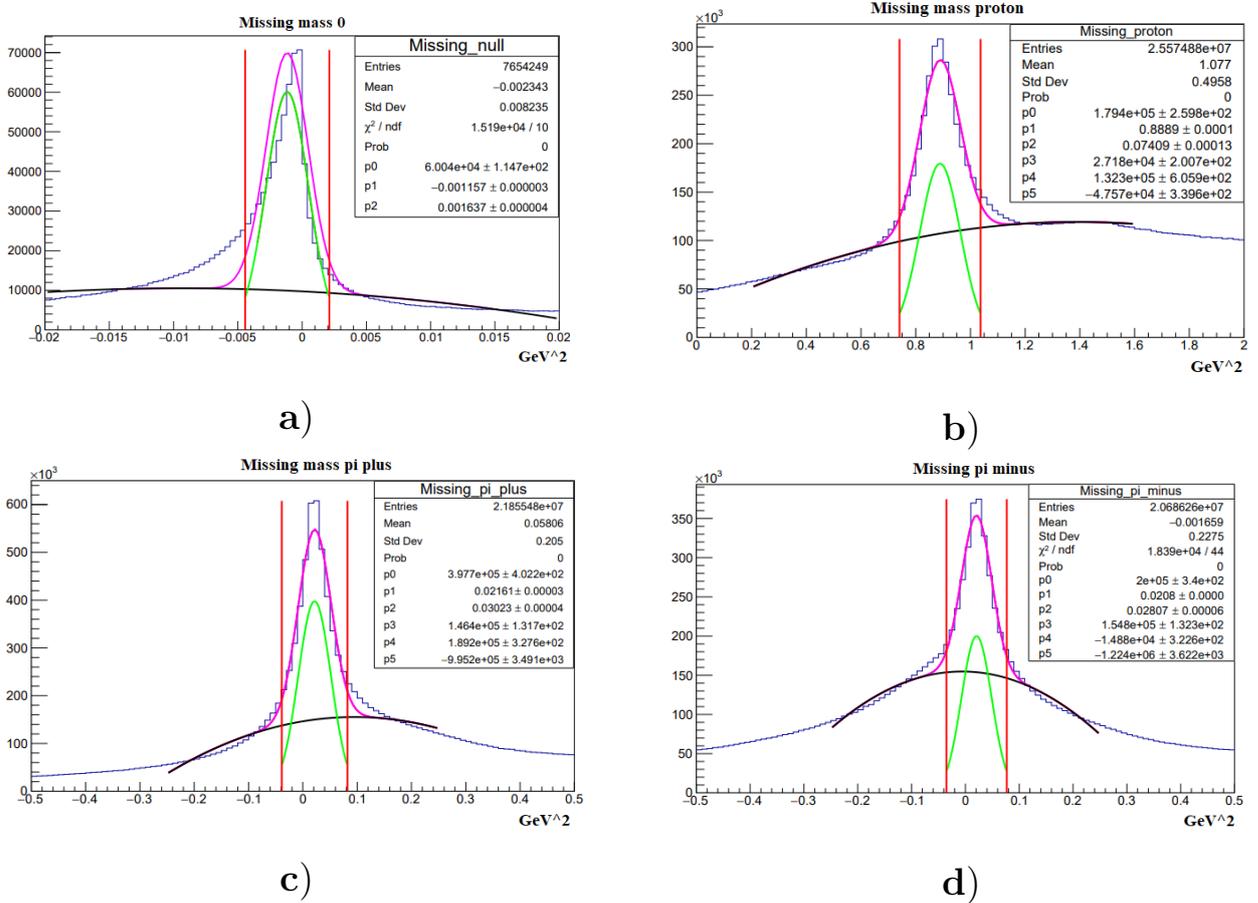


Рис. 3.1: Распределение квадрата недостающей массы:

a) В топологии где зафиксированы все требуемые адроны в конечном состоянии. Качество сигнала 78%.

b) В топологии где отсутствует протон. Качество сигнала 50%.

c) В топологии где отсутствует положительный пион. Качество сигнала 61%.

d) В топологии где отсутствует отрицательный пион. Качество сигнала 44%.

Фиолетовая кривая - фит функцией $F(x)$, зелёная - только гауссиан с параметрами p_1, p_2 функции $F(x)$, чёрная - только полином 2-й степени с параметрами p_3, p_4, p_5 функции $F(x)$.

Инвариантная масса пары конечных адронов

Для описания неупругой реакции с рождением 3 частиц в конечном состоянии (3.1) требуется 5 независимых переменных. Двумя из них удобно выбрать инвариантные массы пар конечных адронов [19]: $M_{\pi^+\pi^-}$, M_{π^+p} , M_{π^-p} , которые выражаются через четырёхвектора конечных частиц как:

$$M_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{(P_{\pi^+} + P_{\pi^-})^2} \quad (3.8)$$

$$M_{\pi^+p} = \sqrt{(P_{\pi^+} + P_{p'})^2} \quad (3.9)$$

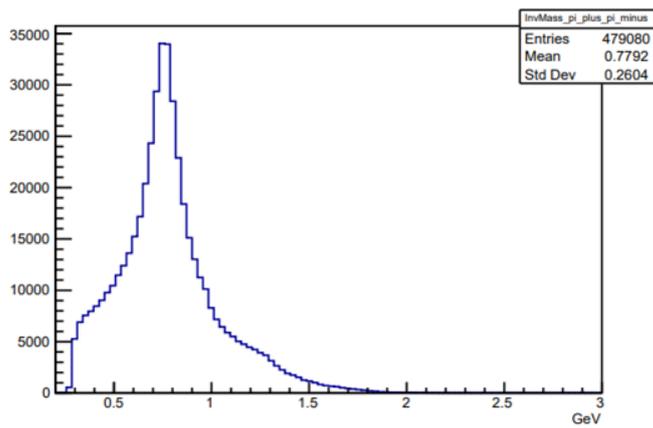
$$M_{\pi^-p} = \sqrt{(P_{\pi^-} + P_{p'})^2} \quad (3.10)$$

Нами были получены распределения инвариантной массы всех пар конечных адронов со всеми вышеупомянутыми отборами и с применением отбора на эксклюзивность в каждой топологии.

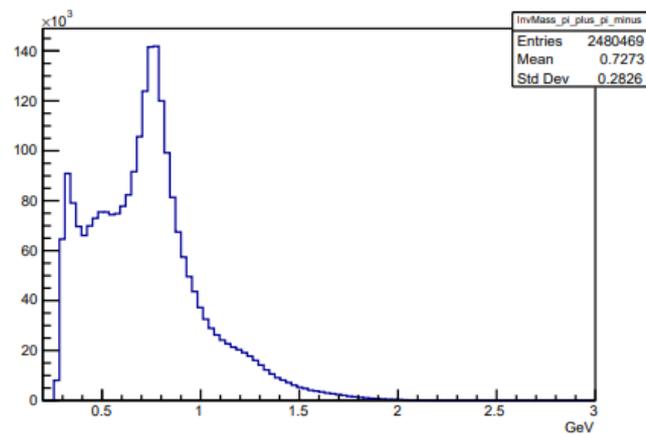
В распределении инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ (Рис. 3.2) во всех топологиях отчётливо виден ρ -пик соответствующего изобарного канала. Также в топологиях с отсутствующей частицей в конечном состоянии наблюдается структура в виде "плеча" или пика при 0.5 ГэВ. В топологии с отсутствующим протоном видна структура в самом левом краю гистограммы. Таким образом, на последующих этапах работы будет необходимо сделать поправку на эффективность регистрации детектора чтобы выяснить природу этих структур.

