

Оглавление

Глава 1. Введение	2
Глава 2. Установка ВЕС	4
Глава 3. Особенности обработки данных	6
Глава 4. Отборы	8
Глава 5. Главная вершина взаимодействия	9
Глава 6. Выделение системы	11
6.1. 2TPL	11
6.2. 3TPL	16
Глава 7. Анализ фона, дифракционная реакция	24
Глава 8. Моделирование Монте-Карло	25
8.1. Распады в верхней вершине	26
8.2. Нейтрон в нижней вершине	28
8.3. $\Delta(1232)$ в нижней вершине	30
8.4. $\Delta(1600)$ в нижней вершине	32
8.5. Дифракционная реакция	33
Глава 9. Модель	34
9.1. Получение модельных функций	34
9.2. Соотношение между компонентами	36
9.3. Эффективность по сеансам	38
Глава 10. Оценка сечения	45
Глава 11. Заключение	53
Список сокращений и условных обозначений	57
Словарь терминов	58
Список иллюстративного материала	59
Список таблиц	61

Глава 1

Введение

Целью работы является выделение реакции $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- A'$ на данных, полученных на установке ВЕС, и определение основных характеристик этой реакции – сечения, массового спектра, возможных резонансных структур в подсистемах $\pi^+ \pi^-$ и $\eta' \pi$. Эти сведения нужны для определения возможности и целесообразности парциально-волнового анализа реакции.

Интерес к этой реакции вызван, прежде всего, особым положением η' - мезона среди легких псевдоскалярных частиц. В отличие от других восьми псевдоскаляров (π^+ , π^0 , π^- , η , K^+ , K^0 , \tilde{K}^0 , K^-), которые можно рассматривать как почти безмассовые голдстоуновские бозоны, обязанные своим происхождением спонтанному нарушению киральной симметрии, η' - мезон, будучи преимущественно $SU(3)f$ – синглетом, имеет относительно большую массу благодаря известной треугольной аномалии, возникающей при взаимодействии псевдоскаляра с глюонными полями.

Было бы очень интересно увидеть как эти особенности η' - мезона проявляются в его радиальных возбуждениях. В большинстве моделей достаточно тяжелые радиальные возбуждения имеют значительную парциальную ширину распада на $\eta' \pi^+ \pi^-$. Другим важнейшим направлением исследований является поиск псевдоскалярного глюбола, для которого также предсказывается значительная парциальная ширина распада на $\eta' \pi^+ \pi^-$.

Система $\eta' \pi^+ \pi^-$ может иметь следующий набор квантовых чисел: $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$ ($f_0 \eta'$), $0^+(2^{-+})$ ($f_2 \eta'$; $a_2 \pi$), $0^+(1^{++})$ ($f_2 \eta'$; $a_2 \pi$), $0^+(2^{++})$ ($f_2 \eta'$; $a_2 \pi$), $0^+(3^{++})$ ($f_2 \eta'$; $a_2 \pi$), $1^+(1^{--})$ ($\rho \eta'$), $1^+(0^{--})$ ($\rho \eta'$, $a_2 \pi$), $1^+(2^{--})$ ($\rho \eta'$, $a_2 \pi$), $1^+(1^{+-})$ ($a_2 \pi$), $1^+(2^{+-})$ ($a_2 \pi$), $1^+(3^{+-})$ ($a_2 \pi$), так что, наряду с псевдоскалярными состояниями могут рождаться и другие. Они тоже представляют интерес. Например, сравнение относительных вероятностей распада резонансов на $\eta' \pi^+ \pi^-$ и $\eta \pi^+ \pi^-$ позволяет высказываться об их возможной гибридной природе. Также, было бы крайне интересно найти экзотическую P-волну в подсистеме $\eta' \pi$.

Система $\eta' \pi \pi$ и наблюдаемые в этой системе резонансы изучались в ряде реакций: в радиационных распадах J/ψ [1,2,3,4,5,6,7], в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях [8], в аннигиляции $p\bar{p}$ [9, 10, 11]

В доступном для исследования в реакции $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \pi^- A'$ на установке ВЕС диапазоне масс наблюдаются следующие псевдоскалярные объекты : $\eta(1405-1475)$ [12], $\eta(1760)$ [12], X(1835) [12], $\eta(2225)$ [12], $\eta(2370)$ [12, 7].

Кроме того, в радиационных распадах J/ψ наблюдается объект X(2600) [6] с квантовыми числами $I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{-+})$ или $0^+(2^{-+})$. В аннигиляции $p\bar{p}$ получено указание на существование резонанса в канале $f_2 \eta'$ с квантовыми числами $I^G(J^{PC}) = 0^+(2^{-+})$, массой $m = 2248 \pm 20$ MeV и шириной $\Gamma = 280 \pm 20$ MeV [11]. Следует отметить, что среди перечисленных выше состояний только $\eta(1405 - 1475)$ относится к числу надежно установленных по номенклатуре PDG, а все остальные пока исключены из суммарного списка установленных резонансов.

Обнаружение тяжелых псевдоскалярных состояний вызвало большое количество работ, призванных объяснить наблюдаемые свойства этих резонансов. Особенное внимание привлекают аномально большие ширины радиационных распадов J/ψ на отдельные псевдоскалярные состояния и возможная избыточность состояний [13]. Для объяснения экспериментальных наблюдений привлекались модели с радиальными возбуждениями [15,16,17], глоболами [18,13], четырехкварковыми состояниями [18], $p\bar{p}$ – состояниями [19,20], рассмотрены различные модели смешивания [13,15,21].

Изовекторные состояния в системе $\eta'\pi^+\pi^-$ также представляют значительный интерес. В исследуемой области масс 1.9-2.5 ГэВ получены указания на существование резонансов $\rho(1900)$, $\rho_3(1990)$, $\rho(2150)$, $\rho_3(2250)$. Их характеристики, природа и сам факт существования требуют дополнительных исследований.

В литературе данные о свойствах системы $\eta'\pi^+\pi^-$ реакциях перезарядки отсутствуют. Систематическое изучение этой реакции (для каждого состояния: $\sigma(p)$, сравнение с другими модами распада) может стать важнейшим элементом в определении природы наблюдаемых объектов.

Изучение реакции очень полезно также для развития методики исследования на установке ВЕС систем с большим количеством частиц в конечном состоянии. Так, в реакции один из исследуемых каналов $\eta'((\eta\pi^+\pi^-\pi^0)\pi^+\pi^-)\pi^+\pi^-$ имеет в конечном состоянии шесть заряженных частиц и два γ -кванта. Ранее события со столь сложной топологией на установке ВЕС не изучались.

Структура дипломной работы следующая. Во второй и третьей главах приведено описание установки ВЕС, использованных в анализе данных и системы обработки.

Четвёртая глава включает список отборов для выделения реакции.

В пятой главе описывается главная вершина взаимодействия и предположения о изучаемого процесса.

В шестой главе обозначаются интересующие каналы реакции, обсуждается процедура выделения системы в зависимости от топологии и приводятся основные характеристики реакции, характеристики подсистем ($\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$, $\pi^+\pi^+$, $\pi^+\eta$, $\pi^-\eta$, $\pi^+\pi^-\pi^-$, $\pi^-\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-\eta$, $\pi^+\pi^+\eta$, $\pi^+\pi^-\eta$). Седьмая глава посвящена анализу фонов. В восьмой главе приведены результаты Монте-Карловской генерации и сравнения МК с данными. Девятая глава содержит описание модели для приближения реальных данных и анализ эффективности. В десятой главе оценивается сечение реакции. В заключении суммированы результаты и сформулированы основные выводы.

Глава 2

Установка ВЕС

Установка ВЕС - это магнитный спектрометр, расположенный в выводном канале протонного синхротрона У-70 ИФВЭ. ВЕС регистрирует продукты многочастичных реакций, происходящих при рассеянии вторичного пучка отрицательно заряженных частиц на фиксированной мишени. Вторичный пучок формируется в результате сброса протонного пучка с ускорителя на внутреннюю мишень. Вторичный пучок в основном состоит из пионов (96%), каонов (2%), электронов и антипротонов. Изображение установки приведено на рис. 2.1.

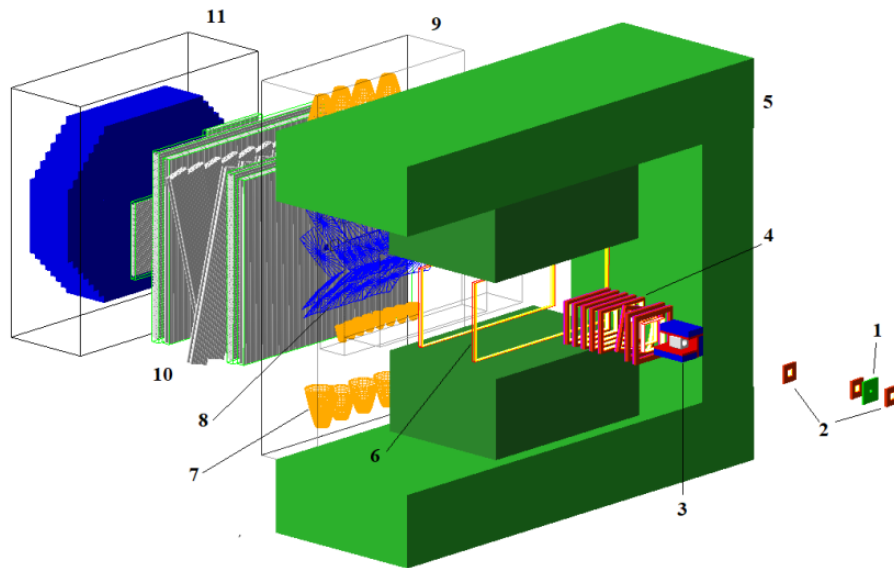


Рис. 2.1 – Установка ВЕС. Обозначения: 1 - сцинтилляторы пучковой секции, 2 - пропорциональные камеры, 3 - система ВЕТО с мишенью, 4 - пропорциональные камеры спектрометра, 5 - дипольный магнит, 6 - дрейфовые камеры, 7 - светособирающие конусы, 8 - зеркала, 9 - радиатор черенковского счётчика, 10 - панели с дрейфовыми трубками, 11 - электромагнитный калориметр.

Детекторы размещены спереди и позади магнита установки. Первыми по ходу пучка располагаются детекторы пучкового телескопа: сцинтилляторы в виде дисков $S1$, $S2$ диаметром 10 см и толщиной 5 мм, и $S3$ диаметром 4 см и толщиной 2 мм. Рядом размещены квадратные сцинтилляционные счётчики $A10$ и $A11$, с круговым отверстием для пучка диаметром 4 см. За магнитом точно на линии пучка установлены два сцинтилляционных счётчика $BK1$ и $BK2$ диаметром 7 см и толщиной 3 мм. Работа перечисленных приборов позволяет выделять статистику, относящуюся к пучковому потоку, определять мгновенную интенсивность, и отмечать события, в которых произошла реакция в мишени.

Следующим элементом установки является мишенная часть. Она состоит из алюминиевого держателя и цилиндрической бериллиевой мишени, установленная в его зазоре. Толщина цилиндра 40 мм, диаметр - 45 мм. Держатель представляет собой квадратную призму разме-

ром $12 \times 12 \times 15 \text{ см}^3$. На входе пучка отверстие цилиндрическое, на выходе - конусообразное, соответствующее апертуре расположенного ниже магнита. 4 боковые стороны держателя обложены 8 сцинтилляционными счётчиками. Два многослойных детектора расположены по направлению выходного окна держателя. Вместе они формируют вето-систему. Требование отсутствия срабатываний в вето-системе позволяет подавить статистику реакций с фрагментацией в нижней вершине, в которых продукты фрагментации разлетаются под большими углами. Диаграммное определение нижней и верхней вершины даётся в главе ...

Магнитный спектрометр состоит из большого магнита и трековой системы. Благодаря его работе можно определить компоненты вектора импульса заряженной частицы и знак её заряда. Двухсоттонный дипольный магнит *M13* имеет воздушный зазор высотой 1 м и длиной по пучку 1.5 м. Магнитное поле в центре магнита составляет 1.1 Тл при протекании тока в 4 кА по его медной обмотке. Трековая система представлена различными детекторами расположенными перед магнитом, внутри и позади него. Между мишенной частью и магнитом находятся три двухкоординатные многопроволочные пропорциональные камеры с площадью $60 \times 40 \text{ см}^2$. Далее следуют ещё пять подобных детекторов с площадью $45 \times 40 \text{ см}^2$. Внутри магнита установлены две двухплоскостные однокоординатные дрейфовые камеры. За магнитом расположены четыре двухкоординатные станции дрейфовых трубок размером $2 \times 1.5 \text{ м}^2$.

Сразу за магнитом находится многоканальный черенковский счётчик, служащий для идентификации вторичных частиц фрагментации верхней вершины. Прибор объёмом около 8 м^3 заполнен фреоном при атмосферном давлении, и имеет 28 регистрирующих каналов. Пороговый импульс для пионов 3.5 Гэв.

Компоновку установки ВЕС завершает электромагнитный калориметр, регистрирующий нейтральные частицы. Работа прибора позволяет определять координату попадания частицы и соответствующее энергосодержание. Энергетическое разрешение около 4%, координатное - 3.2 мм при 5 Гэв.

В части канала вывода, предшествующей установке, расположены детекторы, которые позволяют определять величину импульса пучковых частиц и проводить их идентификацию.

Глава 3

Особенности обработки данных

Во время работы ВЕС все сигналы, получаемые с детекторов, подаются в систему сбора данных установки. Эта система включает в себя передающую электронику и управляющий компьютер. Одна часть детекторов служит для измерения значений физических величин. Другая для фиксации наличия некоторого качества у события. Примеры таких детекторов: $S1$, $A10$, $A11$, $BK1$ и др. Эти устройства передают в систему сбора данных бинарный сигнал. Триггер - это класс событий, характеризующийся определённой комбинацией срабатываний детекторов с бинарной логикой. Важными для физического анализа являются следующие триггеры:

$$BEAM = S1 \cdot S2 \cdot S3 \cdot \overline{(A10 + A11)}$$

$$MWG = BEAM \cdot \overline{(BK1 + BK2)}$$

$$MAIN = MWG \cdot \overline{(VETO)}$$

Событие принадлежит триггеру, если соответствующая логическая метка равна 1. Одно событие может принадлежать сразу нескольким триггерам. Существуют и другие триггеры.

События в триггере BEAM служат для предварительного выделения статистики пучкового потока. В таких событиях пучковая частица не выходит за границы трубки диаметра 4 см, приблизительно соответствующего диаметру мишени.

Триггер MWG (MAIN without guard) дополнительно требует несрабатывание $BK1$ и $BK2$ за мишенью, то есть наличие реакции в веществе с выбыванием пучковой частицы.

VETO - логическая сумма сигналов с восьми сцинтилляционных счётчиков и двух многослойных детекторов, образующих охранную систему мишенной части. Триггер MAIN маркирует события, в которых помимо прочего не было срабатываний в вето-системе.

Работа установки управляется циклами протонного синхротрона, обеспечивающего сброс пучка. Время приёма данных за один сброс ограничено, триггеры содержат существенно различное количество событий и имеют разную ценность для исследований. Поэтому для каждого триггера устанавливается коэффициент разреживания. Управление этими циклами обеспечивает триггерная система на основе программируемой логической интегральной схемы. Триггерная система посылает системе сбора данных сообщение о разрешении приёма событий в определённом триггере. Получив разрешение, система собирает событие из отдельных фрагментов данных и записывает на диск. Размер одного события порядка 2 кБ. Запись осуществляется в файлы объёмом около 1 ГБ. Данные в таком виде принято называть сырыми данными. Сырые данные с каждого сеанса дублируются на материальные носители и хранятся в вычислительном центре ИФВЭ.

Впоследствии сырые данные подвергаются нескольким этапам событийной реконструкции off. Реконструкция включает построение треков, подгонку их параметров, определение вершин взаимодействий, идентификацию частиц и многое другое. Реконструированные события записываются в виде специальных файлов формата DST [22] на основе реляционных таблиц. Файлы формата DST удобны для обработки в целях физического анализа.

Монте-Карло моделирование на установке ВЕС использует обеспечение Geant-4. На вход модели установки подаются события из сгенерированного образца с распадами определённой кинематики и распределений по физическим величинам. Данные о пучковой частице и вершине взаимодействия заимствуются из реальных данных. Также производится намеренное подмешивание квазислучайных срабатываний для приближенной к реальности ситуации, когда событие может получить срабатывание от другого, близкого по времени события. Geant-4 формирует отклики детекторов на вторичные частицы для каждого события из образца. Эти срабатывания подаются в программу off, которая обрабатывает их точно так же, как и реальные данные. Результат подвергается реконструкции. Монте-Карло моделирование на установке служит для определения эффективностей и разрешений.

Два раза в год проводится сеанс работы ускорителя. В течение сеанса установка ВЕС ИФВЭ накапливает экспериментальные данные. Объём статистики за сеанс обозначается его порядковым номером, например, run44.

Глава 4

Отборы

Выделение статистики реакции из массива данных установки ВЕС осуществляется с помощью следующей последовательности отборов:

- 1) Успешность загрузки файлов для карты магнитного поля, geodb (базы данных геометрии установки), dst-файла.
- 2) Наличие пучкового трека.
- 3) Пересечение пучковой частицей переднего торца мишени в круге радиуса, на 1 мм меньший, чем радиус мишени. Этот отбор требуется для вычисления сечения. Расположение мишени загружается из geodb.
- 4) Событие успешно реконструировано.
- 5) Событие имеет одну вершину.
- 6) Вершина является главной, то есть входящей частицей является пучковая.
- 7) Триггер. Для отбора реакции использовались два триггера MAIN и MWG.
- 8) Fiducial cut. Требование отсутствие треков через увеличенные по диаметру на 80 мм круговые области счётчиков *BK1*, *BK2*.
- 9) Short-track cut. Устранение из рассмотрения событий с неполноценными треками вторичных частиц, расходящимися под большими углами к оси пучка.
- 10) Успешная реконструкция импульса пучка.
- 11) Вершина события находится внутри мишени.
- 12) Топология: требуется определённое количество положительных, отрицательных треков, нейтральных частиц. Данный отбор зависит от моды распада системы (см. гл. 5).
- 13) Гамма-конверсия в ЭМК.
- 14) Отбор системы. Включает множество обрезаний по массам и энергиям комбинаций 4-векторов продуктов реакции. Отличается для разных топологий.
- 15) $0\text{Gev}^2 \leq mm^2 \leq 2.0\text{Gev}^2$.
- 16) $t' \leq 0.2\text{Gev}^2$
- 17) Упругость:

$$27\text{Gev} \leq |\vec{p}_{system}| \leq 31\text{Gev}$$

Особенно важными для физического анализа являются величины, указанные в последних трёх отборах.

\vec{p}_{system} - трёхмерный импульс рождающейся системы. По величине немного меньше модуля импульса пучковой частицы. Уменьшение связано с потерями на импульс отдачи, а также с потерей частиц в верхней вершине при регистрации.

$$mm^2 = (p_{beam} + p_{target} - p_{system})^2 - \text{квадрат массы отдачи.}$$

$$t = (p_{beam} - p_{system})^2 = (p_{recoil} - p_{target})^2 - \text{квадрат импульса передачи.}$$

$$t' = |t| - |t|_{min}$$

Глава 5

Главная вершина взаимодействия

Главной вершиной называется вершина, в которой пучковая частица налетает на покоящуюся частицу мишени. В результате взаимодействия в ней рождается изучаемая система и частица отдачи. Диаграмма главной вершины $2 \rightarrow 2$ изображена на рис. 5.1.

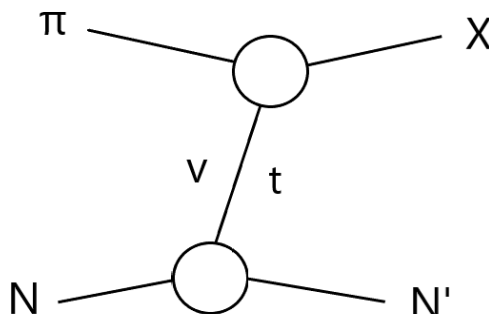


Рис. 5.1 – Главная вершина

Основным предметом анализа на установке ВЕС являются t -канальные реакции фрагментации мезонного пучка. Это означает, что можно предположить наличие двух промежуточных вершин, взаимодействие между которыми осуществляется виртуальной частицей v . Верхняя вершина - это взаимодействие $\pi v \rightarrow X$. Нижняя вершина представлена реакцией $N \rightarrow vN'$. N' - некоторый барион отдачи. Кинематически именно система X уносит большую часть импульса пучка. В лабораторной системе отсчёта продукты распада X разлетаются под малыми углами к оси пучка (в апертуру магнитного спектрометра). Частица отдачи напротив имеет сравнительно малый импульс. Продукты её распада расходятся под большими углами в ЛСК, давая срабатывания в вето-системе, окружающей мишень.