В распределении инвариантной массы π^+p (Рис. 3.3) во всех топологиях явно виден Δ^{++} -пик соответствующего изобарного канала.

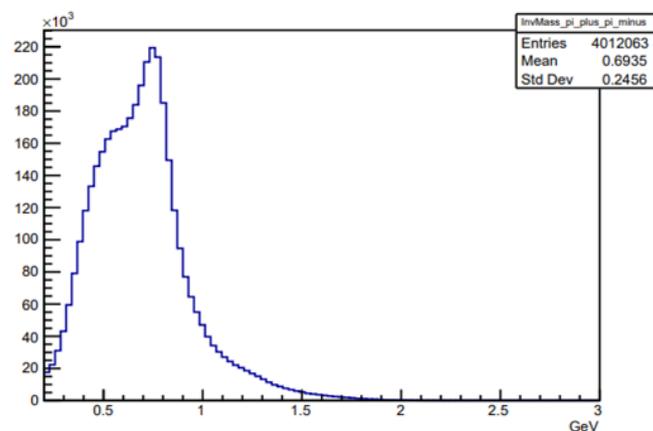
В распределении инвариантной массы π^-p (Рис. 3.4) во всех топологиях мы видим сигнал примерно при 1.7 ГэВ, соответствующий изобарному каналу $\pi^+F_{15}(1685)$. Мы не видим $\pi^+\Delta^0$ -пик в распределениях, так как из-за правила отбора по изоспину, сечение этого мезон-барионного канала подавлено в 9 раз по сравнению с $\pi^-\Delta^{++}$.



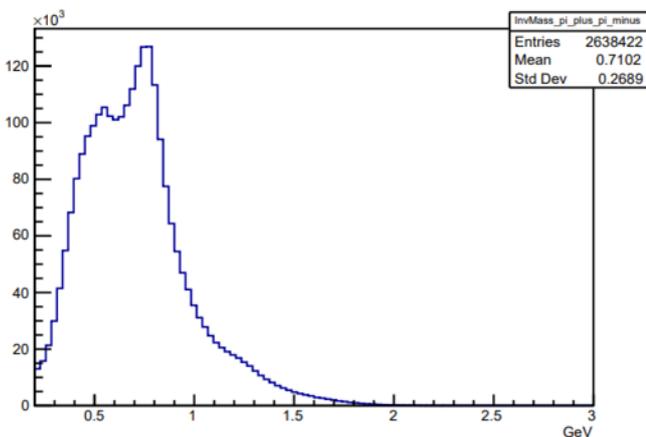
a)



b)

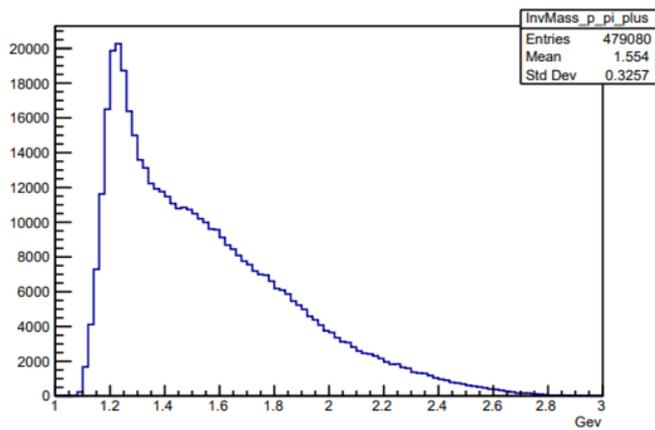


c)

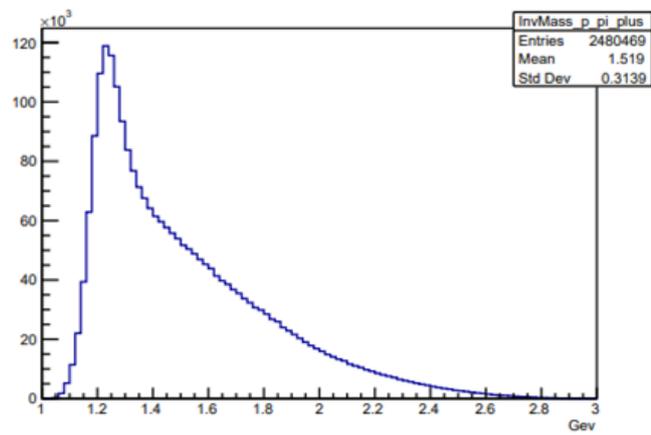


d)

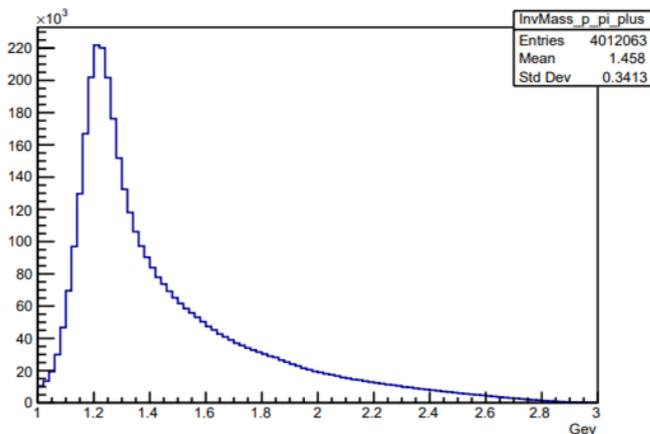
Рис. 3.2: Инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион



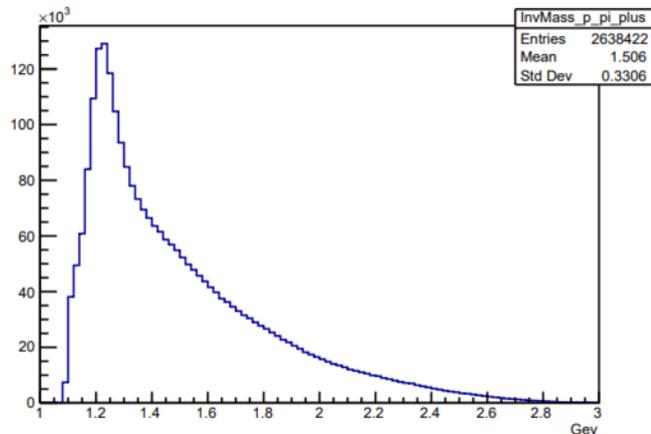
a)



b)