Опыт изучения различных реакций на установке показывает, что обычно распределение по mt^2 широкое, простирается до значений порядка $4Gev^2$. Это означает, что в событиях, детектируемых установкой, отдачей является не только нуклон, но и более тяжёлые барионы, например, N^* или Δ . Распределение t' обычно узкое, с основной статистикой в области $0.2Gev^2$, что можно воспринимать как указание на обмен лёгким мезоном между вершинами. Если квантовые числа допускают π в качестве переносчика взаимодействия, сечения процесса с виртуальным пионом будут большими. В работе рассматриваются реакции именно в предположении однопионного обмена (ОПЕ).

В изучаемой реакции $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- A'$ пучковый пион взаимодействием с нуклоном в составе ядра бериллия. Не приводящиеся в работе расчёты квантовых чисел показывают, что

π может выступать в качестве переносчика взаимодействия. Изотопический спин системы $\eta'\pi^+\pi^-$ равен 1 (в подсистеме $\pi^+\pi^-$ выделяется ρ -мезон, см. гл. 6), а полный изотопический спин системы до взаимодействия может быть равен $1/2$ или $3/2$. Таким образом, реакции с рождением Δ -барионов в нижней вершине являются разрешёнными для рассматриваемого процесса, и они будут конкурировать с изучаемой реакцией.

Глава 6

Выделение системы

Исследуется реакция перезарядки на ядре бериллия.

$$\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- A'$$

В работе изучался распад η' -мезона в трёх топологиях:

1TPL: Br = 29.5%

$$\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$$

2TPL: Br = 16.75%

$$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$$

3TPL: Br = 9.62%

$$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \rightarrow 2\pi^+ 2\pi^- 2\gamma$$

Выделение 1TPL базовыми методами не дало результата. Причиной стало большое присутствие фона, который может происходить из другой реакции с потерей частиц при детектировании, а также невозможность локализовать фон из-за большой ширины ρ -мезона. Для изучения были оставлены две моды распада: 2TPL и 3TPL. Для обеих топологий наличие третьего γ -кванта допускалось с целью включения в рассмотрение событий, в которых третий фотон считается шумовым, не относящимся к реакции (с энергией меньше 0.5 Гэв).

Был произведён предварительный отбор реальных данных установки ВЕС, который оставил успешно реконструированные события с одной главной вершиной, с количеством положительных и отрицательных треков, соответствующим топологии, и 2 или 3 нейтральными частицами.

6.1. 2TPL

В спектре масс пары γ -квантов наблюдаются большой пик при массе π^0 , и менее значительный максимум при массе η -мезона (рис. 6.1). В данной топологии фотоны рождаются при распаде η -мезона. События с двумя гамма-квантами, для которых масса пары не близка по массе к η , отбраковываются. Для событий с тремя гамма-квантами выбрать пару можно тремя способами. Если масса хотя бы одной комбинации попадает в область π^0 -мезона, все три комбинации устраняются из рассмотрения. Далее выбирается ближайшая комбинация к массе η -мезона. Производится проверка, является ли шумовым третий гамма-квант, не вошедший в пару. Если его энергия более 0.5 Гэв, событие далее не обрабатывается. Данные с 2 и 3 гамма-квантами, прошедшие указанные отборы, считаются статистикой с чистой топологией и далее могут рассматриваться совместно.

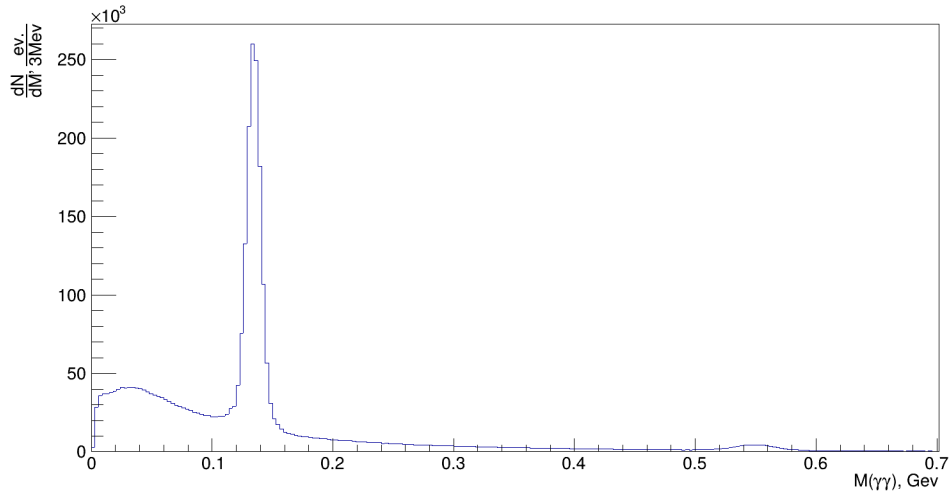
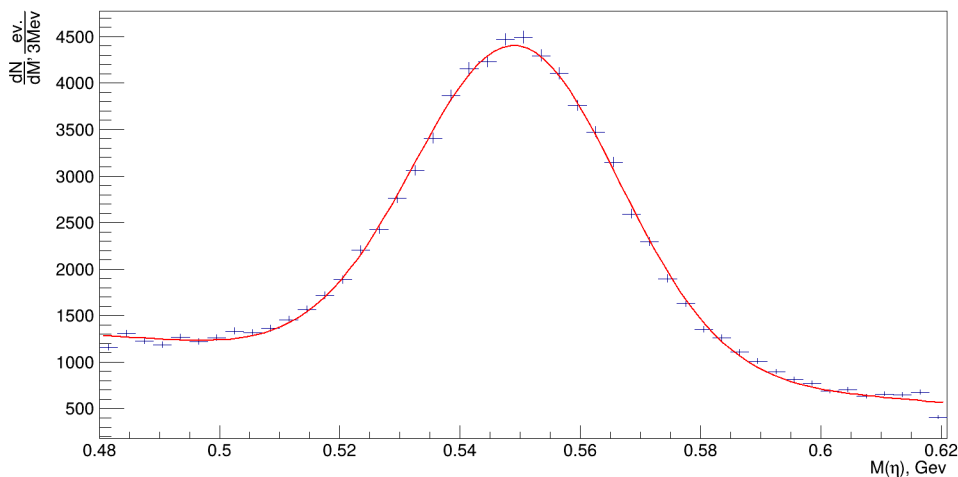


Рис. 6.1 – Масса двух фотонов

В распределении по массе η -мезона присутствует фон. Целенаправленно фон в обработке не устраняется. Предполагается, что он будет подавлен при последующем выделении η' -мезона. Значение ширины пика и положения максимума получаются при фитировании спектра суммой линейной функции и распределения Гаусса (рис. 6.2). Производится обрезание в пределах 2σ от максимума. К 4-импульсам пары гамма-квантов применяется процедура 1C-fit на массу η -мезона, значительно сужающая его ширину. После выделения η -мезона требуется отобрать статистику распада $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$.

Рис. 6.2 – Масса η -мезона

С учётом имеющихся π^+ и π^- из распада системы, имеется 4 способа собрать η' -мезон. В четырёхзаходной гистограмме наблюдается большое присутствие фона (рис. 6.3). Тем не менее, наблюдается острый пик при массе η' . Оставляется ближайшая комбинация к этому пику. Производится фитирование спектра с помощью линейной функции и распределения Гаусса. Фон признаётся статистика в боковых областях $[m_{\eta'} - 4\sigma, m_{\eta'} - 2\sigma]$ и $[m_{\eta'} + 2\sigma, m_{\eta'} + 4\sigma]$. Обрезание по массе для η' -мезона производится в диапазоне $[m_{\eta'} - 2\sigma, m_{\eta'} + 2\sigma]$ (рис. 6.4). В

этой центральной области присутствуют интересные события, а также фон. Такие границы обеспечивают равное количество фона в центральной области и боковых, в предположении линейности фона. Фоновые события, имеющиеся под пиком η' -мезона, вычитаются из всех последующих распределений.

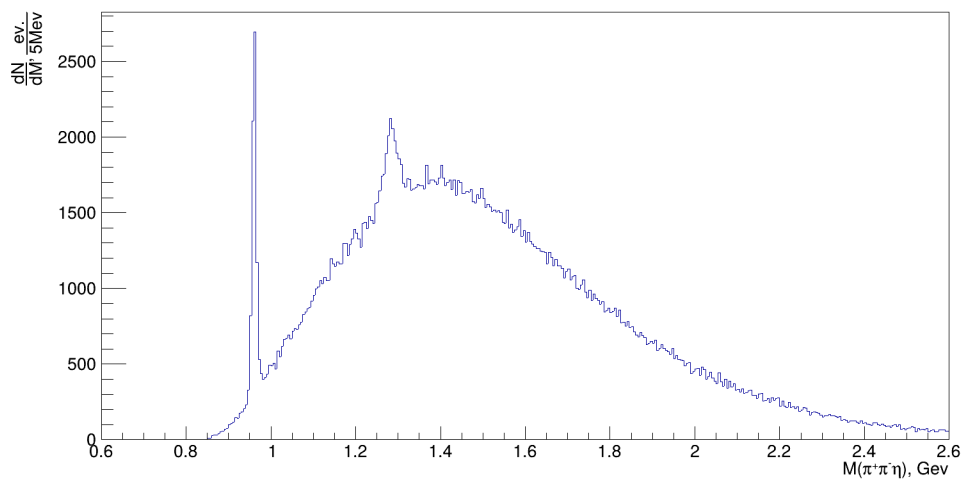


Рис. 6.3 – Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$, 4 комбинации

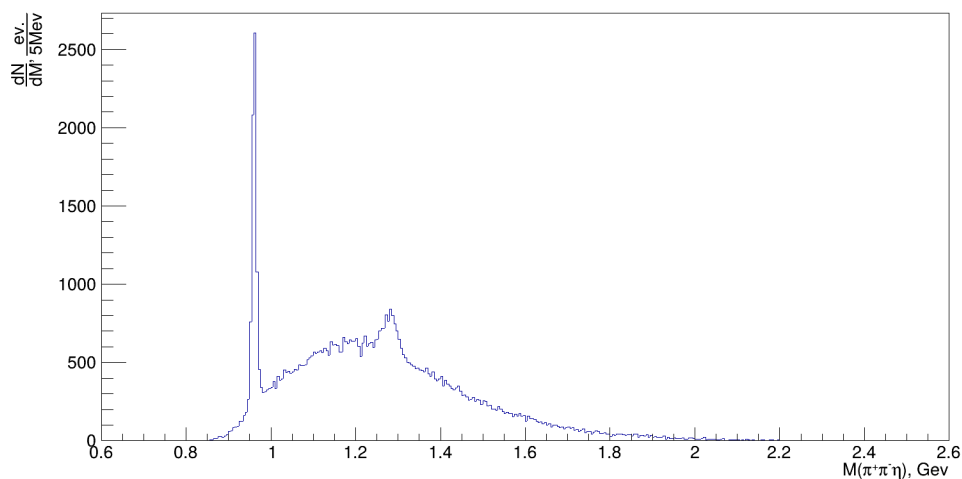


Рис. 6.4 – Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$

Ниже приводятся распределения основных физических величин:

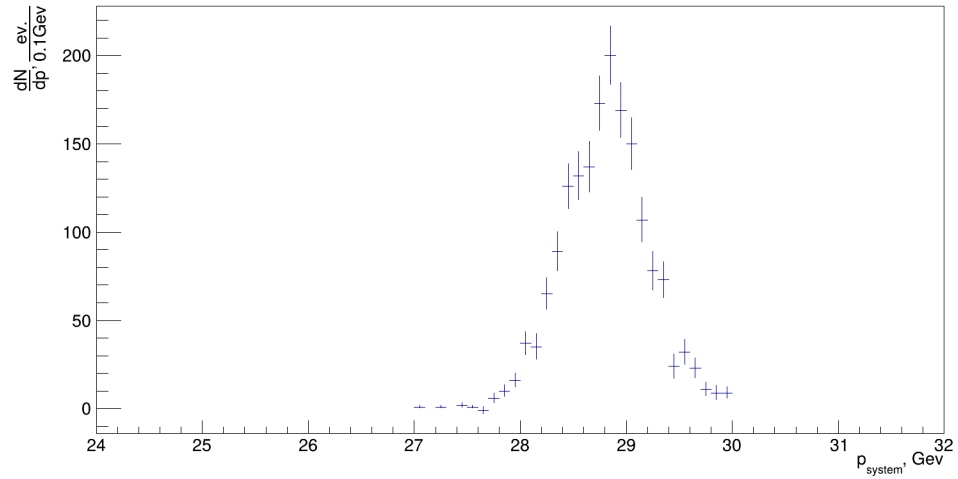


Рис. 6.5 – Модуль импульса системы

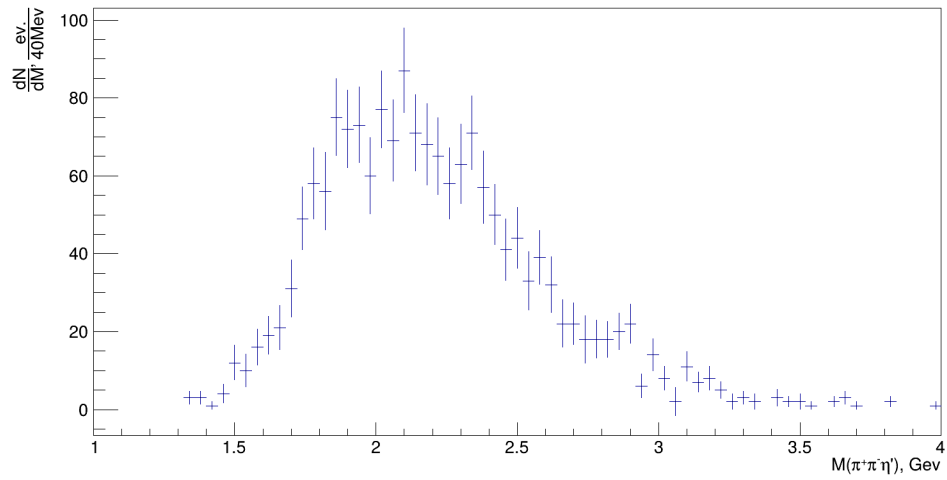
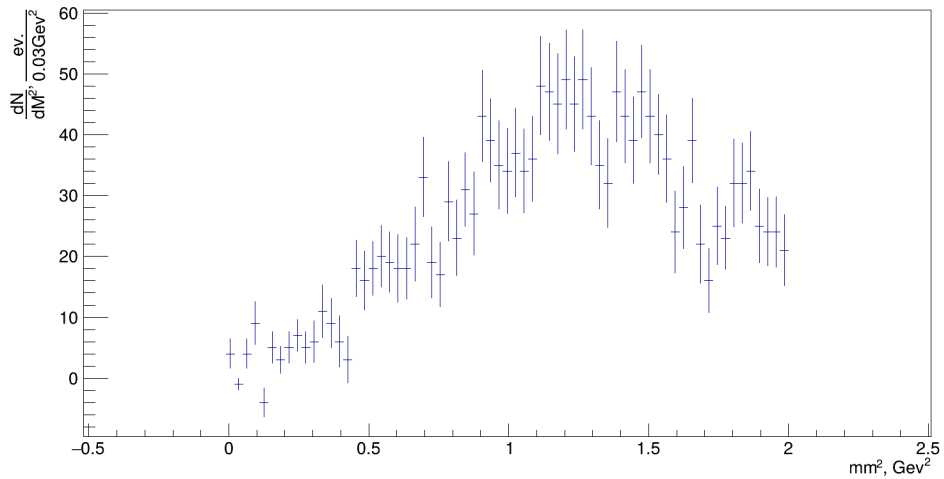
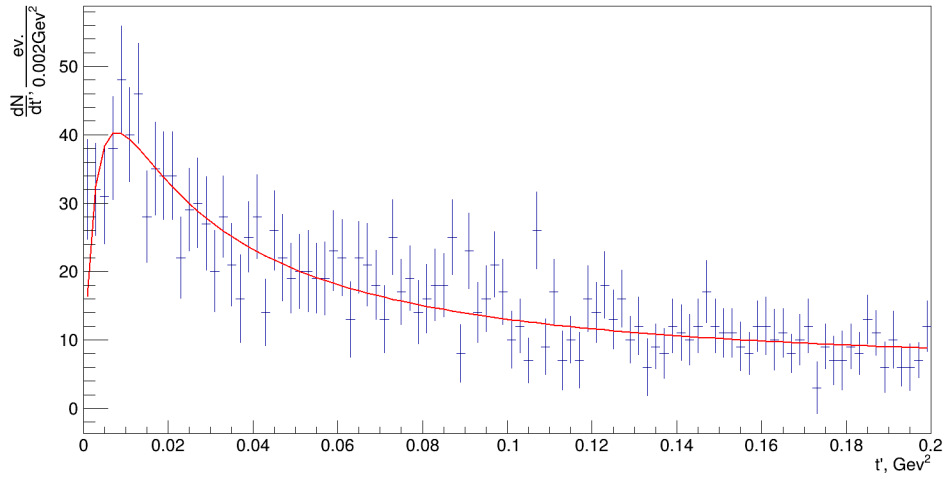
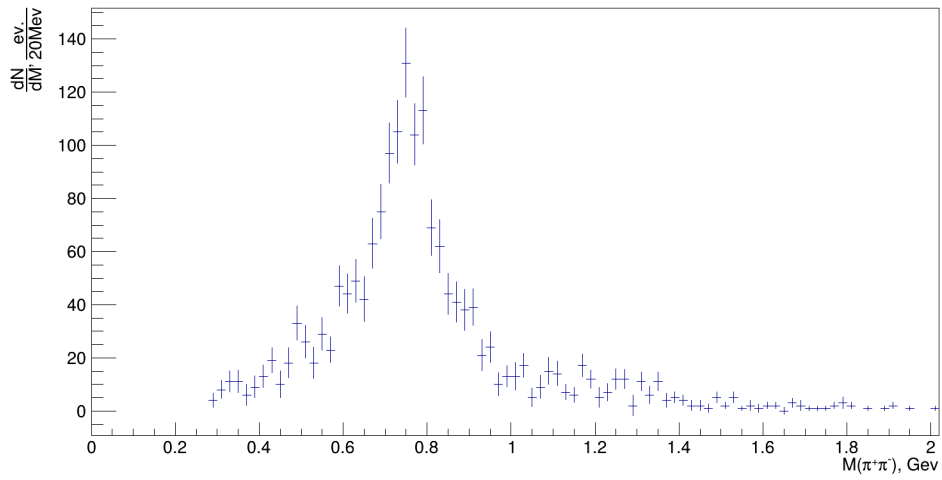
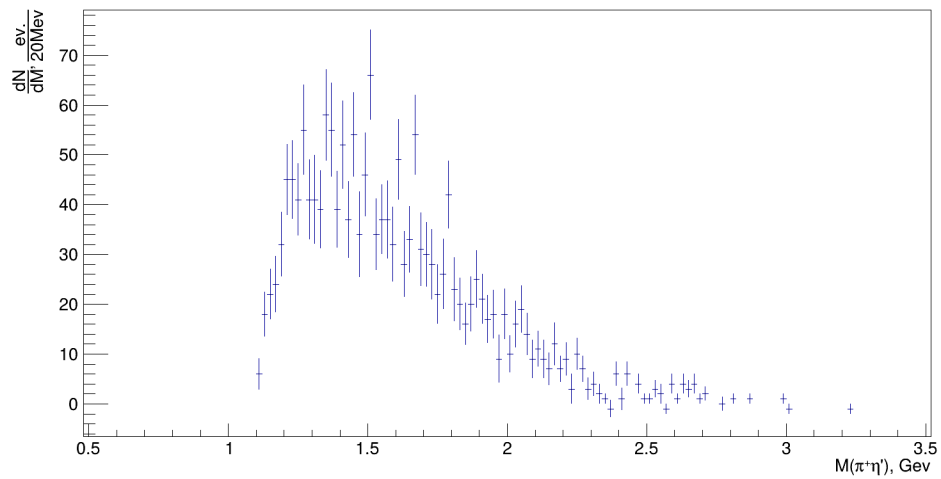
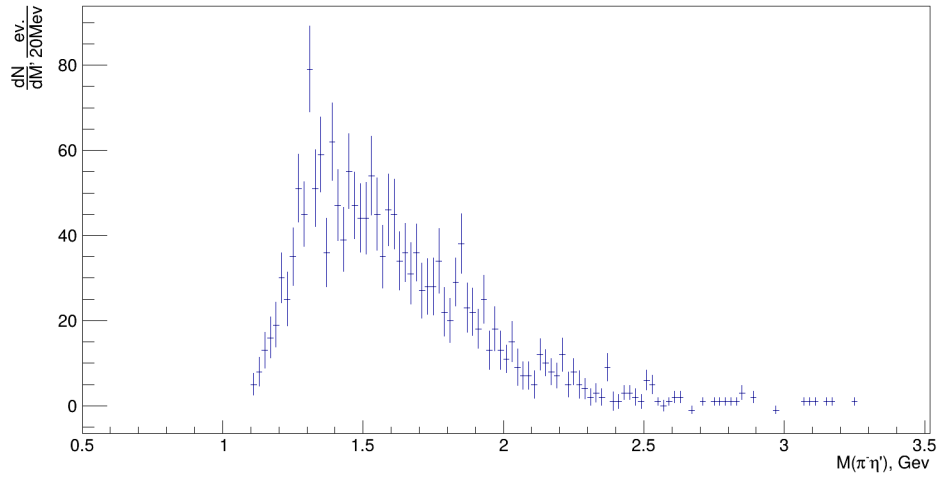


Рис. 6.6 – Масса системы (без поправки на эффективность)

Рис. 6.7 – mm^2

Рис. 6.8 – t' Рис. 6.9 – Масса подсистемы $\pi^+\pi^-$ Рис. 6.10 – Масса подсистемы $\pi^+\eta'$

Рис. 6.11 – Масса подсистемы $\pi^- \eta'$

В распределении по массе системы $\pi^+ \pi^-$ видно присутствие ρ -мезона.