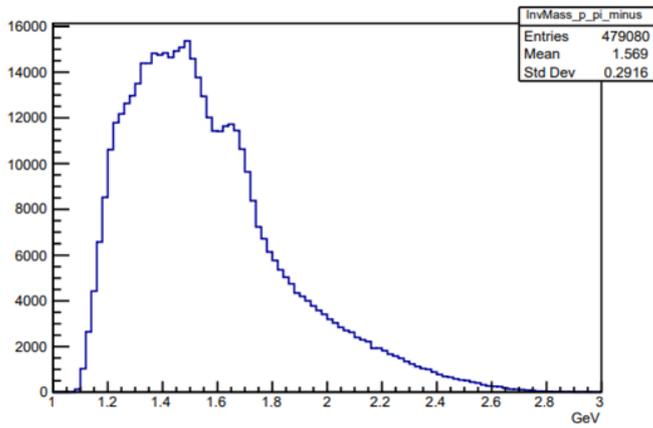


c)

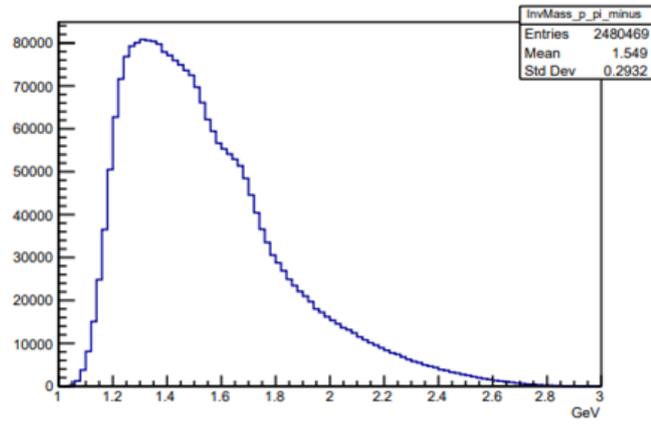


d)

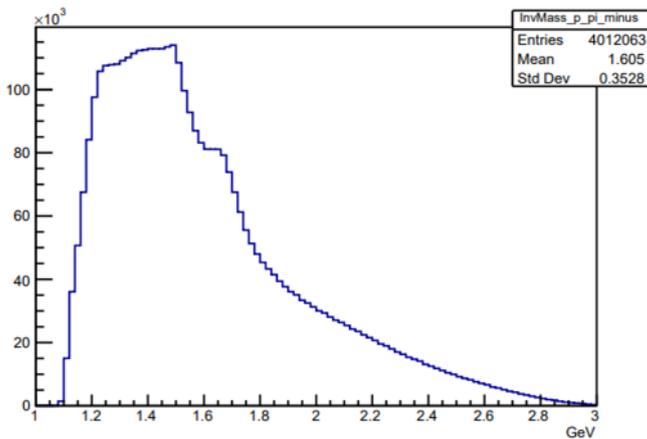
Рис. 3.3: Инвариантная масса $\pi^+ p$ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион



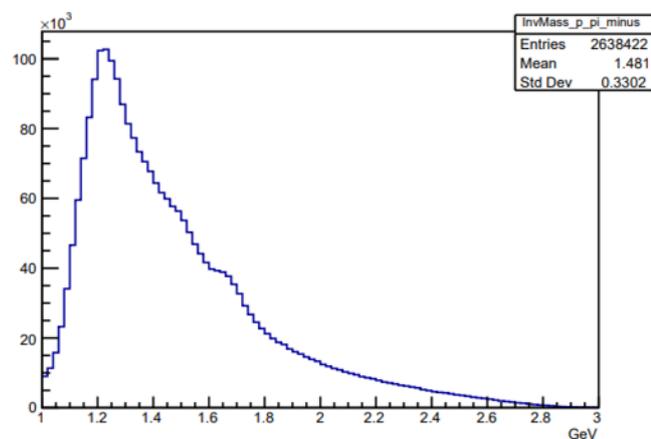
a)



b)



c)



d)

Рис. 3.4: Инвариантная масса $\pi^- p$ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион

Инвариантная масса конечной адронной системы W и виртуальность фотона Q^2

Были получены распределения инвариантной массы конечной адронной системы $W = \sqrt{(q + P_{p'})^2}$ и виртуальности фотона $Q^2 = -q^2$

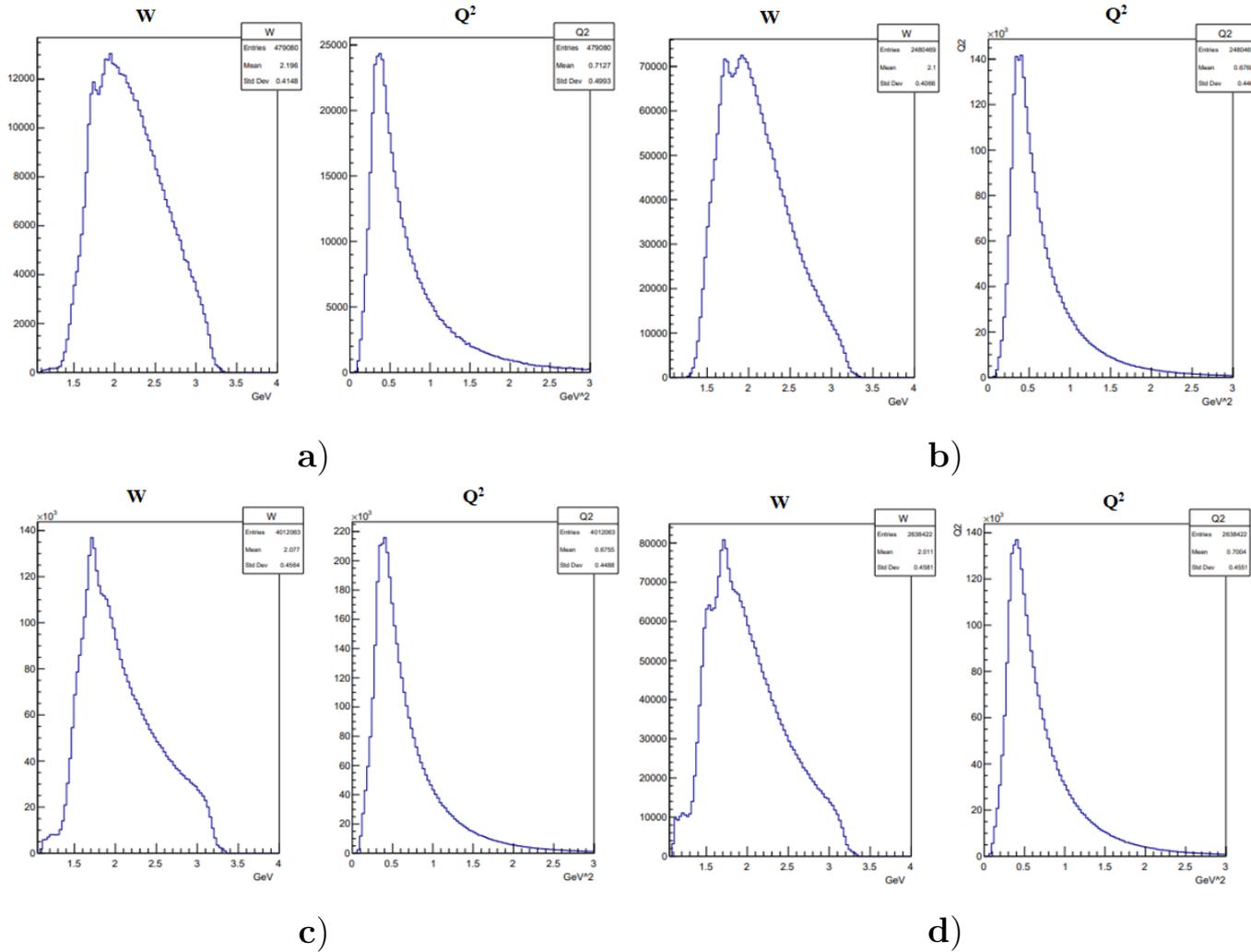


Рис. 3.5: Инвариантная масса конечной адронной системы W и виртуальность фотона Q^2 **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион

Во всех топологиях в W -распределениях мы видим резонансную структуру, расположенную при $W = 1.7$ ГэВ. В топологии с отсутствующим протоном также видна структура в виде пика при $W > 2$ ГэВ, но в остальных топологиях она эволюционирует в плечо. Таким образом

необходимо сделать поправку на эффективность регистрации детектором частиц, чтобы установить природу этой структуры. Только в топологии с отсутствующим отрицательным пионом виден пик при $W = 1.5$ ГэВ.

Крутой спуск распределений по Q^2 в диапазоне менее 0.5 ГэВ² связан с эффективностью регистрации и не позволяет нам извлекать сечения при малых Q^2 . Мы можем надёжно извлекать сечения только при $Q^2 > 0.5$ ГэВ². Данные распределения по Q^2 позволят значительно улучшить наши представления о электророждении пар заряженных пионов.

Двумерные гистограммы пар инвариантных масс

Были получены двумерные распределения, где по горизонтальной и вертикальной осям отложены инвариантные массы всевозможных пар частиц (Рис. 3.6, 3.7, 3.8).

На Рис. 3.6 представлены двумерные гистограммы, по вертикальной оси которых отложена инвариантная масса $\pi^+\pi^-$, по горизонтальной - инвариантная масса $p\pi^+$. На а) и б) отчётливо видны две жёлтые полосы. Вертикальная соответствует $\pi^-\Delta^{++}$ -изобарному каналу, горизонтальная - $\rho\rho$ -канал. На с) и д) таких полос не видно. Это связано с тем, что различные топологии по-разному подчёркивают эти каналы из-за эффективности регистрации.

На Рис. 3.7 представлены двумерные гистограммы, по вертикальной оси которых отложена инвариантная масса $p\pi^-$ в ГэВ, по горизонтальной - инвариантная масса $p\pi^+$. Во всех четырёх топологиях а) - с) виден $\pi^-\Delta^{++}$ - изобарный канал.

На Рис. 3.8 изображены двумерные гистограммы, по вертикальной оси которых отложена инвариантная масса $\pi^+\pi^-$, по горизонтальной - инвариантная масса $p\pi^-$. На а) виден $\rho\rho$ -канал, на б) тоже $\rho\rho$ -канал и широкая вертикальная полоса - совокупность различных каналов: $\pi^+\Delta^0$, $\pi^+D_{13}(1520)$ и других.

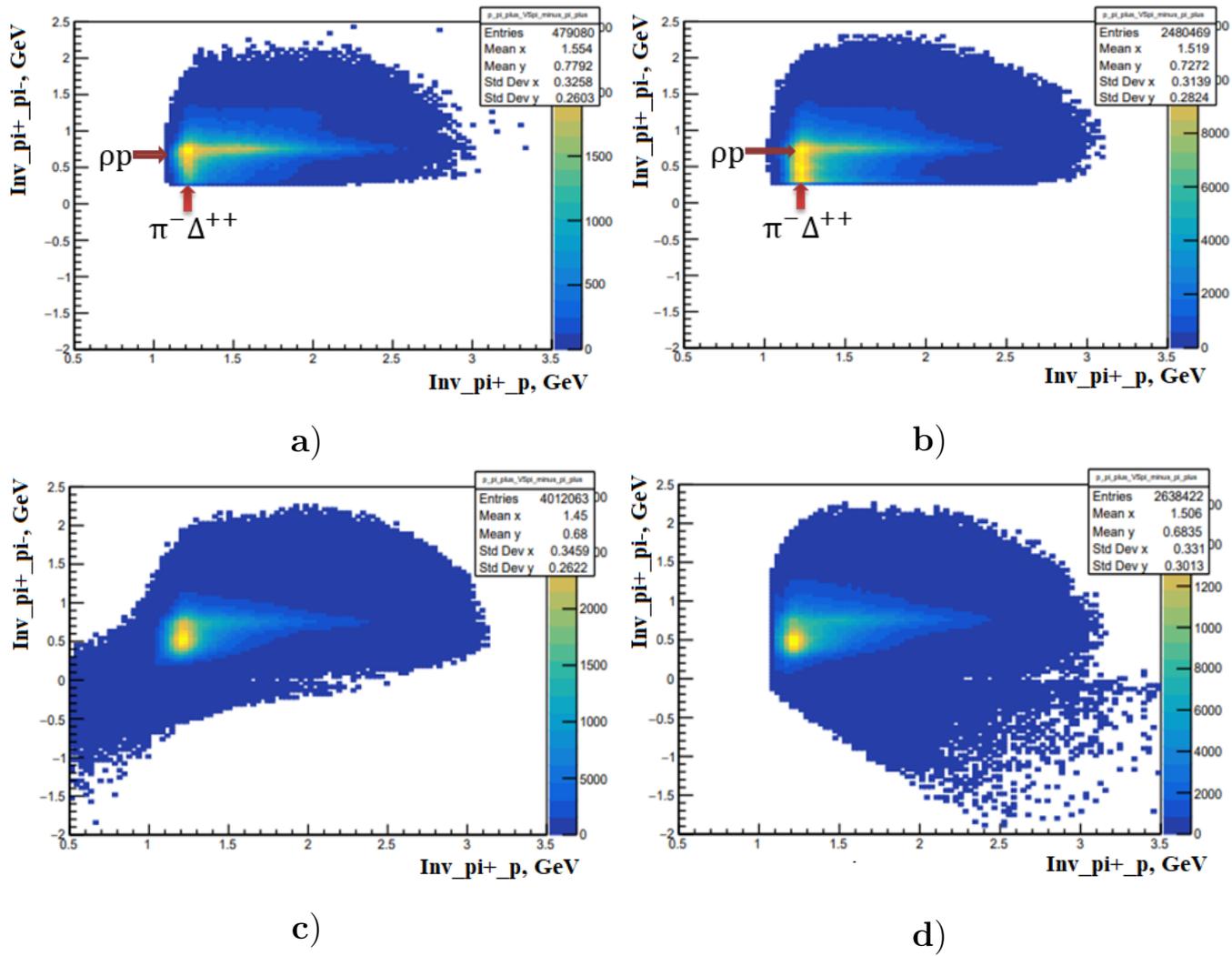


Рис. 3.6: Двумерные гистограммы: по вертикальной оси отложена инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ в ГэВ, по горизонтальной - инвариантная масса $\rho\pi^+$ в ГэВ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион

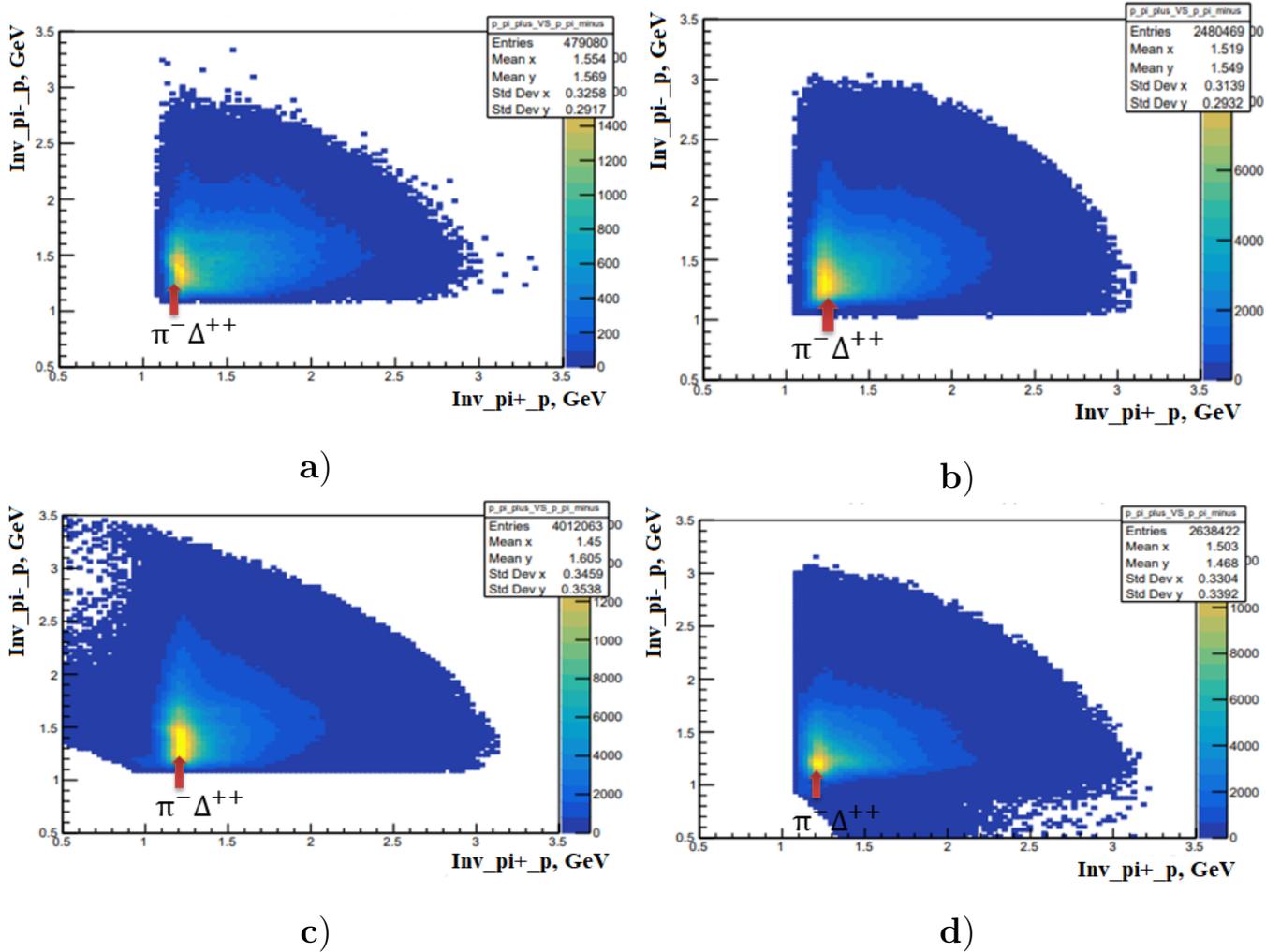
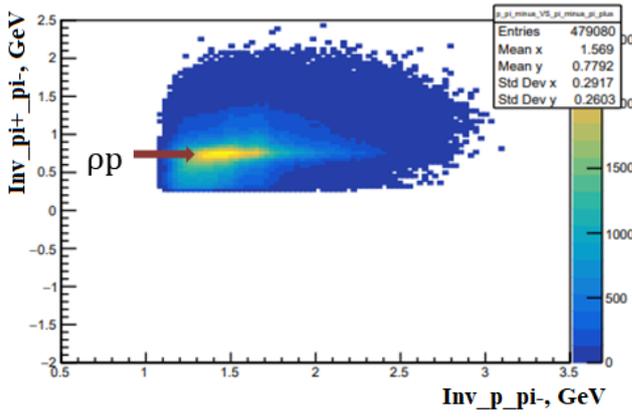
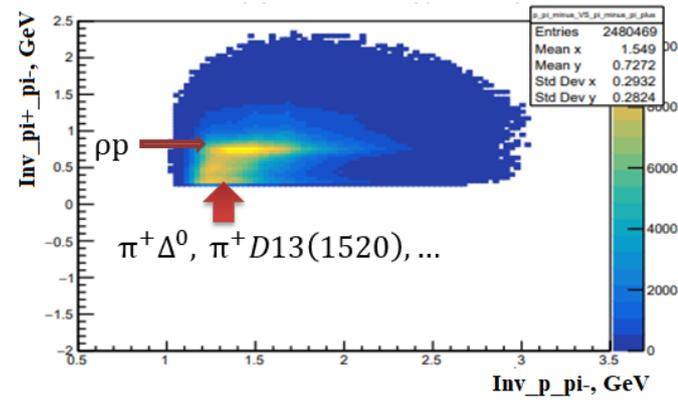


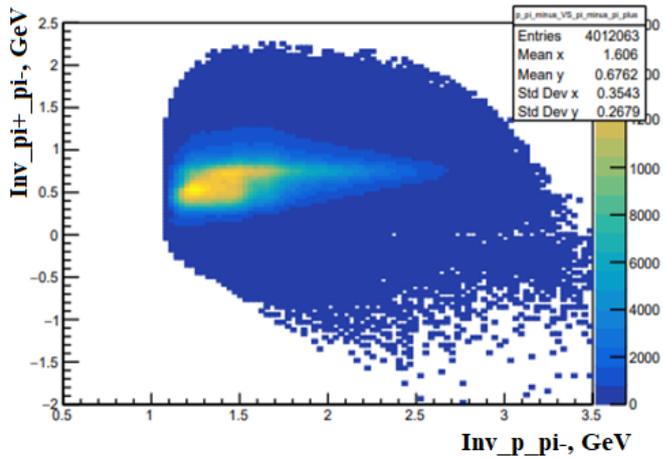
Рис. 3.7: Двумерные гистограммы: по вертикальной оси отложена инвариантная масса $p\pi^-$ в ГэВ, по горизонтальной - инвариантная масса $p\pi^+$ в ГэВ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион



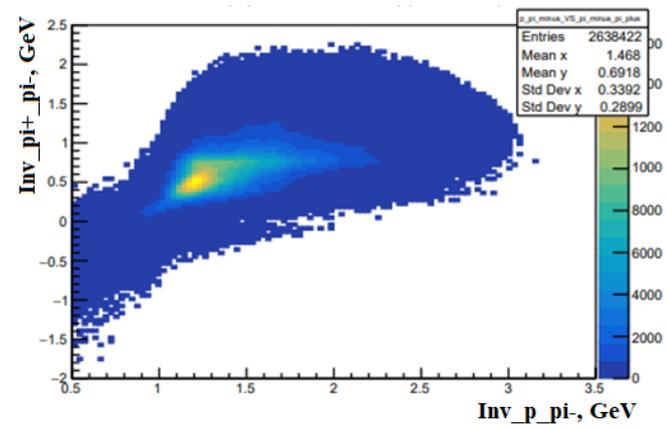
a)



b)



c)



d)

Рис. 3.8: Двумерные гистограммы: по вертикальной оси отложена инвариантная масса $\pi^+\pi^-$ в ГэВ, по горизонтальной - инвариантная масса $p\pi^-$ в ГэВ **a)** Топология где все конечные адроны фиксированы **b)** Топология где отсутствует протон **c)** Топология где отсутствует положительный пион **d)** Топология где отсутствует отрицательный пион

4. Дальнейший отбор событий

Чтобы увидеть другие изобарные каналы в спектрах инвариантных масс потребуется применить более аккуратные методы отбора, описание критериев которых представлено в данной главе.

Отборы на передний и центральный детектор

Отборы на передний и центральный детектор (FD и CD cuts) заключаются в следующем. Все события были разделены на 2 группы, в первую группу отбирались события, в которых все конечные частицы были зарегистрированы в передней части детектора (FD cut). Во вторую группу попадали все остальные события - то есть те, где хотя бы одна конечная частица была зарегистрирована в центральной части детектора (CD cut).

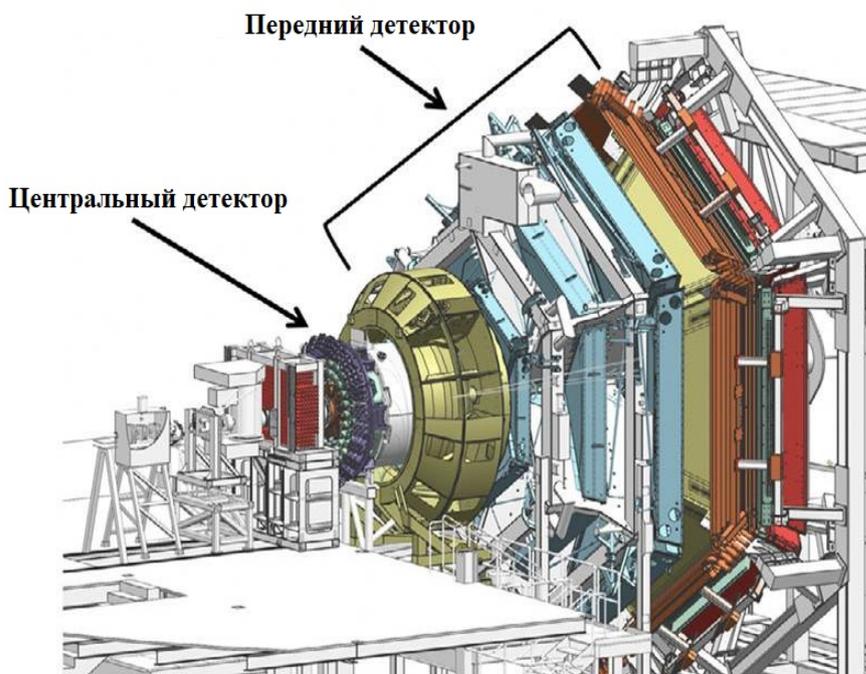


Рис. 4.1: Передняя и центральная части CLAS12

Отборы событий в различных интервалах по Q^2

Было произведено разбиение всей кинематической области по Q^2 на 7 интервалов: $Q^2 \in [0.4, 0.6]$ ГэВ², $Q^2 \in [0.6, 0.8]$ ГэВ², $Q^2 \in [0.8, 1.1]$ ГэВ², $Q^2 \in [1.1, 1.5]$ ГэВ², $Q^2 \in [1.5, 2.0]$ ГэВ², $Q^2 \in [2.0, 2.7]$ ГэВ², $Q^2 \in [2.7, 4.0]$ ГэВ². В дальнейшем рассматривались события, попадающие в каждую из областей по отдельности.

Исключение лишних адронов в каждой топологии

Данный критерий подразумевает, что в каждой топологии мы отбираем только те события, в которых зарегистрирован конечный электрон, только требуемые в данной топологии адроны и, быть может, позитроны, гамма-кванты.

В топологии где мы регистрируем все частицы, мы требуем чтобы в событии был зарегистрирован один электрон, один конечный протон, один положительный пион, один отрицательный пион и, быть может, позитроны и гамма-кванты. В топологии где мы не регистрируем протон, мы требуем чтобы в событии был зарегистрирован один электрон, один положительный пион, один отрицательный пион и, быть может, позитроны и гамма-кванты. В топологии где мы не регистрируем положительный пион, мы требуем чтобы в событии был зарегистрирован один электрон, один конечный протон, один отрицательный пион и, быть может, позитроны и гамма-кванты. В топологии где мы не регистрируем отрицательный пион, мы требуем чтобы в событии был зарегистрирован один электрон, один конечный протон, один положительный пион и, быть может, позитроны и гамма-кванты.

Результаты применения упомянутых методов отбора будут представлены в следующей главе.

5. Результаты применения методов отбора

Рассмотрим распределения по W с использованием вышеупомянутых продвинутых методов отбора.

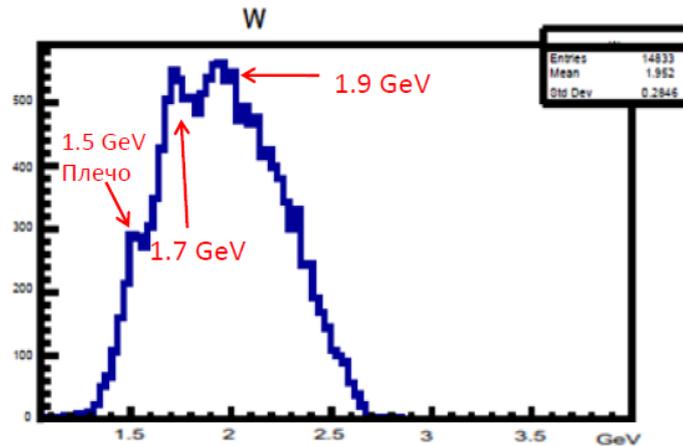


Рис. 5.1: Распределение по W в топологии с отсутствующим отрицательным пионом. Помимо всех предварительных отборов из главы 3 также были применены: отбор на передний детектор и отбор по Q^2 в интервале $[2.7, 4.0]$ ГэВ²

На Рис.5.1 мы явно видим сигналы от 3-й (1.7 ГэВ) и 4-й (1.9 ГэВ) резонансных областей в виде пиков. Также мы наблюдаем плечо при $W = 1.5$ ГэВ, соответствующее 2-й резонансной области.

Если рассмотреть события в другом интервале по Q^2 , мы сможем наблюдать пик при $W > 2$ ГэВ. Это область, в которой ожидается увидеть сигналы от гибридных барионов. Она не наблюдалась в данных CLAS и наблюдается впервые в данных CLAS12 (Рис. 5.2)

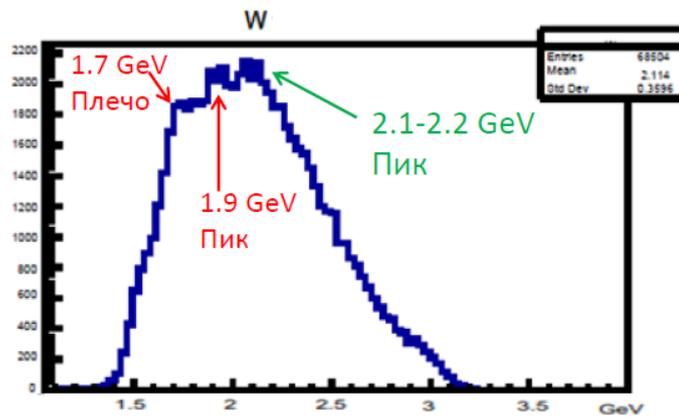


Рис. 5.2: Распределение по W в топологии с отсутствующим отрицательным пионом. Помимо всех предварительных отборов из главы 3 также были применены: отбор на передний детектор и отбор по Q^2 в интервале $[0.8, 1.1]$ ГэВ^2

Инвариантные массы пар конечных адронов

Рассмотрим распределение инвариантной массы $\pi^+\pi^-$, полученное с помощью методов отбора главы 4 (Рис. 5.3)

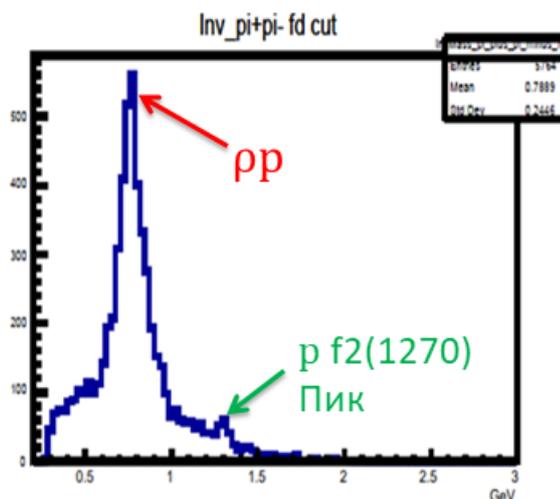


Рис. 5.3: Распределение по инвариантной массе $\pi^+\pi^-$ в топологии с отсутствующим протоном. Помимо всех предварительных отборов из главы 3 также были применены: отбор на передний детектор, отбор по Q^2 в интервале $[2.7, 4.0]$ ГэВ^2 и исключение всех лишних адронов в данной топологии

Видно, что по сравнению с распределением, сделанным с предварительными отборами (Рис. 3.2,b)), пропала структура с левого края распределения, таким образом, можно сделать вывод, что природа этой структуры - загрязнение из центральной части детектора, потому что для распределения на Рис.5.3 использовался отбор на передний детектор. Отбор по Q^2 в интервале $[2.7, 4.0]$ ГэВ² позволил значительно уменьшить относительный фон в распределении, и мы можем увидеть небольшой пик при 1.3 ГэВ, соответствующий мезону f_2 , который впоследствии распался на $\pi^+\pi^-$. Данный пик не наблюдался в данных CLAS, и мы его видим впервые в данных CLAS12. Таким образом, мезон-барионное квазидвухчастичное состояние $pf_2(1270)$ в дальнейшем будет добавлено в JM-модель.

Рассмотрим распределение инвариантной массы π^+p , полученное с помощью методов отбора главы 4 (Рис. 5.4)

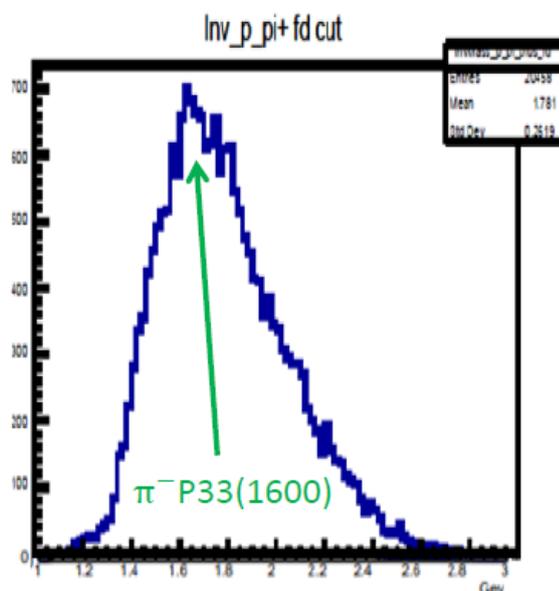


Рис. 5.4: Распределение по инвариантной массе π^+p в топологии с отсутствующим протоном. Помимо всех предварительных отборов из главы 3 также были применены: отбор на передний детектор, отбор по Q^2 в интервале $[0.4, 0.6]$ ГэВ² и исключение всех лишних адронов в данной топологии

Отбор на переднюю часть детектора выделяет частицы, рождённые

при больших W . Поэтому на Рис. 5.4 мы не видим сигнал от изобарного канала $\pi^- \Delta^{++}(1232)$, который наблюдался в случае использования предварительных отборов (Рис. 3.3, b), а вместо этого наблюдаем пик соответствующий изобарному каналу $\pi^- P_{33}(1600)$. Этот сигнал наблюдается впервые в данных CLAS12

Рассмотрим распределение инвариантной массы $\pi^- p$, полученное с помощью методов отбора главы 4 (Рис. 5.5)

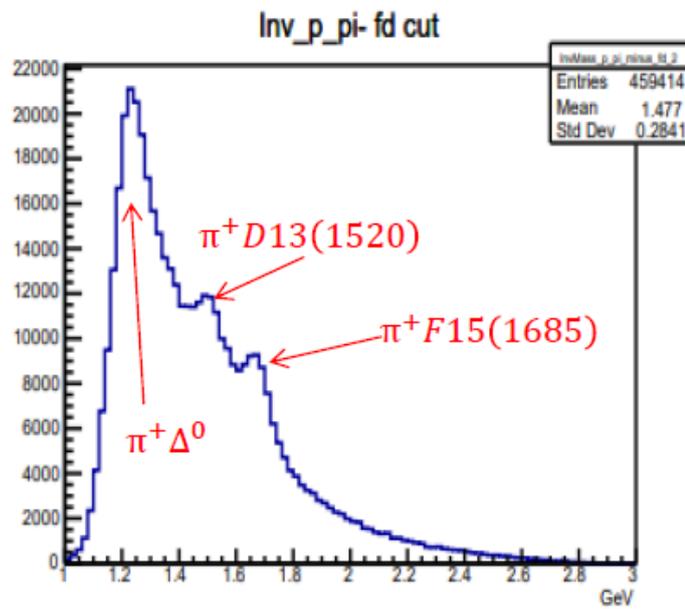


Рис. 5.5: Распределение по инвариантной массе $\pi^- p$ в топологии с отсутствующим отрицательным пионом. Помимо всех предварительных отборов из главы 3 также был применён отбор на передний детектор.