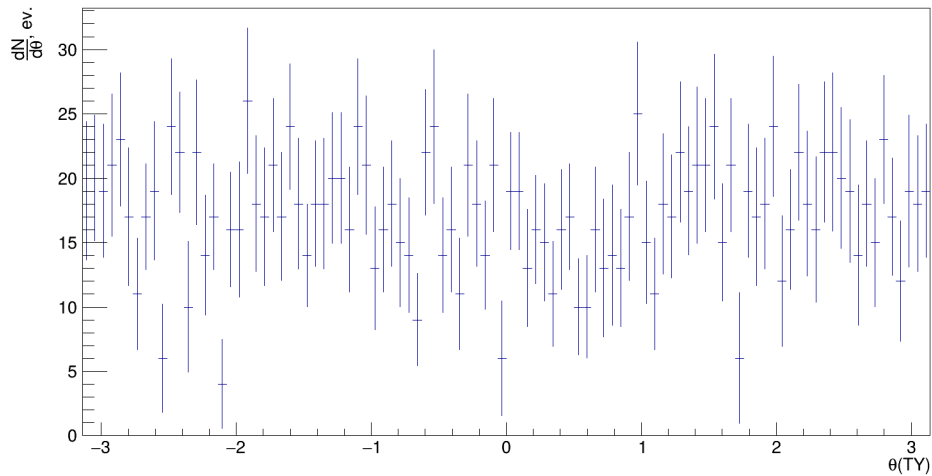


Рис. 6.12 – Угол Треймана-Янга

На рис. 6.12 изображено распределение по углу Треймана-Янга в системе Готфрида-Джексона. Характер распределения согласуется с предположением ОРЕ.

6.2. ЗТРЛ

В третьей топологии два γ -кванта происходят из распада π^0 . При имеющихся двух фотонах отбираются события с массой пары, близкой к массе π^0 (рис.6.12).

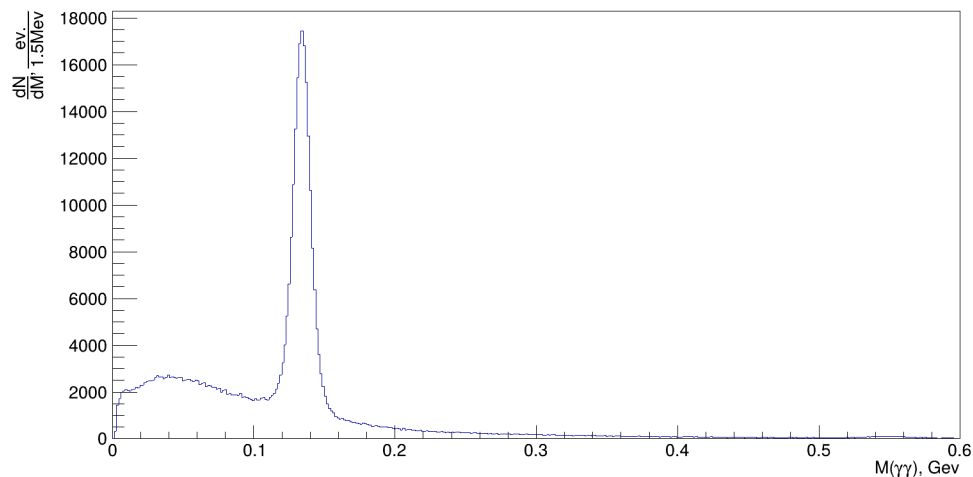
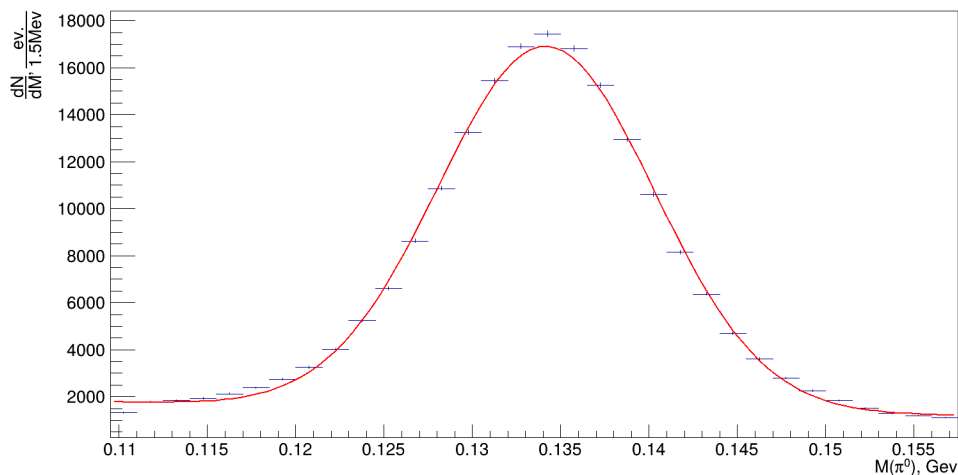


Рис. 6.13 – Масса двух фотонов

Для трёх γ -квантов оставляется ближайшая комбинация, и производится обрезание по массе. Применяется 1С-fit на массу π^0 (рис.6.13).

Рис. 6.14 – Масса π^0 -мезона

Для выделения статистики $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ необходимо выбрать один π^+ из трёх возможных и один π^- из трёх возможных. На многозаходную гистограмму заносятся значения трёхчастичных масс для девяти комбинаций (рис.6.14). Оставляется ближайшая к обнаруженному пику η -мезона комбинация (рис.6.15). Происхождение π^+ и π^- , присвоенных распаду η , далее не пересматривается.

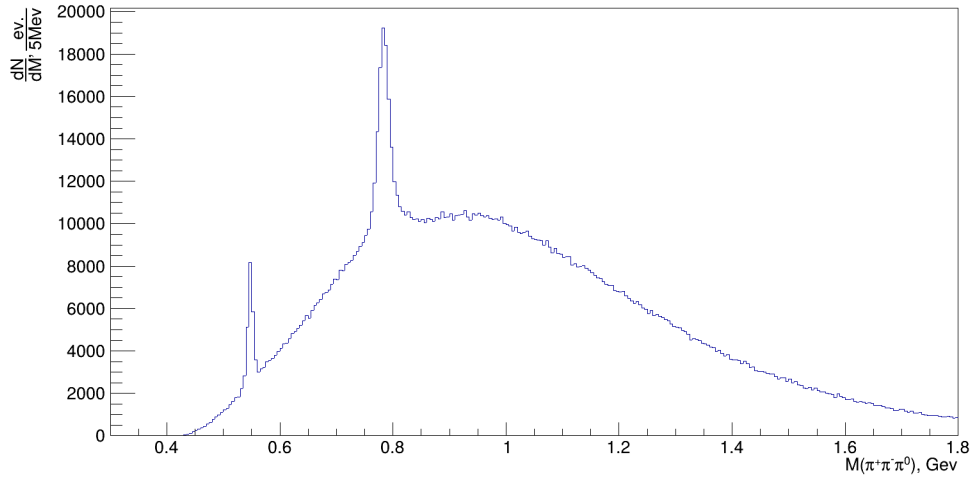


Рис. 6.15 – Масса системы $\pi^+\pi^-\pi^0$, 9 комбинаций

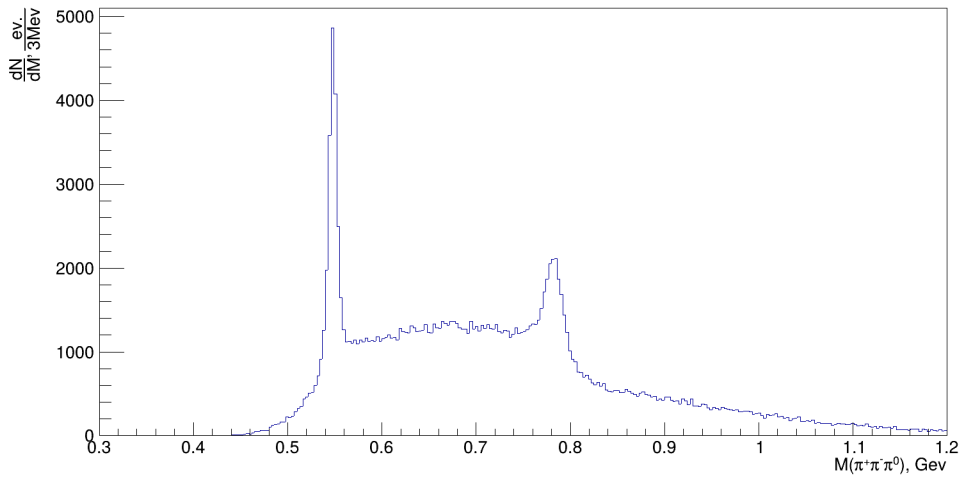


Рис. 6.16 – Масса системы $\pi^+\pi^-\pi^0$

Выбор π^+ и π^- для распада $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ производится из двух π^+ и двух π^- , то есть имеется 4 комбинации (рис.6.16). Наличие острого пика при значении массы искомого мезона позволяет сохранить ближайшую к нему комбинацию (рис.6.17).

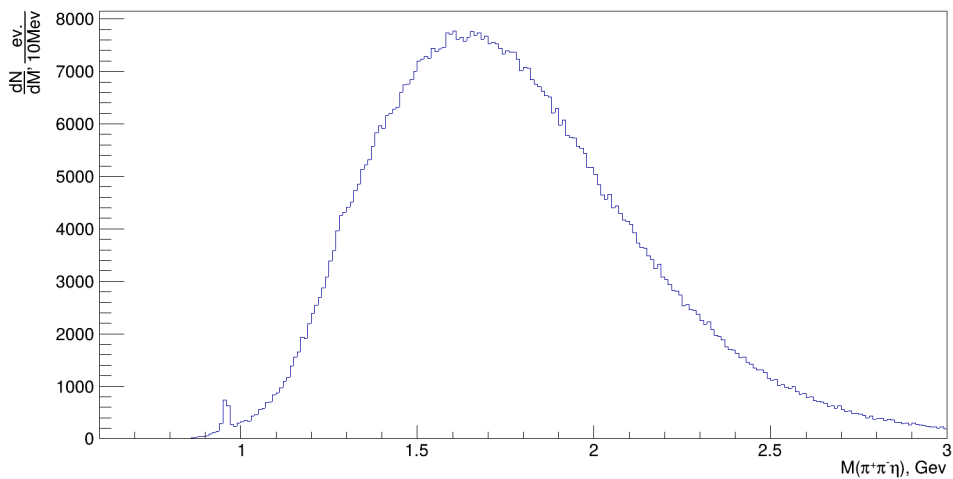
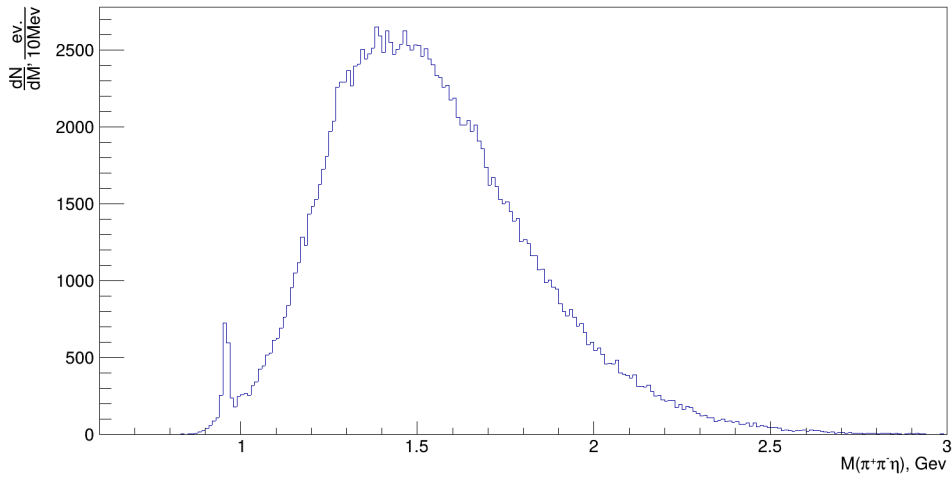
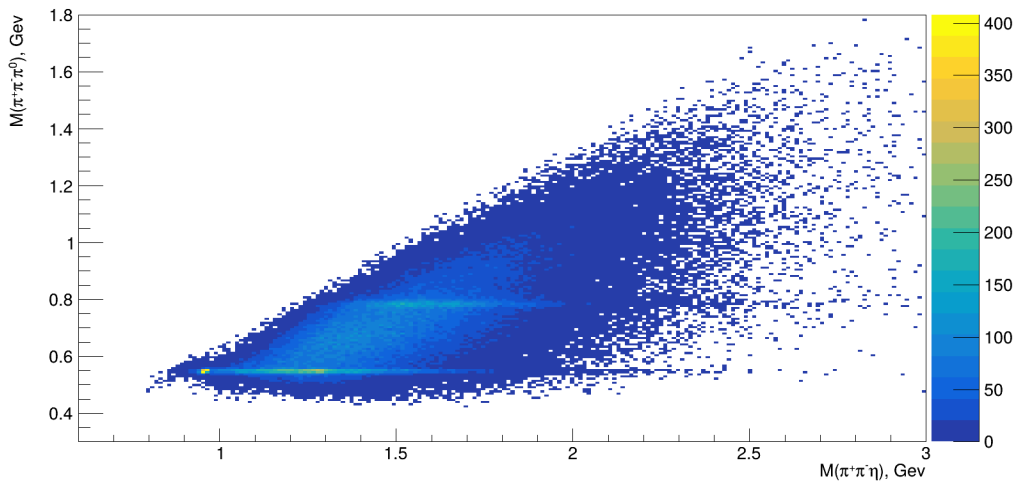
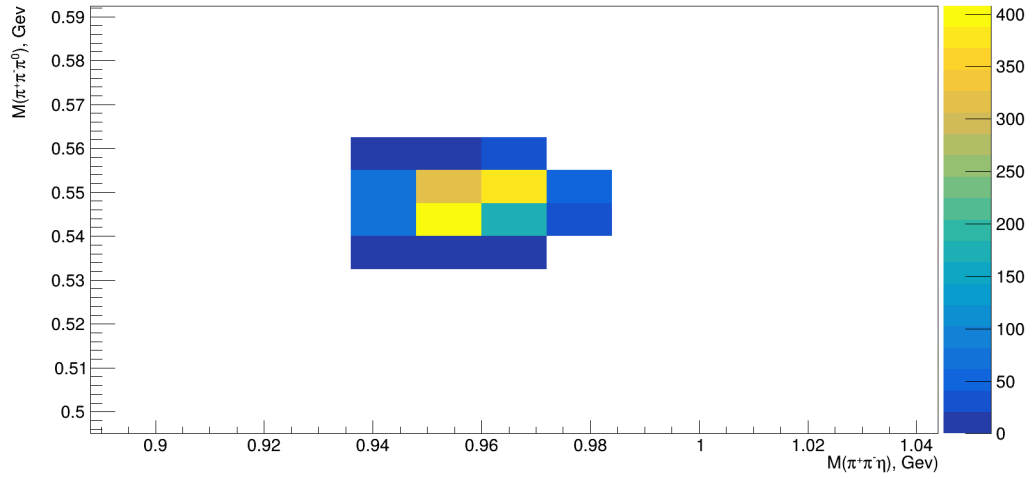
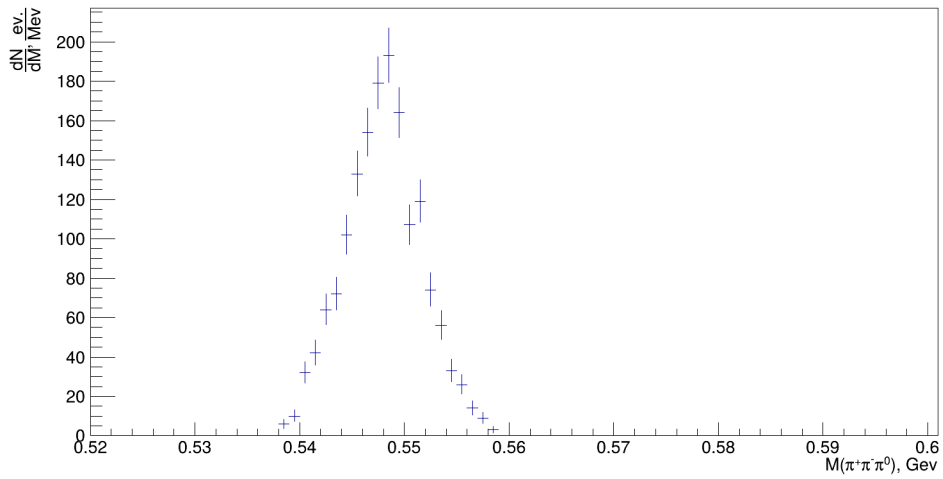
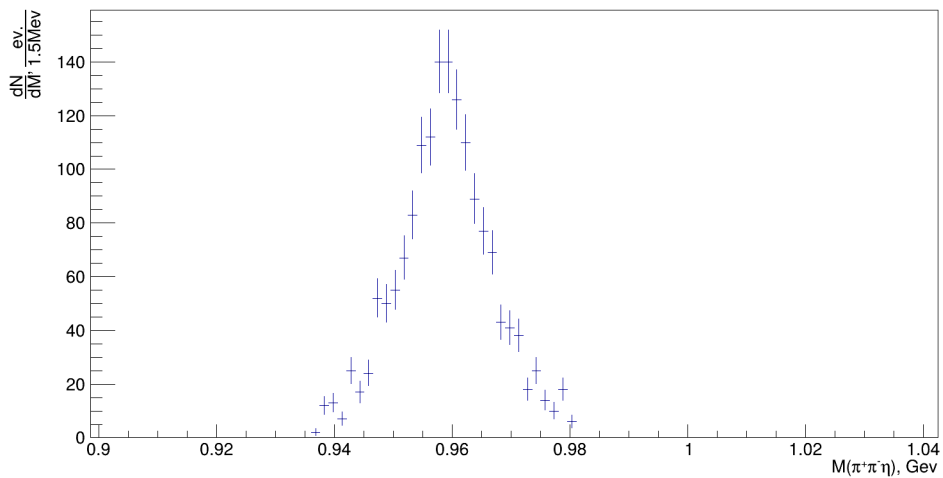


Рис. 6.17 – Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$, 4 комбинацииРис. 6.18 – Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$

Обрезание по массе производится по двумерной гистограмме (рис.6.18), с массой η' по оси абсцисс, и массой η по оси ординат (рис.6.19). Фоном признаётся статистика в кольце с внутренним радиусом 2σ и внешним - $2\sqrt{2}\sigma$. Обрезание по массе для η' -мезона производится с радиусом 2σ . События из этого круга представляют собой объединение событий искомой реакции и фоновых. Площадь внутреннего круга равна площади кольца, поэтому количество фона в круге и в кольце должно быть одинаковым в предположении равномерности фона под пиком. Фоновые события, имеющиеся под пиком η' -мезона, вычитаются из всех последующих распределений.

Рис. 6.19 – Гистограмма масс η vs η'

Рис. 6.20 – Гистограмма масс для η vs η' Рис. 6.21 – Масса η -мезонаРис. 6.22 – Масса η' -мезона

Далее следуют основные распределения:

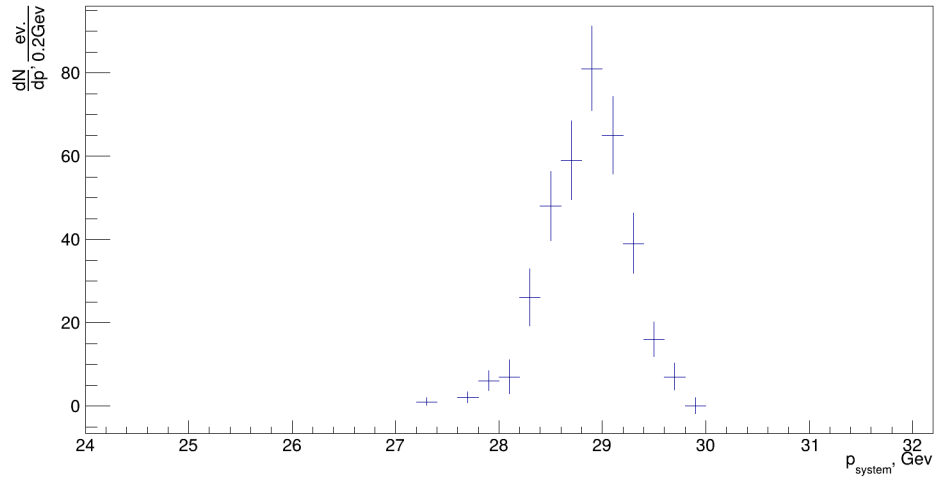


Рис. 6.23 – Модуль импульса системы

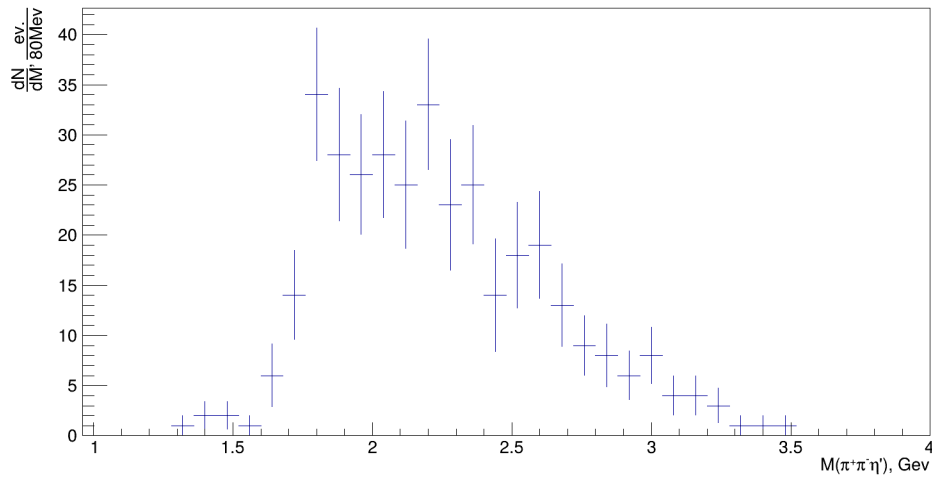
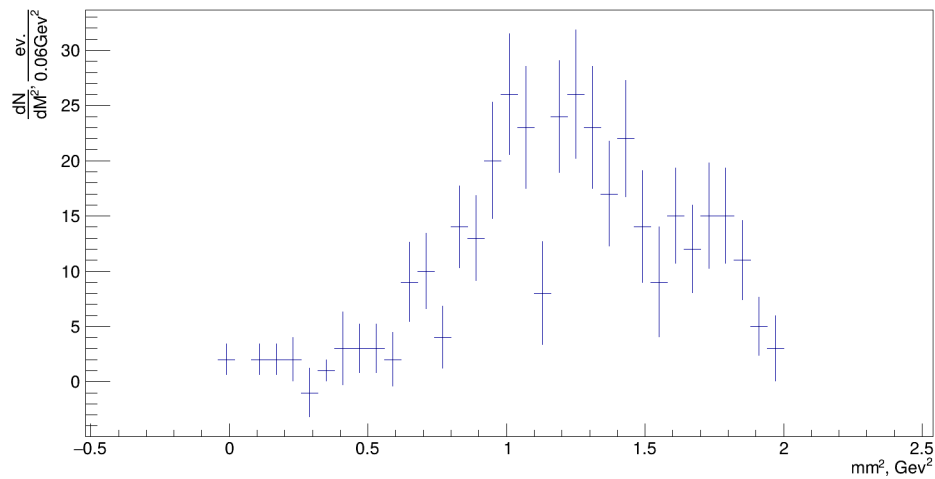
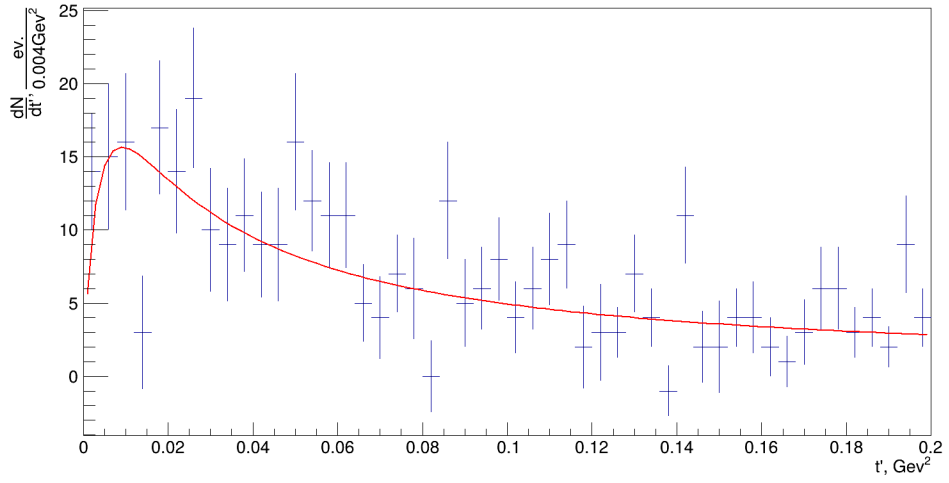
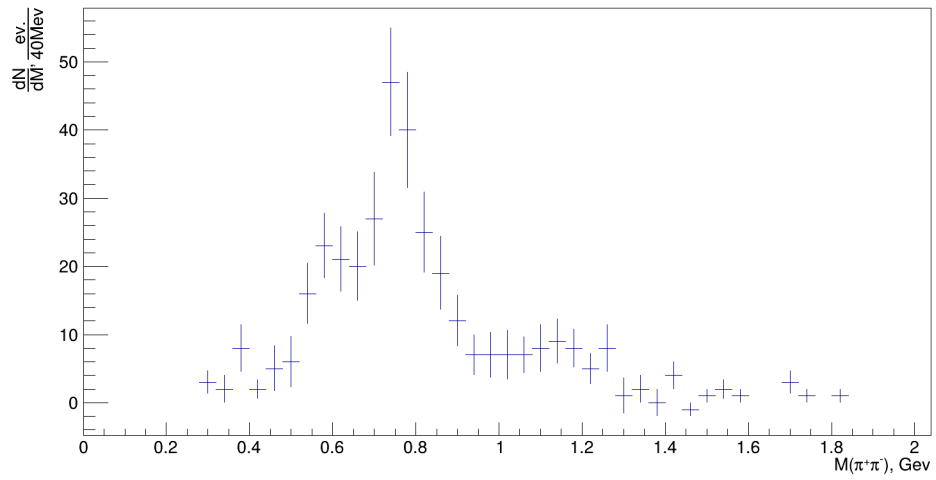
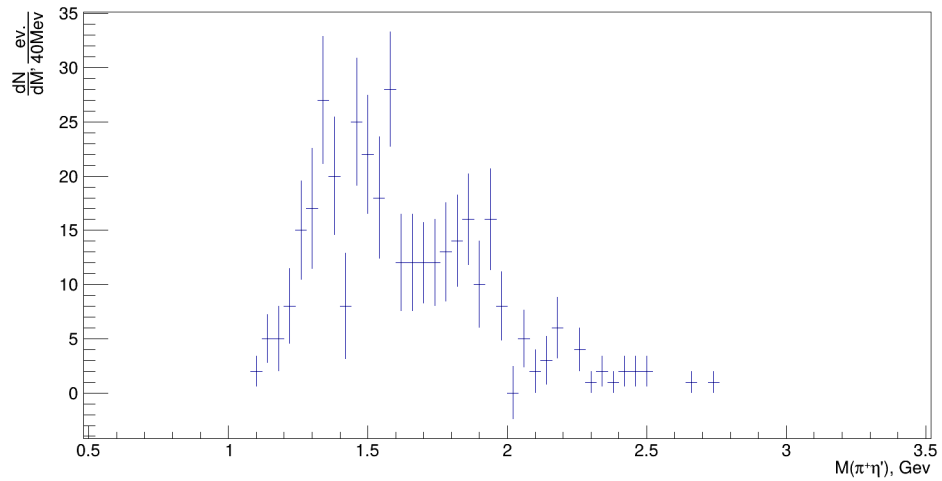


Рис. 6.24 – Масса системы (без поправки на эффективность)

Рис. 6.25 – mm^2

Рис. 6.26 – t' Рис. 6.27 – Масса подсистемы $\pi^+\pi^-$ Рис. 6.28 – Масса подсистемы $\pi^+\eta'$

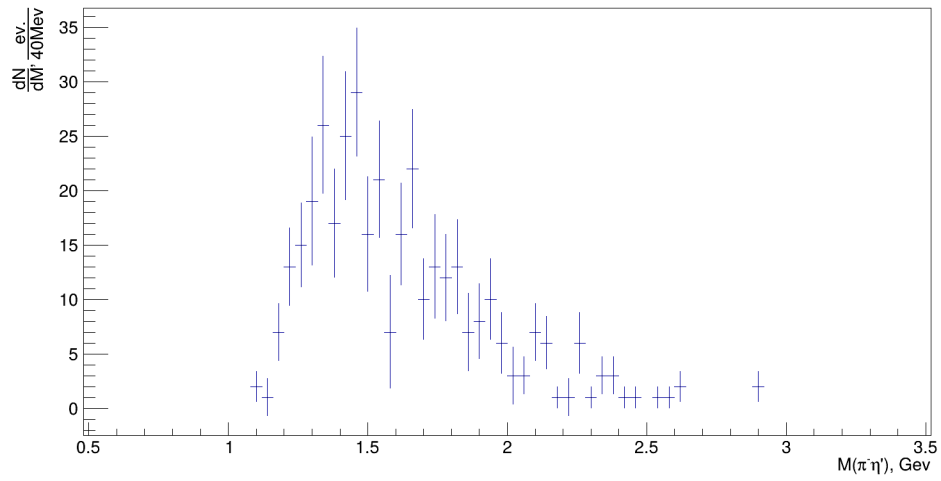


Рис. 6.29 – Масса подсистемы $\pi^-\eta'$

Распределение по массе системы $\pi^+\pi^-$ имеет максимум при массе ρ -мезона, как и для 2TPL.

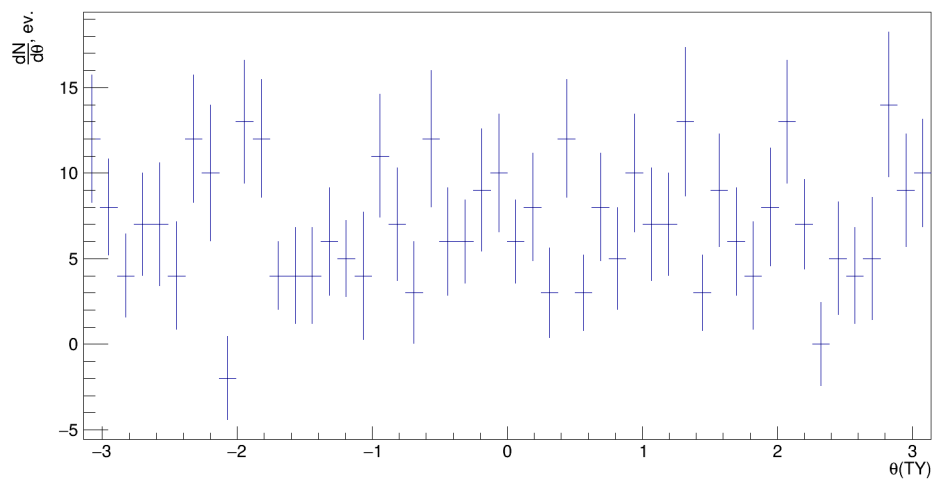


Рис. 6.30 – Угол Треймана-Янга

Глава 7

Анализ фона, дифракционная реакция

Анализ фона заключался в изучении дифракционной реакции:

$$\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \pi^- recoil$$

Дифракционные реакции - это реакции, описываемые обменом реджеоном с квантовыми числами вакуума. Сечения таких реакций, в отличие от других типов обменов, не падает с ростом s . При энергиях пучка установки ВЕС $\sqrt{s} = 8$ Гэв сечение дифракционных реакций на порядок и более превышает сечения конкурирующих процессов.

Система, рождающаяся в верхней вершине, отличается от изучаемой наличием дополнительного пиона π^- . В случае, когда один отрицательный пион не детектируется, событие будет включено в статистику исследуемой реакции, хотя к ней не относится. Это явление можно назвать утечкой статистики дифракционной реакции в исследуемую. При вероятности дифракционной реакции, значительно превосходящей изучаемую реакцию, даже малая утечка может внести существенный фон в основную реакцию.

Была проведена обработка данных установки ВЕС для дифракционной реакции. Распад η' -мезона выделялся в соответствии с 2ТРЛ, 3ТРЛ. Отличие от основной реакции заключалось в увеличении количества комбинаций при выделении системы из-за присутствия дополнительного пиона. Были получены неожиданные результаты. Отобрана небольшая статистика, по порядку сравнимая с основной реакцией. Распределение по импульсу системы широкое, Присутствие компоненты $e^{-50Gev^{-2}t'}$ в распределении по t' , характерное для дифракционных реакций, оказалось мало. Было предположено, что дифракционная реакция плохо детектируется установкой, что, впрочем, не отрицало возможности её утечки в исследуемую реакцию. Для прояснения ситуации было проведено моделирование Монте-Карло, которое будет описано в конце следующей главы. Комбинаторный фон, присутствующий в многозаходных гистограммах, оценивался также после проведения моделирования.

Утечка дифракционной реакции в основную пренебрежимо мала, порядка 0.02%. В распределении по mm^2 фон присутствует в области $mm^2 > 3Gev^2$.

Глава 8

Моделирование Монте-Карло

Первый этап генерации Монте-Карло - моделирование главной вершины взаимодействия для реакции $2 \rightarrow 2$:

$$p_{beam} + p_{target} = p_{system} + p_{recoil}$$

4-импульсы: p_{beam} - пучковой частицы, p_{target} - частицы-мишени, p_{system} - системы, p_{recoil} - отдачи.

p_{beam} и p_{target} известны: импульс пучковой частицы зачитывается для каждого события из набора пучковых треков триггера ВЕАМ интересующего сеанса, а 4-импульс неподвижной частицы-мишени в ЛСК определяется её массой (фермиевским движением пренебрегаем). Также предполагается известной масса отдачи. Частицей отдачи может являться, например, нуклон или ядро бериллия целиком. Генерация главной вершины определяет 4-импульсы системы и отдачи: p_{system} и p_{recoil} . Разрешимость кинематических уравнений требует задания трёх переменных для однозначной генерации события. Ими были выбраны:

- 1) ϕ – азимутальный угол вылета системы в плоскости, перпендикулярной импульсу пучковой частицы
- 2) m_s – масса системы
- 3) $t' = |t| - |t|_{min}$

$$t = (p_{beam} - p_{system})^2 = (p_{recoil} - p_{target})^2$$

Угол ϕ разыгрывается равномерно на отрезке $[0, 2\pi]$. Распределение по m_s зависит от реакции. Для целей получения эффективности m_s генерируется равномерно в диапазоне реальных данных. Распределение t' генерируется методом отбраковки, форма отличается для разных реакций и берётся из реальных данных.

Второй этап моделирования Монте-Карло заключается в организации последовательности распадов системы. На вход подаётся сгенерированный на первом этапе 4-импульс системы, на выходе получаются 4-импульсы частиц-продуктов.

Третий этап - генерация распадов частицы отдачи, если она для рассматриваемой реакции является нестабильной. На вход - сгенерированный импульс отдачи с первого этапа, на выходе - продукты распада в нижней вершине.

В результате генерации все входящие, выходящие частицы, вершины взаимодействий записываются в dst-файлы, и отправляются на моделирование на установке. После этой процедуры получают новые dst-файлы, которые можно обрабатывать аналогично файлам с реальными данными. Файлы с Монте-Карло, в отличие от реальных, содержат также и исходно сгенерированные события (MC true).

Моделирование реакций на установке ВЕС служит для определения эффективности и разрешения, анализа утечек, оценки комбинаторного фона.

Моделирование Монте-Карло проводилось для реакций:

$$\pi^- p \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- n$$

$$\pi^- N \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \Delta(1232)$$

$$\pi^- N \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \Delta(1600)$$

N - протон или нейтрон, в зависимости от заряда частицы-отдачи.

Распады Δ -барионов будут описаны ниже для каждой реакции.

Также проведено Монте-Карло моделирование для дифракционной реакции:

$$\pi^- Be, p, n \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- \pi^- Be, p, n$$

Во всех образцах рассматривался распад η' по 2ТРЛ:

$$\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$$

8.1. Распады в верхней вершине

Независимо от взаимодействия в нижней вершине, в верхней вершине моделируется трёхчастичный распад равномерно по фазовому объёму. Масса системы m_s генерируется равномерно на отрезке [1.3, 3.4]. Требуется смоделировать распад:

$$p_{system} \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta'$$

$$p_s = p_{\pi^+} + p_{\pi^-} + p_{\eta'}$$

Использовалось знание 4-вектора p_{system} и масс трёх продуктов.

Можно ввести кинематические инварианты:

$$t_1 = (p_s - p_{\pi^+})^2 = (p_{\pi^-} + p_{\eta'})^2$$

$$t_2 = (p_s - p_{\pi^-})^2 = (p_{\pi^+} + p_{\eta'})^2$$

$$t_3 = (p_s - p_{\eta'})^2 = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2$$

Инварианты связаны соотношением:

$$t_1 + t_2 + t_3 = m_s^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$$

Величины инвариантов имеют ограничения:

$$(m_{\pi^-} + m_{\eta'})^2 \leq t_1 \leq (m_s - m_{\pi^+})^2$$

$$(m_{\pi^+} + m_{\eta'})^2 \leq t_2 \leq (m_s - m_{\pi^-})^2$$

$$(m_{\pi^+} + m_{\pi^-})^2 \leq t_3 \leq (m_s - m_{\eta'})^2$$

Трёхчастичный распад однозначно задаётся двумя переменными. Можно выбрать такими t_1 и t_2 .

Они разыгрываются равномерно в указанных выше пределах. t_3 вычисляется по ним. Генерация происходит, пока t_3 не попадёт в свои пределы.

Для дальнейших вычислений следует перейти в систему центра масс системы $p_s = (m_s, \vec{0})$. Инварианты связаны с углами разлёта между импульсами продуктов. Например:

$$t_3 = (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2 = m_{\pi^+}^2 + m_{\pi^-}^2 + 2E_{\pi^+}E_{\pi^-} - 2|p_{\pi^+}^{\vec{}}||p_{\pi^-}^{\vec{}}|\cos\theta_3$$

θ_3 - угол между импульсами пионов.