Сделав отбор на передний детектор, мы можем наблюдать в виде отчётливых пиков 3 изобарных канала, включённых в JM-модель, чего не наблюдалось в случае предварительных отборов (Рис. 3.4).

ВЫВОДЫ

В результате данной работы были разработаны методы отбора событий эксклюзивного канала электророждения $\pi^+\pi^-p$ на протоне из данных детектора CLAS12. С применением этих отборов были построены распределения всех интересующих нас величин. Физические сигналы, обнаруженные в данных CLAS12, не только воспроизводят результаты, полученные на CLAS, но и содержат новые, до сих пор не наблюдавшиеся явления:

- Сигнал в области $W > 2$ ГэВ в спектре W .
- Пик в распределении инвариантной массы $\pi^+\pi^-$ соответствующий каналу $pf_2(1270)$, не включённый в JM-модель.
- Пик в распределении инвариантной массы π^+p соответствующий каналу $\pi^-P_{33}(1600)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был проведён предварительный анализ реакции рождения $\pi^+\pi^-p$ состояния на протоне. Были разработаны критерии отбора, позволяющие надёжно выделить события реакции $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$.

При анализе отобранных событий наблюдались сигналы от изобарных каналов:

$$\gamma p \rightarrow f_2(1270)p \rightarrow \pi^-\pi^+p$$

$$\gamma p \rightarrow \pi^- P_{33}^{++}(1600) \rightarrow \pi^-\pi^+p$$

прежде не наблюдавшихся в данных детектора CLAS.

Результаты, полученные в данной работе докладывались на ежегодном собрании коллаборации CLAS лидером группы RG-K (слайды из презентации представлены на Рис. 5.6).

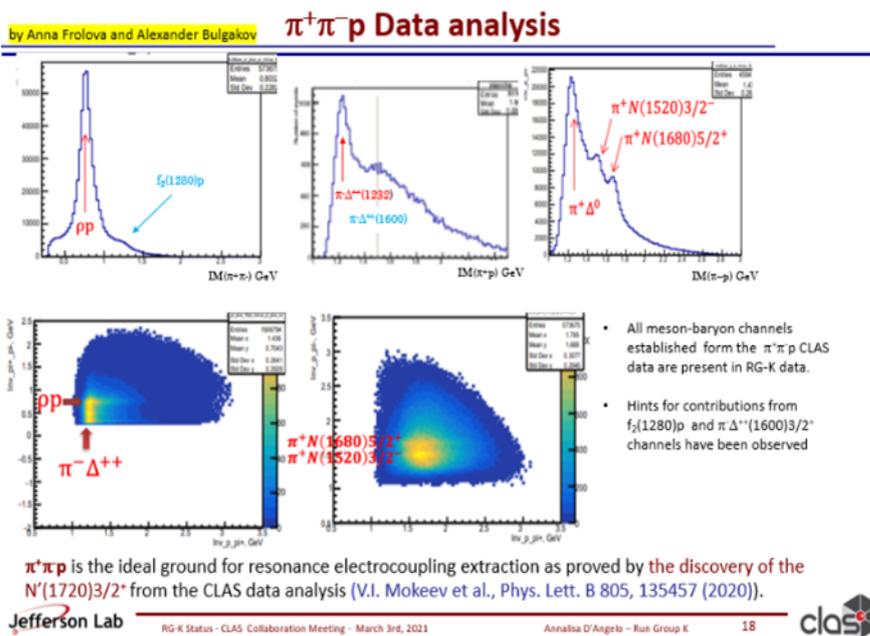
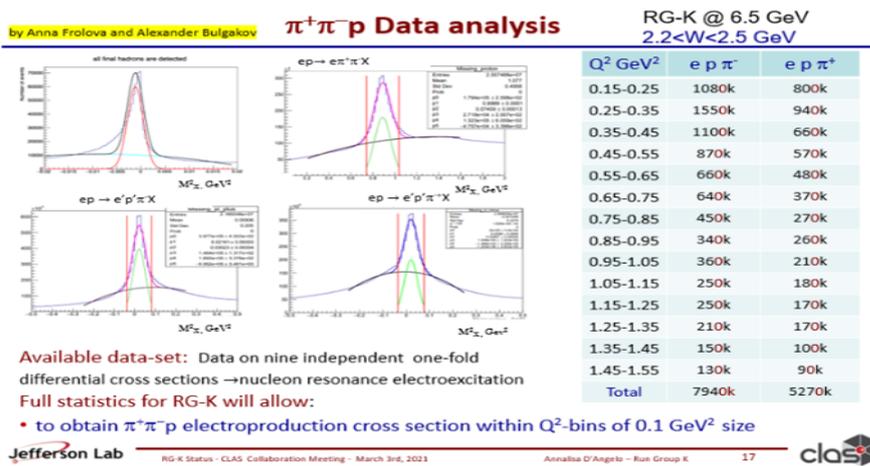


Рис. 5.6: Слайды с собрания коллаборации CLAS

Проданная работа снискала положительные отзывы и рекомендации по дальнейшему исследованию. В ближайших перспективах:

- Усовершенствовать критерии отбора.
- Сравнить полученные на экспериментальных данных результаты с результатами Монте-Карло моделирования, с целью получить эффективность регистрации данной реакции.
- Использовать результаты, полученные в данной работе, для получения дифференциальных сечений двухпионного канала.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. S.J. Brodsky et al., Int J. Mod. Phys. E29. 203006 (2020)
2. C.D. Roberts, Symmetry 12, 1468 (2020)
3. M. Varabanov et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 103835 (2021)
4. В.И. Мокеев, Диссертация на соискание учёной степени доктора физико-математических наук "Нукулонные резонансы в реакциях электророждения $\pi^+\pi^-$ пар на протоне "
5. С.В. Рогожин, Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук "Создание прототипа кремниевого вершинного детектора эксперимента CLAS12"
6. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/svt.pdf>
7. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ctof.pdf>
8. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/dc.pdf>
9. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ec.pdf>
10. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ft.pdf>
11. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ftof.pdf>
12. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/htcc.pdf>
13. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/ltcc.pdf>
14. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/rich.pdf>

15. W.A. Barletta, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment -
16. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/torus.pdf>
17. <https://www.jlab.org/Hall-B/clas12-web/specs/solenoid.pdf>
18. Review of Particle Physics, S. Eidelman et al., Phys. Lett. B592, 1 (2004).
19. Skorodumina, Iu. et al, TWOPEG: An Event Generator for Charged Double Pion Electroproduction off Proton