Энергии и величины импульсов вычисляются по инвариантам. Поэтому для тройки инвариантов можно вычислить значения $\cos\theta_i$ и потребовать выполнения условий:

$$-1 \leq \cos\theta_i \leq 1$$

Инварианты, удовлетворяющие всем обозначенным условиям, подходят для генерации события. Импульсы продуктов связаны соотношением:

$$p_{\pi^+}^{\vec{}} + p_{\pi^-}^{\vec{}} + p_{\eta'}^{\vec{}} = \vec{0}$$

Распадная плоскость, в которой лежат импульсы, ориентируется произвольным образом в системе центра масс.

На последнем шаге 4-векторы продуктов пересчитываются для лабораторной системы отсчёта.

Трёхчастичный распад $\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$ моделируется тем же способом, в пренебрежении форм-фактором по диаграмм Далица.

Последним является распад:

$$\eta \rightarrow 2\gamma$$

В двухчастичных распадах энергии и величины импульсов продуктов в системе центра масс определяются по массе распадающейся частицы и массам самих продуктов. Направление

разлёта продуктов в СЦМ выбирается произвольным. Осуществляется пересчёт полученных импульсов в ЛСК.

Массы η' и η в генерации распадов устанавливаются в точные значения, а не разыгрываются по распределениям, так как собственные ширины этих мезонов много меньше разрешения установки.

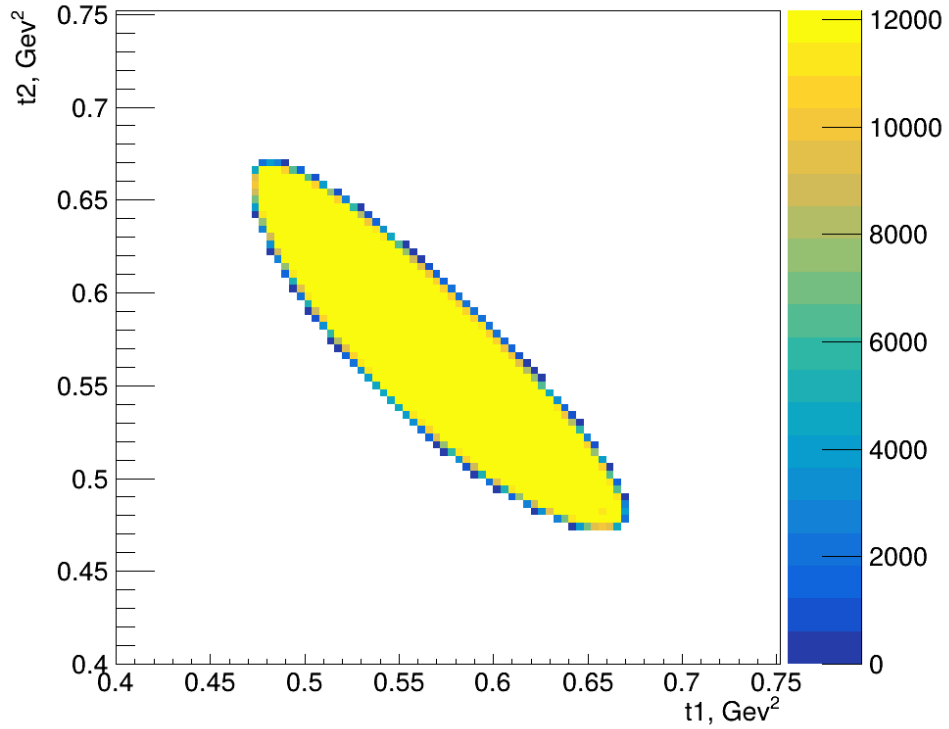


Рис. 8.1 – Равномерная генерация по диаграмме Далица

8.2. Нейтрон в нижней вершине

В генерации нижней вершины присутствует одна нейтронная компонента.

m_s равномерно на [1.3, 3.4]. Предполагается, что взаимодействие между верхней и нижней вершиной осуществляется через виртуальный π^+ -мезон. t' на [0.0, 0.5] по распределению для однопионного обмена:

$$\frac{dN}{dt'} \sim \frac{t' e^{-at'}}{(t' + m_\pi^2)^2}$$

$$a = 8 \text{Gev}^{-2}$$

Далее приводятся изображения для моделирования нейтронной компоненты 44 сеанса. Обработка в триггере MAIN.

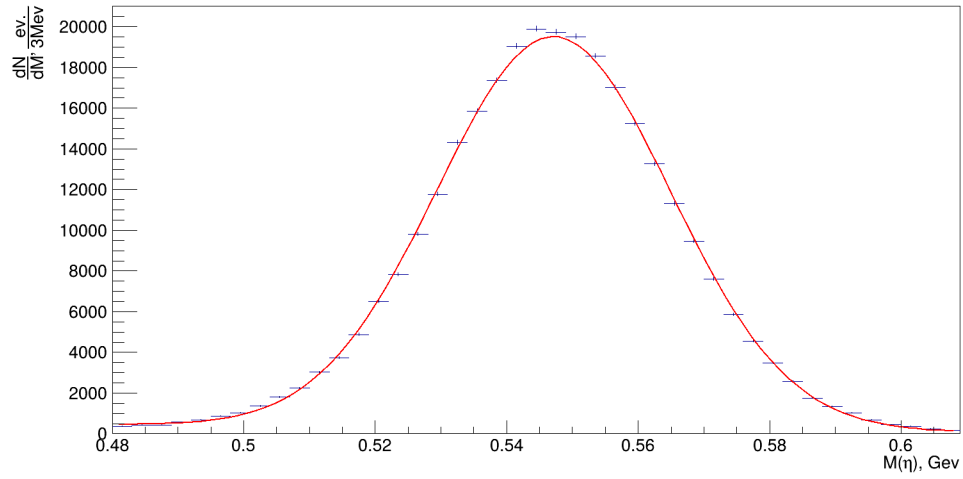
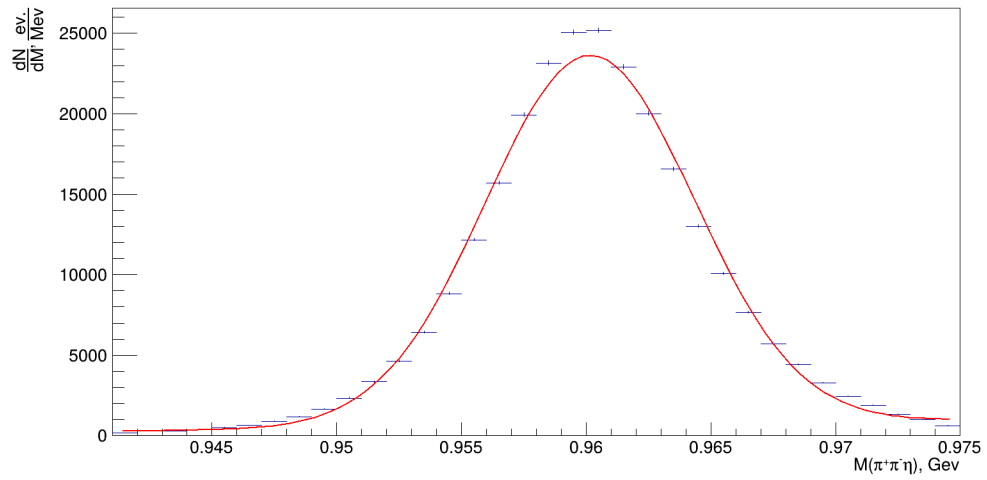
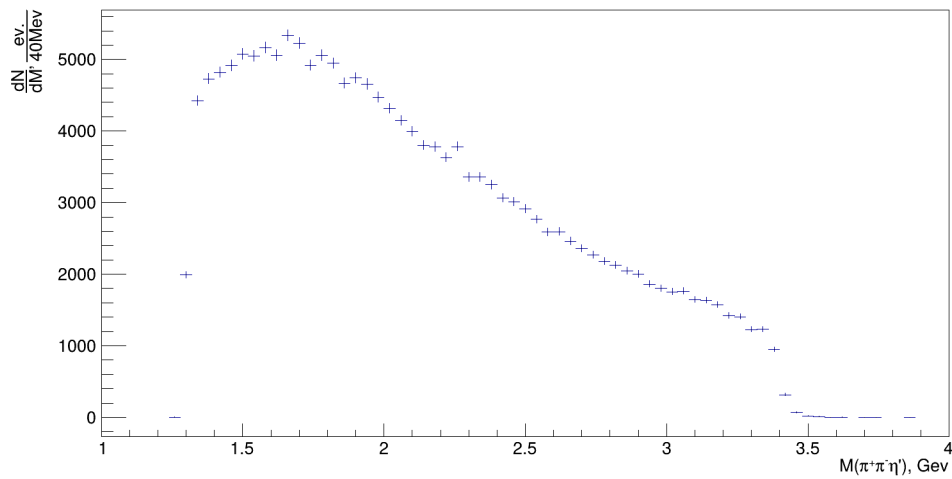
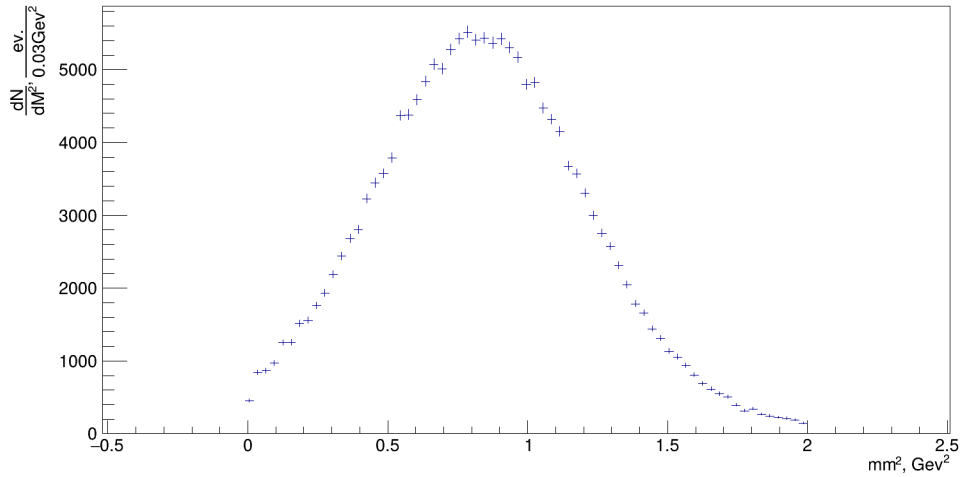
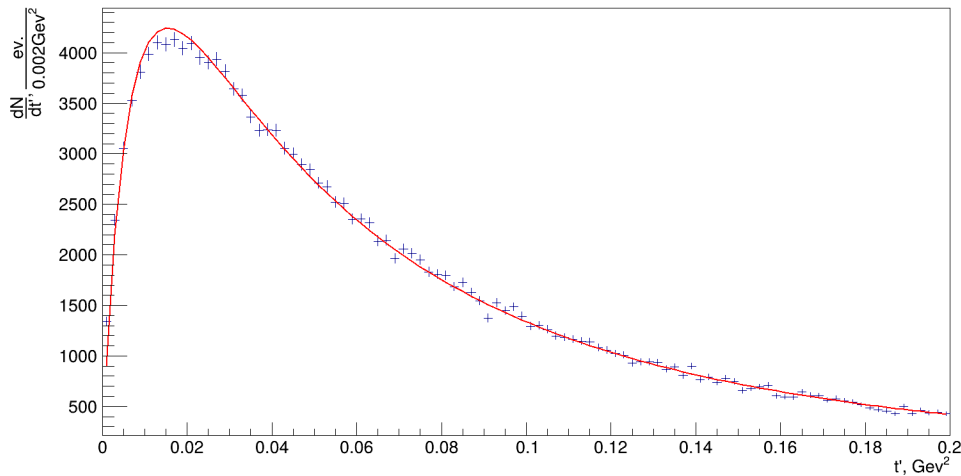


Рис. 8.2 – Двухфотонная масса, разрешение

Рис. 8.3 – Распределение по массе $\pi^+\pi^-\eta$, разрешениеРис. 8.4 – Масса системы $\pi^+\pi^-\eta'$, эффективность

Рис. 8.5 – mm^2 Рис. 8.6 – Распределение t' по модели однопионного обмена

8.3. $\Delta(1232)$ в нижней вершине

Поскольку Δ -барион может быть в четырёх зарядовых состояниях, а в составе ядра присутствует два типа нуклонов, возможны следующие каналы в нижней вершине:

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0$$

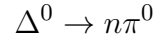
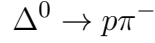
$$n\pi^- \rightarrow \Delta^-$$

Вероятности этих каналов зависят от изотопических состояний и каналов распада.

Соотношение между протоном и нейтроном можно положить равным отношению их фактического содержания в ядре бериллия, то есть 4:5. Это соответствует зависимости сечений от массовых чисел: $\sigma \sim Z^\alpha$, $\sigma \sim (A - Z)^\alpha$ с $\alpha = 1$.

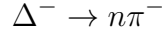
Коэффициенты Клебша-Гордана дают соотношение между каналами 1:3.

Распад рождённого в нижней вершине Δ^0 -бариона происходит двумя способами:



Изотопическое соотношение между ними 1:2.

А распад Δ^- единственным образом:



Таким образом, имеется три типа реакций с соотношениями вероятностей:

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow p\pi^- \quad 4 \cdot 1 \cdot 1/3 = 4/3$$

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow n\pi^0 \quad 4 \cdot 1 \cdot 2/3 = 8/3$$

$$n\pi^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow n\pi^- \quad 5 \cdot 3 \cdot 1 = 15$$

Итоговое соотношение 4:8:45.

Распределение по m_s равномерное на [1.3, 3.4].

t' -распределение разыгрывается методом отбраковки на отрезке [0.0, 0.5] с функцией:

$$\frac{dN}{dt'} \sim \frac{e^{-at'}}{(t' + m_\pi^2)^2}$$

$$a = 8\text{Gev}^{-2}$$

Производится отбраковка по массе Δ в соответствии с нерелятивистским распределением Брейта-Вигнера с параметрами: $M = 1.232$ Гэв и $\Gamma = 0.117$ Гэв на отрезке $[m_N + m_\pi, M + 6.35\Gamma]$

Распады Δ реализуются с помощью функций двухчастичных распадов.

Далее приводятся распределения для генерации 44 сеанса. Основные распределения подобны моделированию нейтронной компоненты. Отличаются mm^2 и t' :

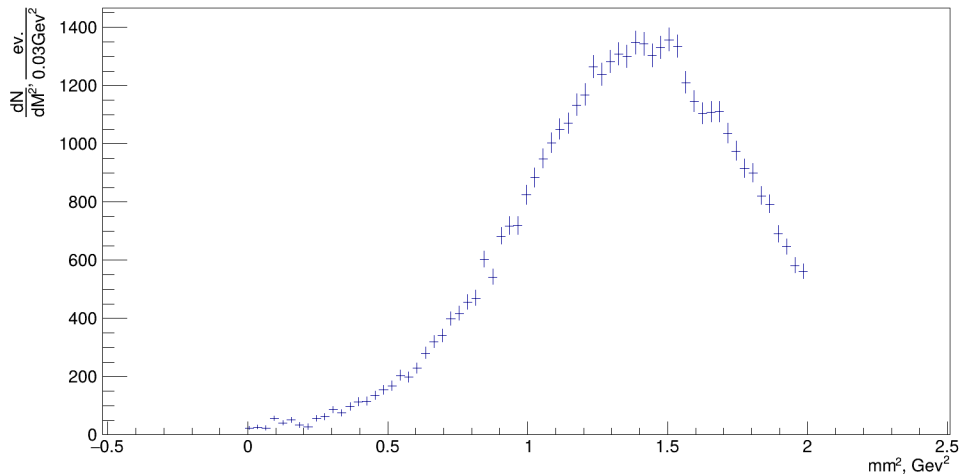
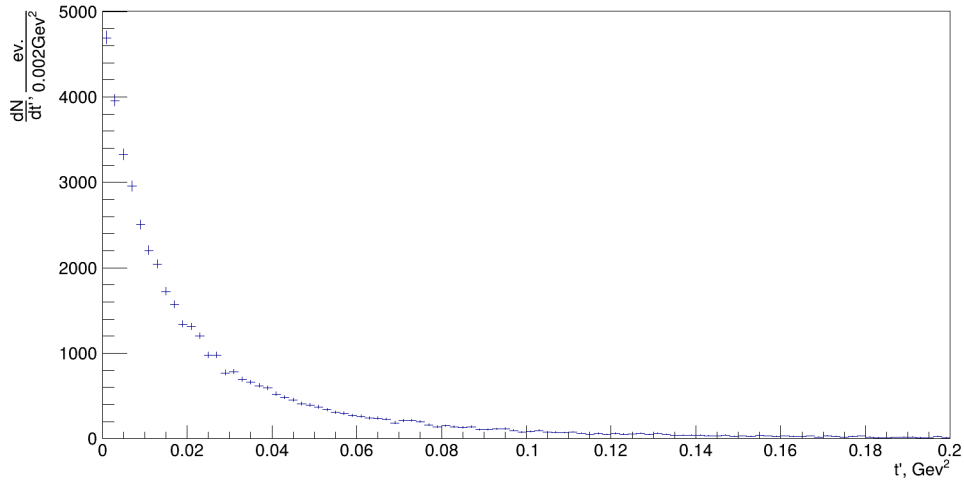


Рис. 8.7 – mm^2

Рис. 8.8 – Распределение t'

8.4. $\Delta(1600)$ в нижней вершине

Тяжёлая дельта $\Delta(1600)$ распадается по двум каналам:

$$\Delta \rightarrow N\pi$$

$$\Delta \rightarrow \Delta\pi \rightarrow N\pi\pi$$

Для моделирования выбран второй процесс с промежуточным рождением лёгкой дельты. Взаимодействие в нижней вершине может проходить двумя способами:

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0$$

$$n\pi^- \rightarrow \Delta^-$$

Соотношение между ними $(4 \cdot 1) : (5 \cdot 3)$.

Нейтральная дельта распадается по трём каналам:

$$\Delta^0 \rightarrow \Delta^0\pi^0$$

$$\Delta^0 \rightarrow \Delta^- \pi^+$$

$$\Delta^0 \rightarrow \Delta^+ \pi^-$$

В отношении $1/15 : 2/5 : 8/15$.

Отрицательно заряженный барион по двум каналам:

$$\Delta^- \rightarrow \Delta^- \pi^0$$

$$\Delta^- \rightarrow \Delta^0 \pi^-$$

В пропорции $3/5 : 2/5$.

Распад лёгких дельт аналогичен описанному в предыдущем пункте.

Моделирование учитывает 8 мод:

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \Delta^0\pi^0 \rightarrow p\pi^-\pi^0 \quad 4 \cdot 1 \cdot 1/15 \cdot 1/3 = 4/45$$

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \Delta^0\pi^0 \rightarrow n\pi^0\pi^0 \quad 4 \cdot 1 \cdot 1/15 \cdot 2/3 = 8/45$$

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \Delta^-\pi^+ \rightarrow n\pi^-\pi^+ \quad 4 \cdot 1 \cdot 2/5 \cdot 1 = 8/5$$

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \Delta^+\pi^- \rightarrow p\pi^0\pi^- \quad 4 \cdot 1 \cdot 8/15 \cdot 2/3 = 64/45$$

$$p\pi^- \rightarrow \Delta^0 \rightarrow \Delta^+\pi^- \rightarrow n\pi^+\pi^- \quad 4 \cdot 1 \cdot 8/15 \cdot 1/3 = 32/45$$

$$n\pi^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow \Delta^-\pi^0 \rightarrow n\pi^-\pi^0 \quad 5 \cdot 3 \cdot 3/5 \cdot 1 = 9$$

$$n\pi^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow \Delta^0\pi^- \rightarrow p\pi^-\pi^- \quad 5 \cdot 3 \cdot 2/5 \cdot 1/3 = 2$$

$$n\pi^- \rightarrow \Delta^- \rightarrow \Delta^0\pi^- \rightarrow n\pi^0\pi^- \quad 5 \cdot 3 \cdot 2/5 \cdot 2/3 = 4$$

m_s равномерное на отрезке [1.3, 3.4].

t' генерируется методом отбраковки на отрезке [0.0, 0.5]:

$$\frac{dN}{dt'} \sim \frac{e^{-at'}}{(t' + m_\pi^2)^2}$$

$$a = 8\text{Gev}^{-2}$$

Массы $\Delta(1600)$ и $\Delta(1232)$ разыгрываются по релятивистским распределениям Брейта-Вигнера с параметрами: $M = 1.570$ Гэв и $\Gamma = 0.25$ Гэв для $\Delta(1600)$

$M = 1.232$ Гэв и $\Gamma = 0.117$ Гэв для $\Delta(1232)$.

Распады Δ реализуются с помощью функций двухчастичных распадов.

8.5. Дифракционная реакция

m_s равномерно на [1.5, 3.5]. Статистика делится на 3 составляющих с разными массами мишени-отдачи и распределениями по t' на [0.0, 0.5].

Реакция на ядре Be $e^{-50\text{Gev}^{-2}t'}$ 1/2

На протоне p $e^{-10\text{Gev}^{-2}t'}$ 1/2 · 4/9 = 2/9

На нейтроне n $e^{-10\text{Gev}^{-2}t'}$ 1/2 · 5/9 = 5/18

Четырёхчастичный распад (равномерный по фазовому объёму) осуществляется с помощью функции GENBOD, принимающей на вход 4-импульс системы и массы 4 продуктов, и возвращающей 4-импульсы продуктов. Последующие трёхчастичные и двухчастичные распады, также равномерные по фазовому объёму, генерируются с помощью собственных функций методом, описанным ранее.

Глава 9

Модель

Для исследуемой реакции отдачей в нижней вершине является нейтрон. Законами сохранения изотопических квантовых чисел не запрещены реакции с рождением в нижней вершине нестабильных Δ -барионов. Характер распределений mm^2 отражает тот факт, что Δ -компонента преобладает над нейтронной (и в триггере MWG, и в MAIN). Оказывается, что она не устраняется вето-системой в триггере MAIN, а лишь подавляется в некоторой степени. Существенным будет вклад $\Delta(1232)$, и, возможно, $\Delta(1600)$. Соотношение между компонентами n , $\Delta(1232)$, $\Delta(1600)$ можно получить с помощью фитирования спектра mm^2 для реальных данных в триггере MAIN с помощью модельных функций, получаемых из Монте-Карло в триггере MWG. Компонента с $\Delta(1600)$ эффективная, используется только для получения соотношений. В триггере MAIN вклад в сечение вносят две составляющие: n и $\Delta(1232)$. Соотношение между n и $\Delta(1232)$ учитывается при формировании общего образца Монте-Карло, из которого получают функции эффективности, необходимые для определения сечения. Это же соотношение позволяет выделить ту долю в общем сечении, которая относится именно к изучаемой реакции перезарядки с нейтроном в нижней вершине.

9.1. Получение модельных функций

Сгенерированный образец Монте-Карло пропускается через установку отдельно для каждой барионной компоненты. После обработки получают спектры физических величин, изменённые влиянием детектирования. Спектр mm^2 после моделирования не теряет среднего значения (квадрата массы отдачи, заданного при моделировании), но уширяется. Модельная функция барионной компоненты - это функция, которой приближается форма такого спектра mm^2 . Фитирующая функция полагается следующего вида:

$$a + bx + c \cdot e^{-\frac{(x - m_{\text{bar}}^2)^2}{2\sigma^2}}$$

Три образца Монте-Карло дают модельные функции f_1, f_2, f_3 для трёх составляющих: $n, \Delta(1232), \Delta(1600)$. Функции нормированы на количество событий. Фиты распределений для 59 сеанса в триггере MWG изображены на рис. 9.2, 9.3, 9.4. Триггер MWG используется, чтобы не было подавления компонент с Δ -барионами.

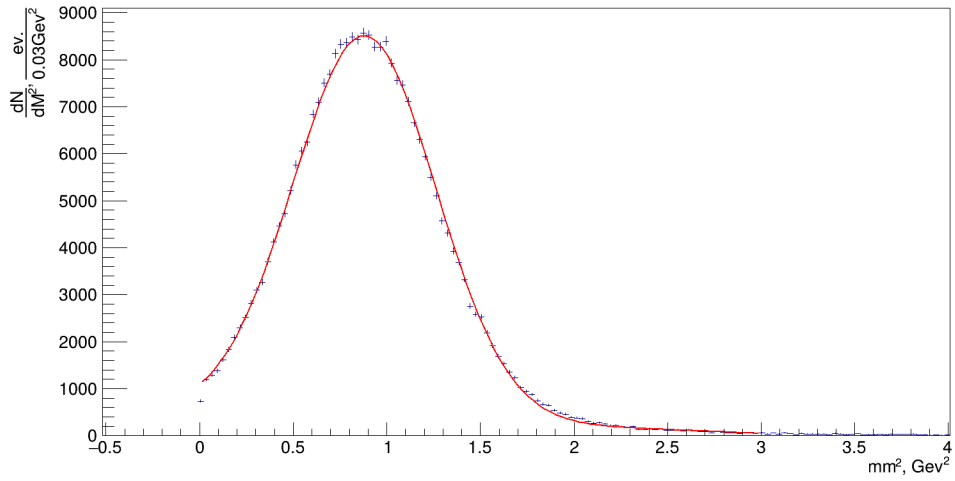
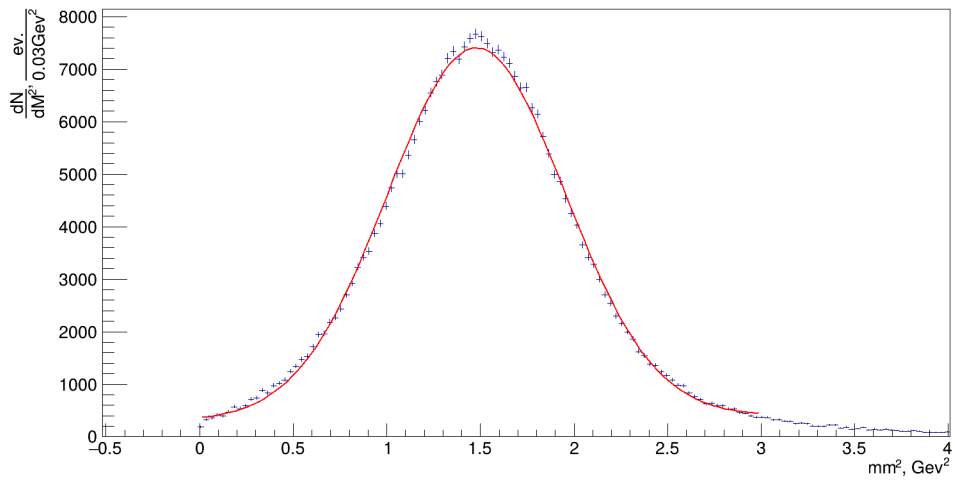
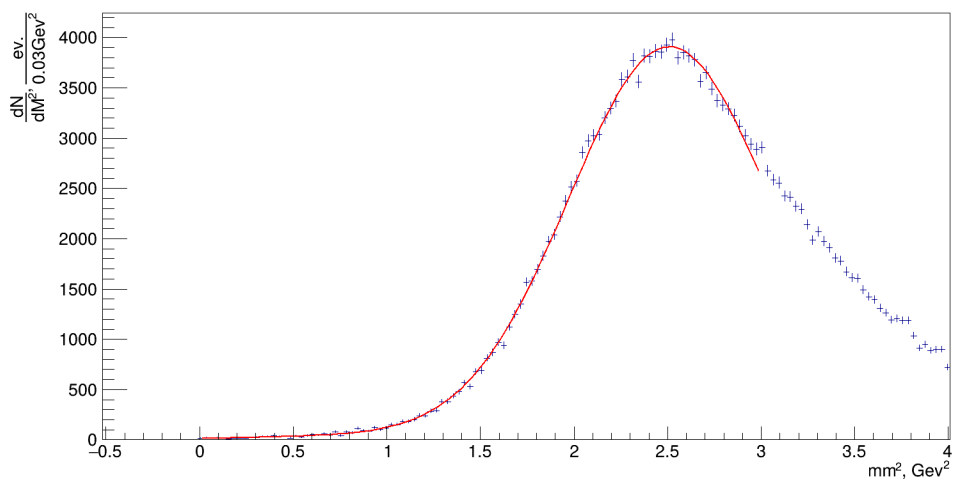


Рис. 9.1 – Модельная функция нейтронной компоненты

Рис. 9.2 – Модельная функция для компоненты с $\Delta(1232)$ Рис. 9.3 – Модельная функция для компоненты с $\Delta(1600)$

9.2. Соотношение между компонентами

Общая функция является суммой трёх модельных функций:

$$f(x) = n_1 f_1(x) + n_2 f_2(x) + n_3 f_3(x)$$

Функцией $f(x)$ фитируется спектр mm^2 реальных данных в триггере MAIN (рис. 9.4).

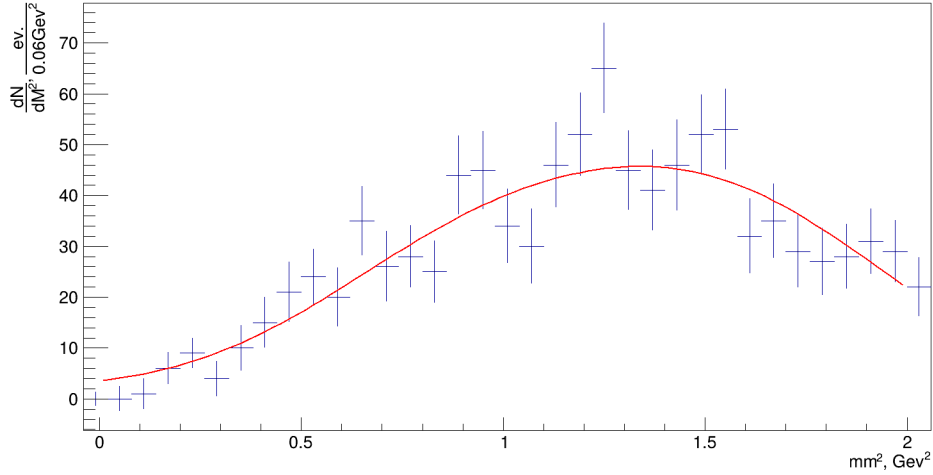


Рис. 9.4 – Фитирование суммой модельных функций в триггере MAIN

Результаты фита:

$$n_1 = 335 \pm 39$$

$$n_2 = 569 \pm 69$$

$$n_3 = -16 \pm 61$$

$$\chi^2/ndf = 32.6/30$$

Значения n_1 , n_2 , n_3 отражают количественный вклад компонент в спектр. Параметр фита n_3 совместим с нулём. Присутствием в статистике компоненты с распадом $\Delta(1600)$ в нижней вершине можно пренебречь. Поэтому далее при определении эффективностей будут использоваться только два образца Монте-Карло, для n и $\Delta(1232)$. Границы обрезания по mm^2 $[0.0, 2.0]$ намеренно были выбраны такими для освобождения статистики от третьей компоненты.

Особенно важно определить эффективность как функцию массы системы и модели отдачи. В общем случае её можно представить как функцию двух переменных $\epsilon_{tot}(m_s, mm^2)$. Для реакций с рождением в верхней вершине системы $\eta'\pi^+\pi^-$ эффективность как функция массы системы демонстрирует общий вид независимо от того, что рождается в нижней вершине: n или Δ . Эффективность сильно снижается с ростом массы системы. Можно считать, что форма зависимости связана с работой спектрометра, детектирующего продукты фрагментации в верхней вершине. Эффективность, относящаяся к распаду в нижней вершине, выражается как численный фактор. Это означает, что полная эффективность факторизуется:

$$\epsilon_{tot}(m_s, mm^2) = \epsilon_1(m_s) \cdot \epsilon_2(mm^2)$$

$$\epsilon_{tot}(m_s) = \int \epsilon_1(m_s) \cdot \epsilon_2(mm^2) d(mm^2) = \epsilon_2 \cdot \epsilon_1(m_s)$$

Численный фактор ϵ_2 отличается для генерации с n и Δ .

$$\epsilon_{tot}(m_s, n) = \epsilon_2(n) \cdot \epsilon_1(m_s)$$

$$\epsilon_{tot}(m_s, \Delta) = \epsilon_2(\Delta) \cdot \epsilon_1(m_s)$$

$$\tau = \frac{\epsilon_{tot}(m_s, \Delta)}{\epsilon_{tot}(m_s, n)} = \frac{\epsilon_2(\Delta)}{\epsilon_2(n)}$$

Отношение τ не зависит от массы m_s . В триггере MAIN намеренно подавляется компонента с Δ -барионом, поэтому τ должно быть меньше в MAIN по сравнению с MWG.

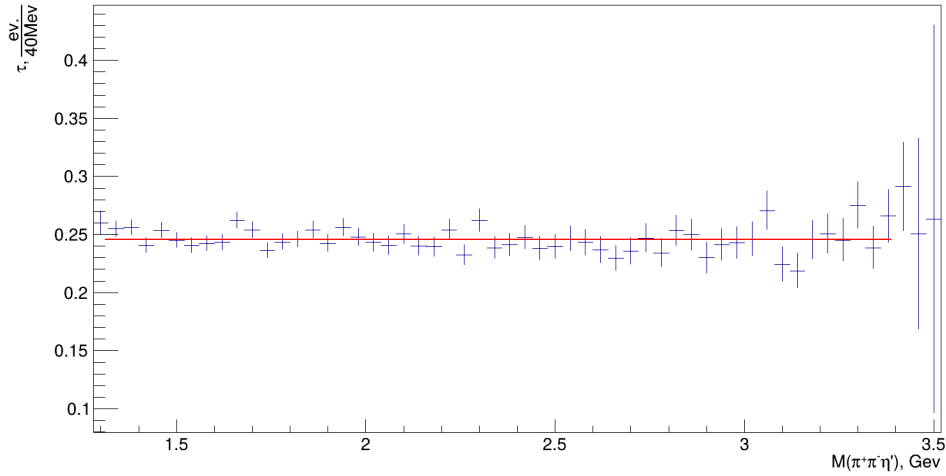


Рис. 9.5 – Вычисление отношения эффективностей τ

На рис. 9.5 изображено фитирование константой отношения полных эффективностей ϵ_{tot} для получения величины τ в триггере MAIN.

Для получения реальных количеств компонент нужно отнести получаемые в результате фита спектра mm^2 количества к эффективным ϵ_2 :

$$n : d = \frac{n_1/\epsilon_2(n)}{n_2/\epsilon_2(\Delta)} = \frac{n_1 \cdot \tau}{n_2} = \frac{335 \cdot 0.246}{569} = 0.14$$

Монте-Карло образцы объединяются в данной пропорции. По объединённому образцу вычисляется эффективность.

9.3. Эффективность по сеансам

Рассматриваются спектры масс системы $\pi^+\pi^+\eta'$, поправленные на эффективность для всех сеансов.

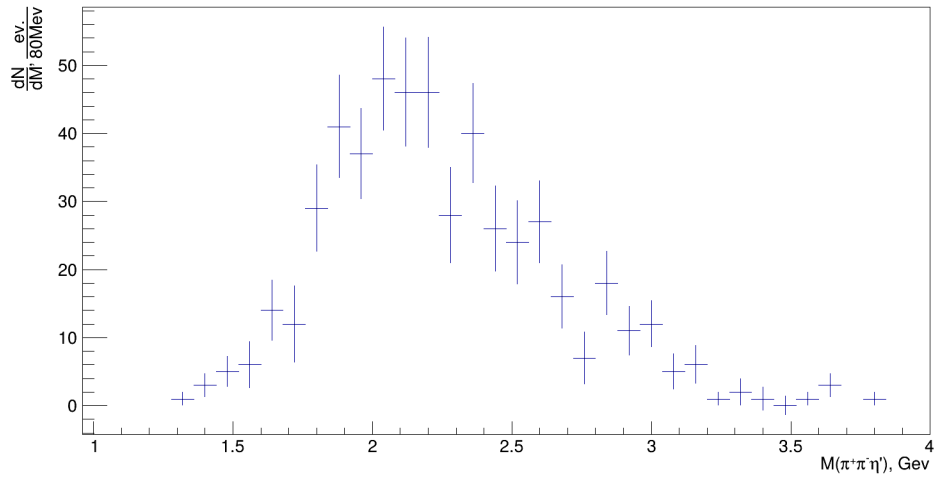


Рис. 9.6 – Масса системы (run44)

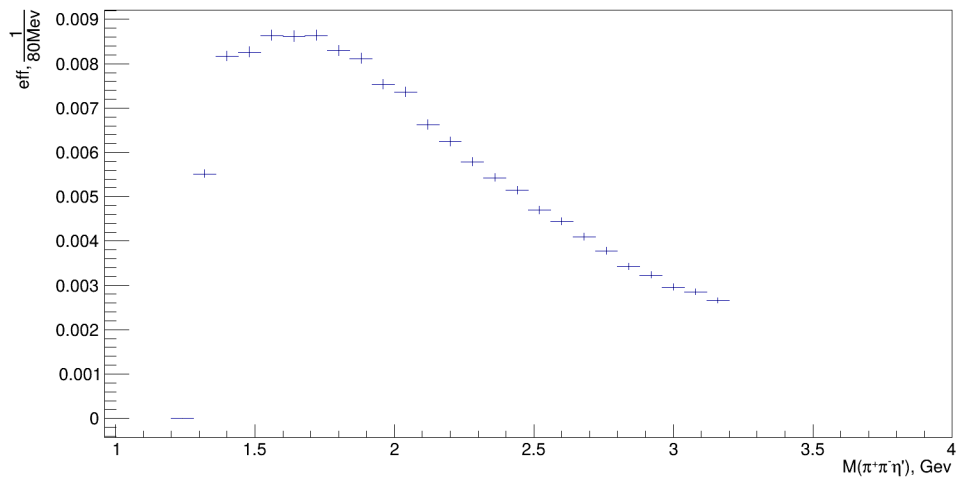


Рис. 9.7 – Эффективность по массе (run44)

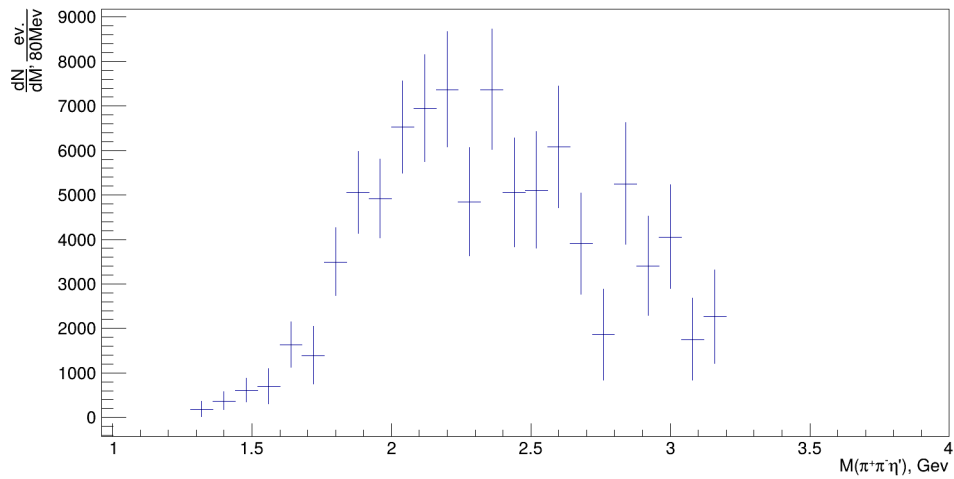


Рис. 9.8 – Восстановленная масса системы (run44)

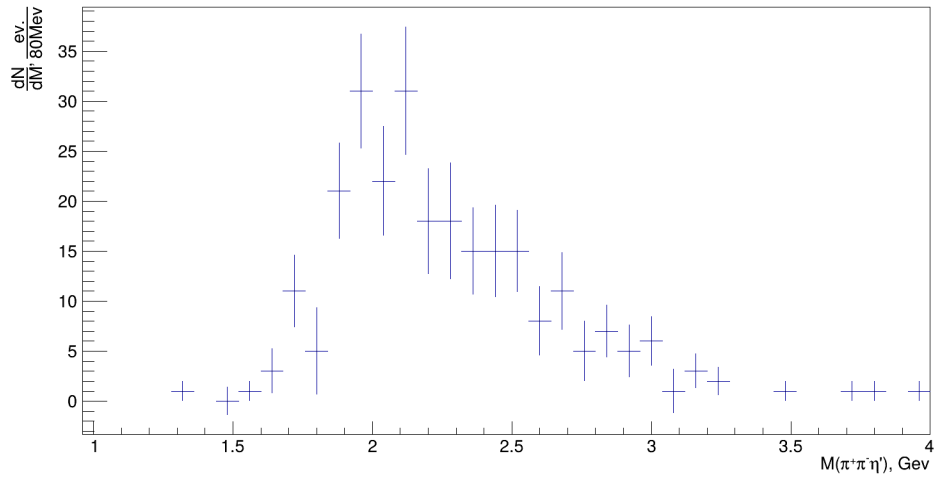


Рис. 9.9 – Масса системы (run45)

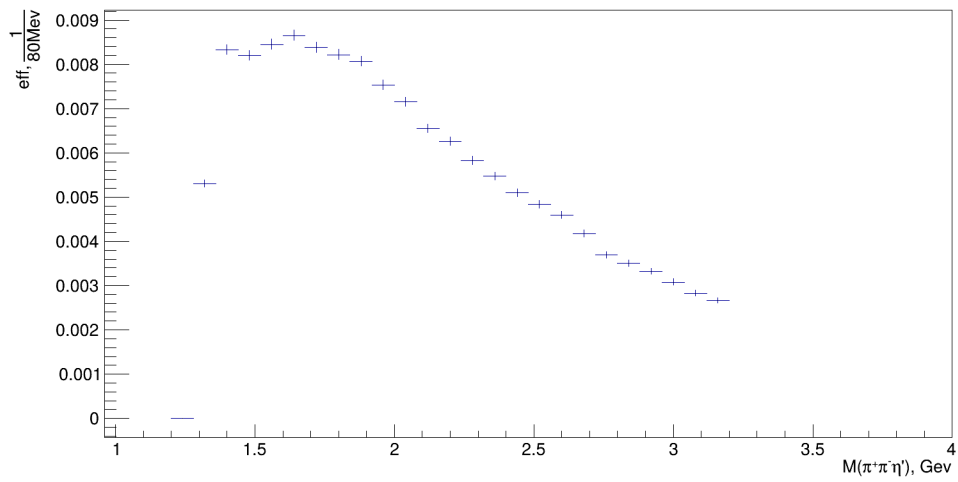


Рис. 9.10 – Эффективность по массе (run45)

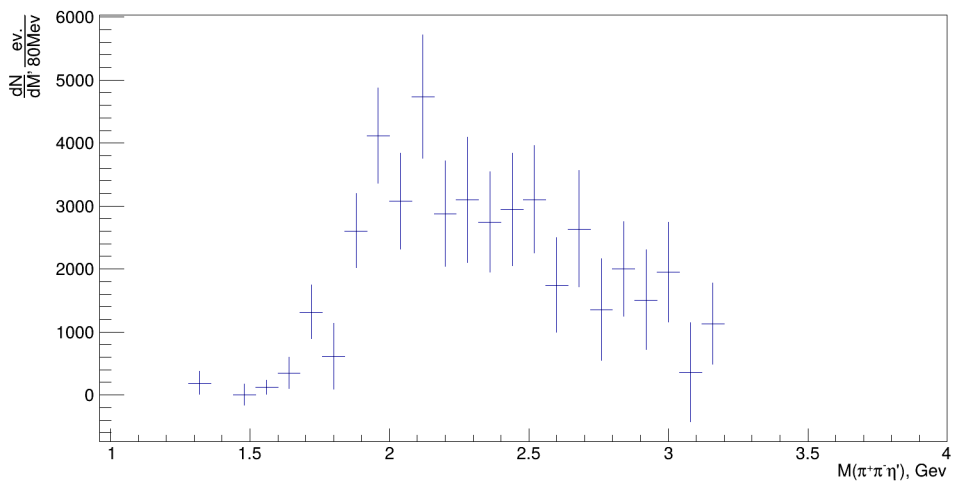


Рис. 9.11 – Восстановленная масса системы (run45)

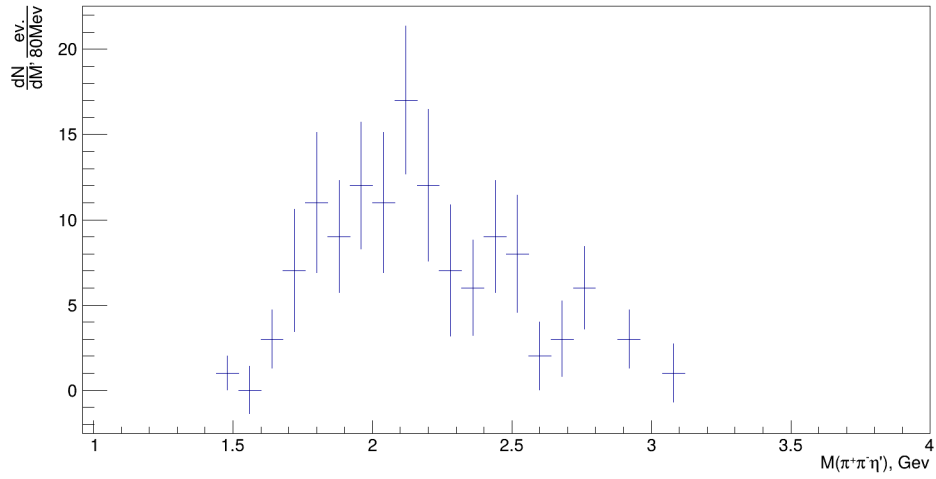


Рис. 9.12 – Масса системы (run47)

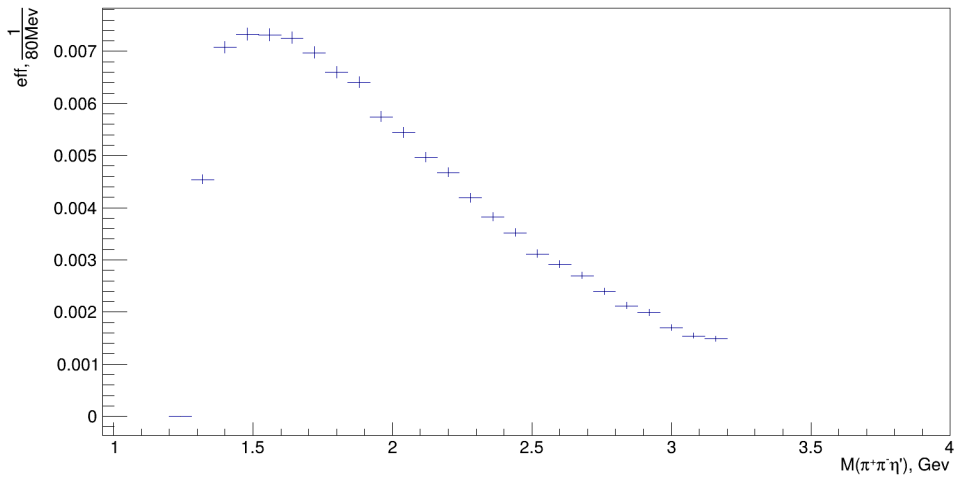


Рис. 9.13 – Эффективность по массе (run47)

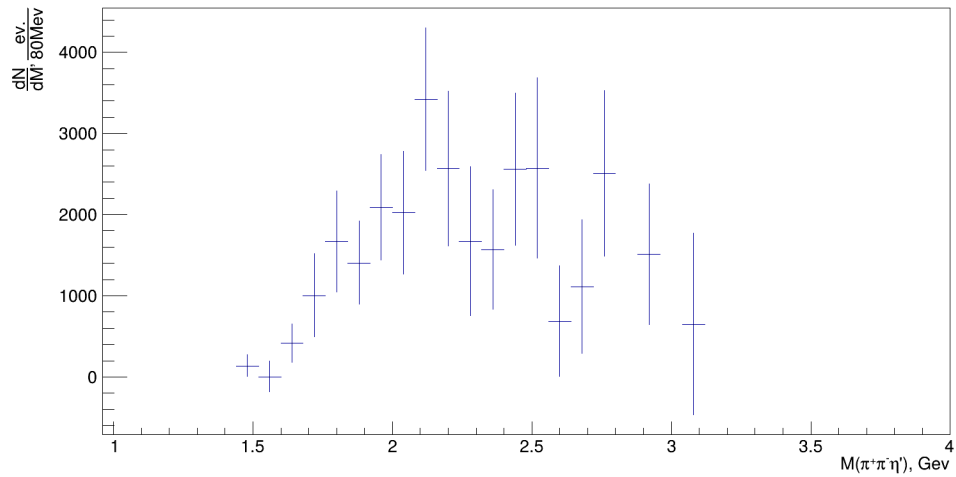


Рис. 9.14 – Восстановленная масса системы (run47)

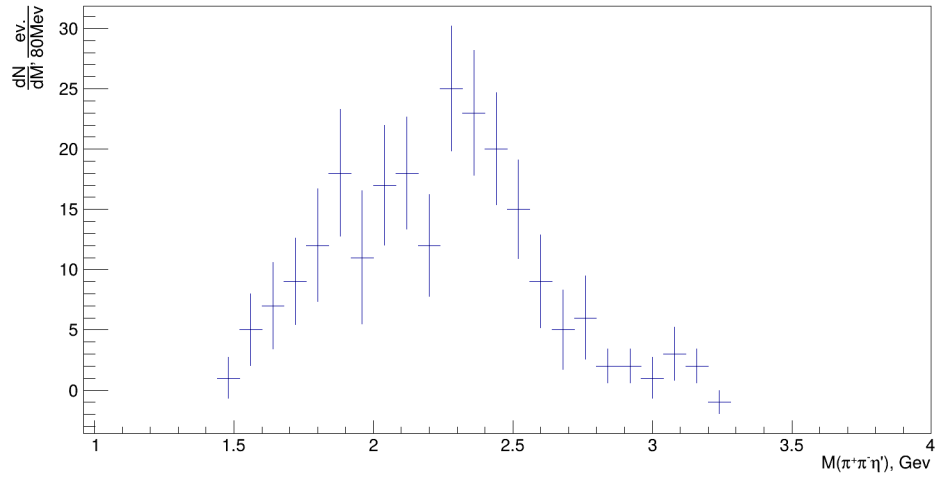


Рис. 9.15 – Масса системы (run48)

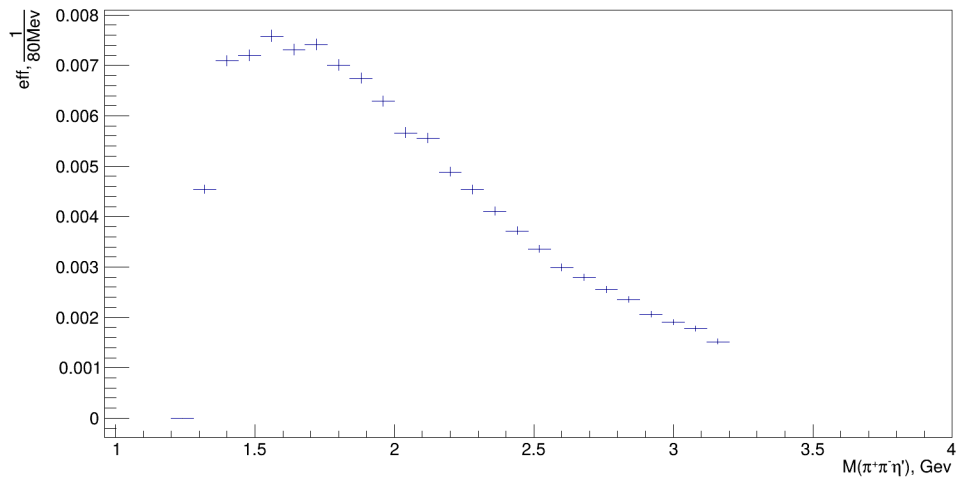


Рис. 9.16 – Эффективность по массе (run48)

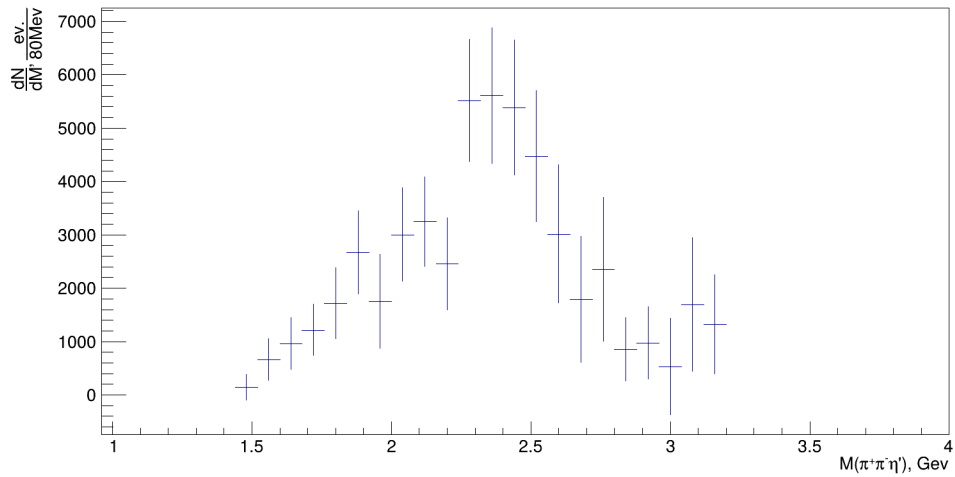


Рис. 9.17 – Восстановленная масса системы (run48)

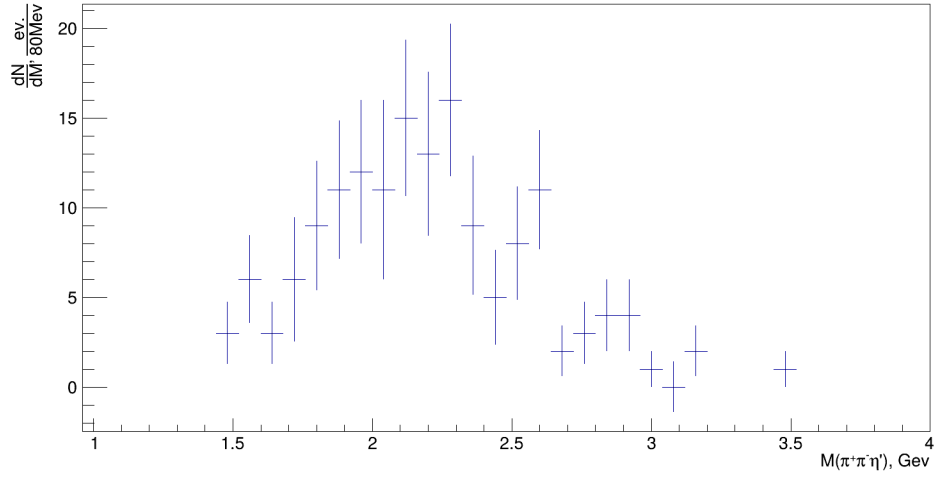


Рис. 9.18 – Масса системы (run59)

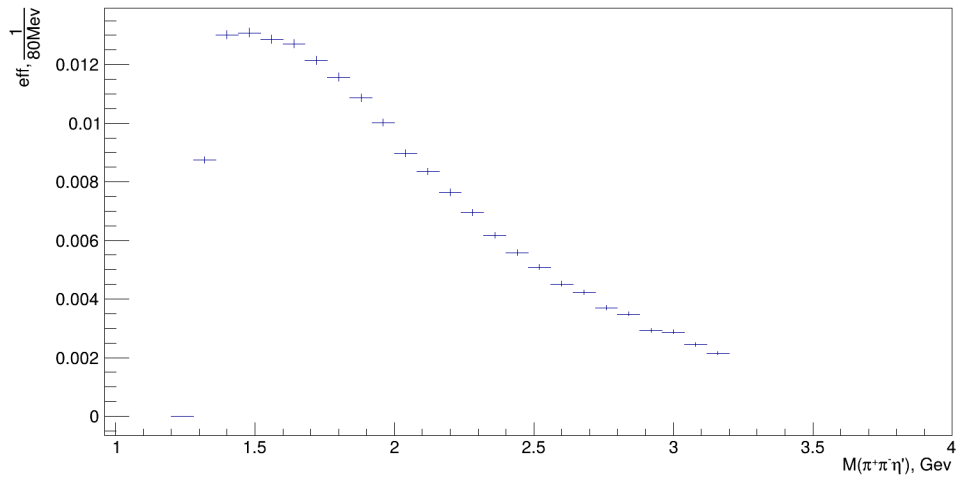


Рис. 9.19 – Эффективность по массе (run59)

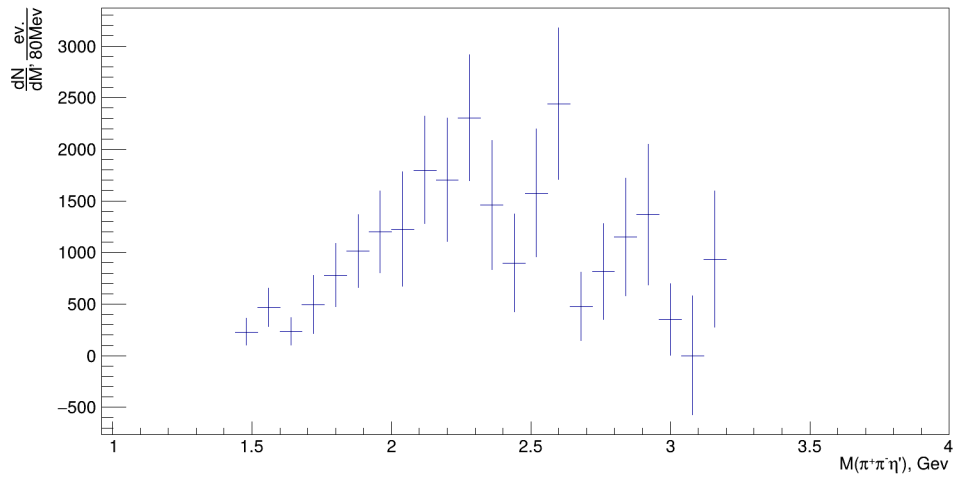


Рис. 9.20 – Восстановленная масса системы (run59)

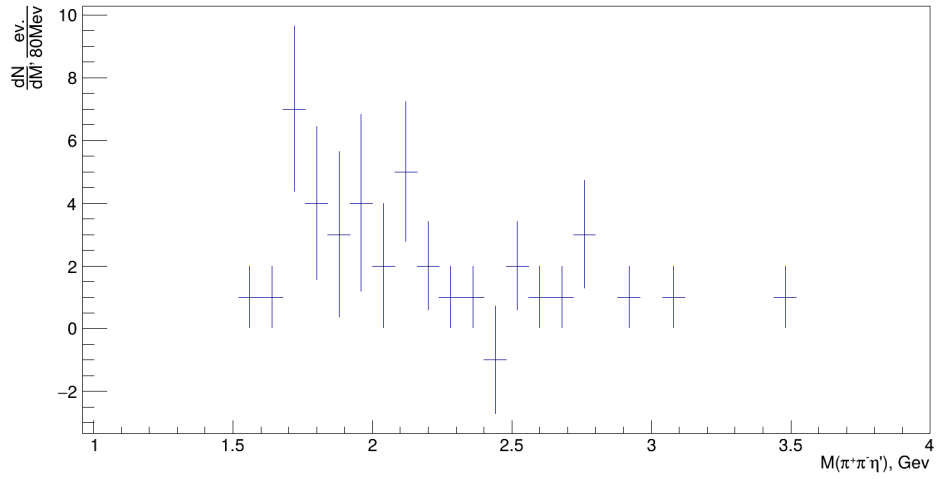


Рис. 9.21 – Масса системы (run60)

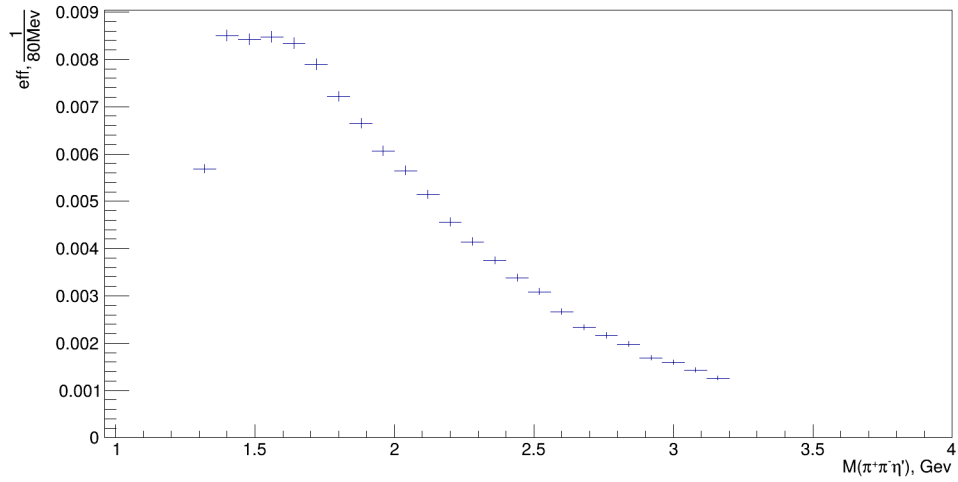


Рис. 9.22 – Эффективность по массе (run60)

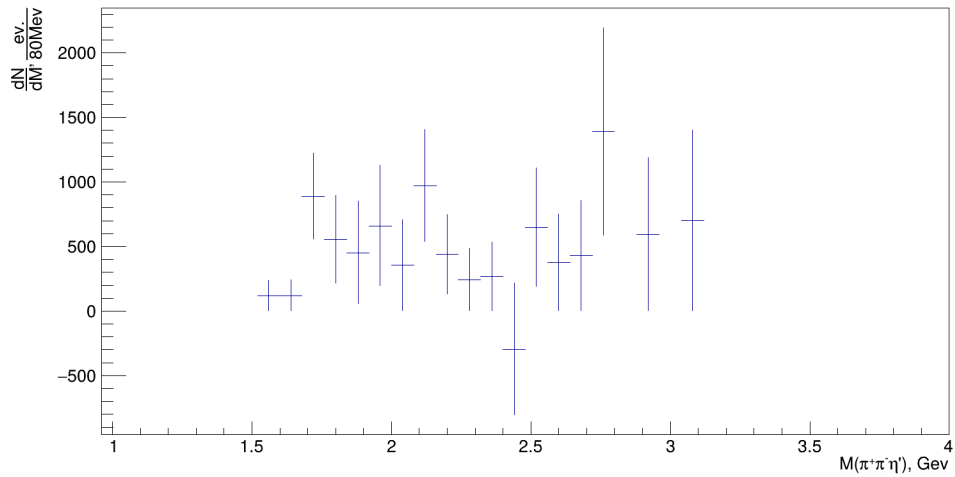


Рис. 9.23 – Восстановленная масса системы (run60)

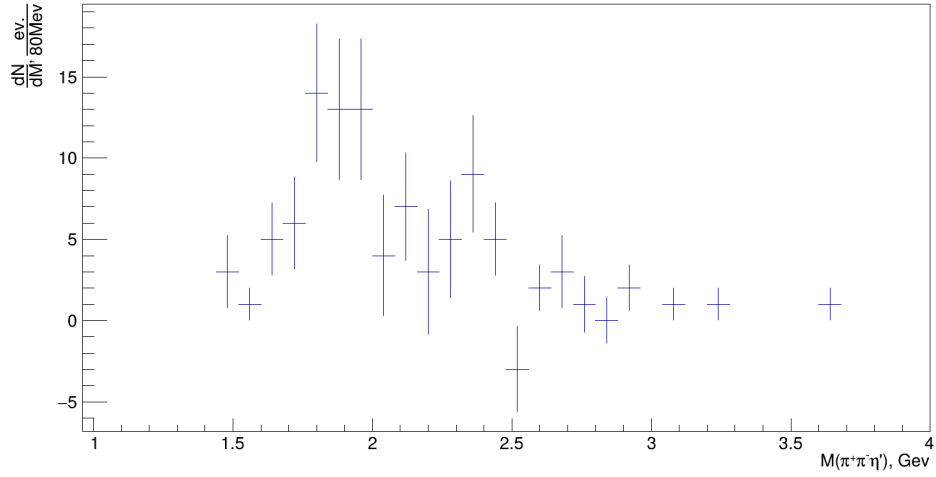


Рис. 9.24 – Масса системы (run62)

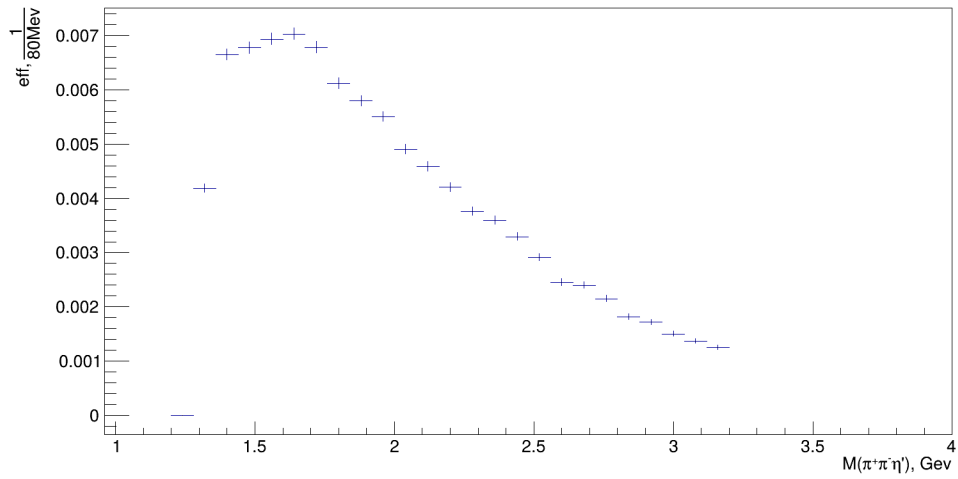


Рис. 9.25 – Эффективность по массе (run62)

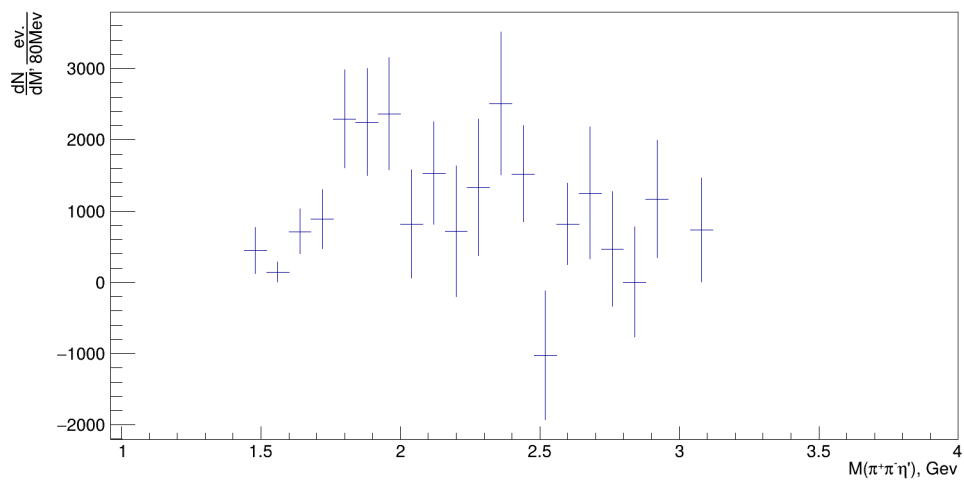


Рис. 9.26 – Восстановленная масса системы (run62)

Глава 10

Оценка сечения

Формула сечения:

$$\sigma = \frac{N_{obs} \cdot K_{trig}}{N_{beam} \cdot \epsilon \cdot n \cdot L}$$

N_{obs} - количество отобранных событий реакции.

N_{beam} - число пучковых событий, прошедших через мишень.

ϵ - эффективность.

K_{trig} - коэффициент разреживания триггера.

n - концентрация вещества мишени.

L - длина мишени.

При сбросе пионного пучка на мишень, лишь малая часть пучковых частиц реагирует с ядрами бериллия. Каждое детектированное событие происходит в потоке пролетающих без реакции пучковых частиц. Для каждого события вычисляется величина мгновенной интенсивности, равная отношению прироста счёта в телескопе $S1 \cdot S2$ к величине времени от предыдущего события. Интенсивность может сильно меняться в течение цикла и сеанса. При моделировании пучковые события учитываются так, как было описано в конце гл. 3, поэтому этот эффект учитывается модельной эффективностью.

По физическому смыслу сечение не должно зависеть от интенсивности. Если разбить шкалу интенсивности на отрезки и выполнить вычисление сечения на каждом из них, то оно должно быть константным:

$$\sigma = \frac{N_{obs}(I) \cdot K_{trig}}{N_{beam}(I) \cdot \epsilon(I) \cdot n \cdot L}$$

Константность подтверждает правильность построения.

Вычисление сечения состоит из трёх шагов:

- 1) выделение статистики реакции, получение $N_{obs}(I)$
- 2) выделение статистики пучкового потока, определение $N_{beam}(I)$
- 3) нахождение функции эффективности $\epsilon(I)$

Рис. 10.1 отражает величину потока через передний торец мишени в сеансе 44.

На рис. 10.2, 10.3, 10.4 показаны распределения $N_{obs}(I)$, $N_{beam}(I)$ и $\epsilon(I)$ в (run44).

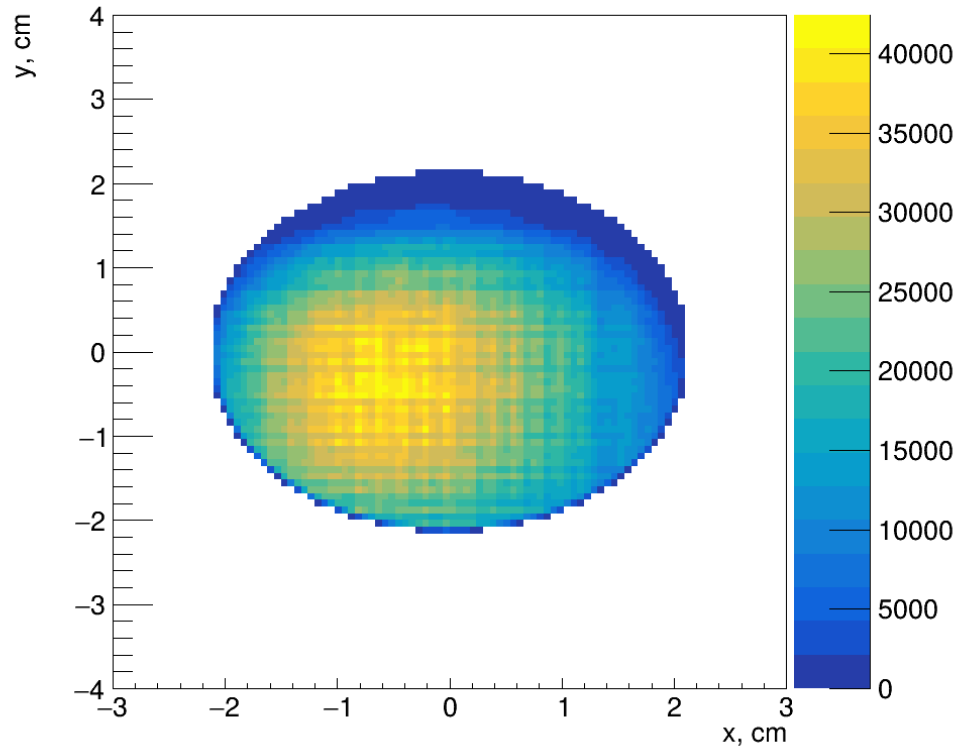


Рис. 10.1 – Распределение по входному торцу мишени в триггере BEAM (run44)

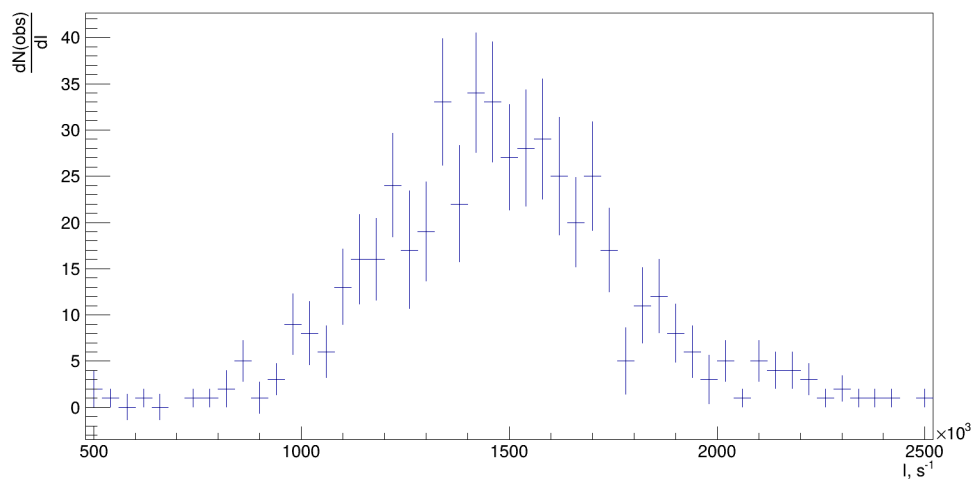


Рис. 10.2 – Распределение N_{obs} по интенсивности (run44)

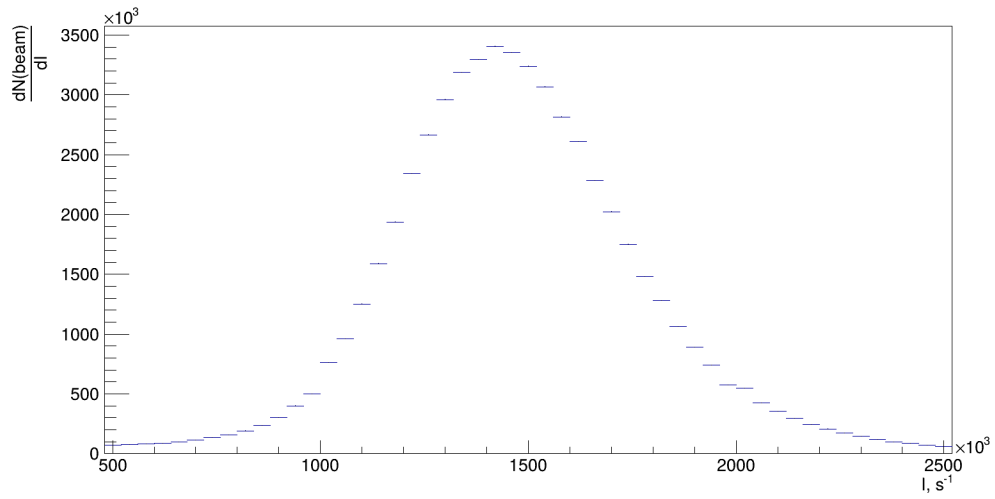


Рис. 10.3 – Распределение N_{beam} по интенсивности (run44)

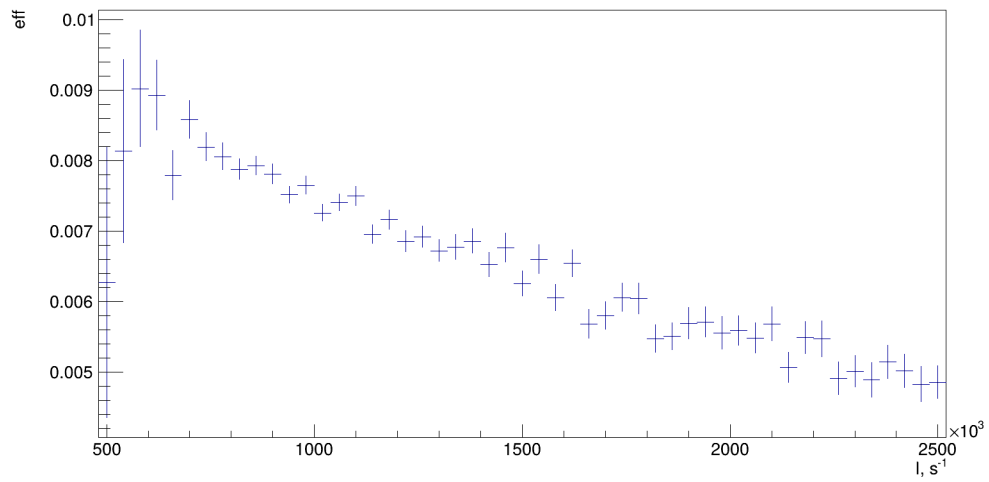


Рис. 10.4 – Эффективность (run44)

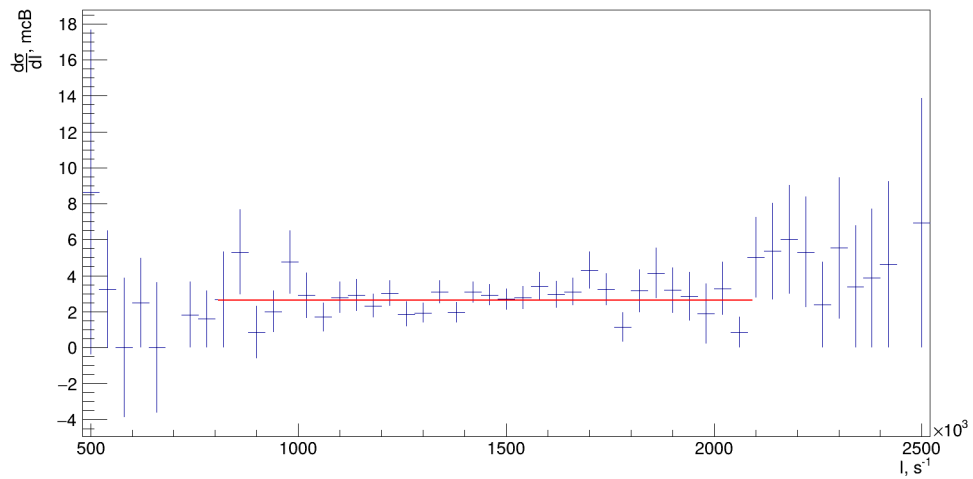


Рис. 10.5 – Сечение (run44)

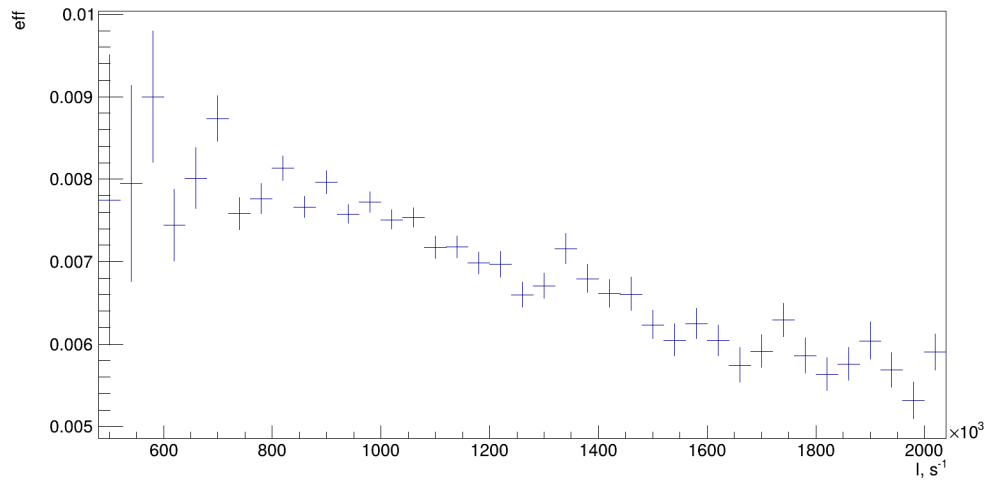


Рис. 10.6 – Эффективность (run45)

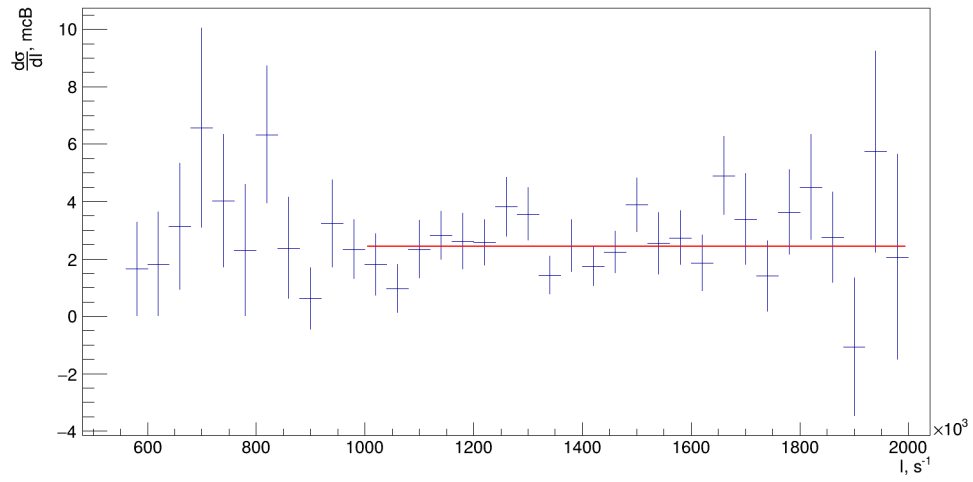


Рис. 10.7 – Сечение (run45)

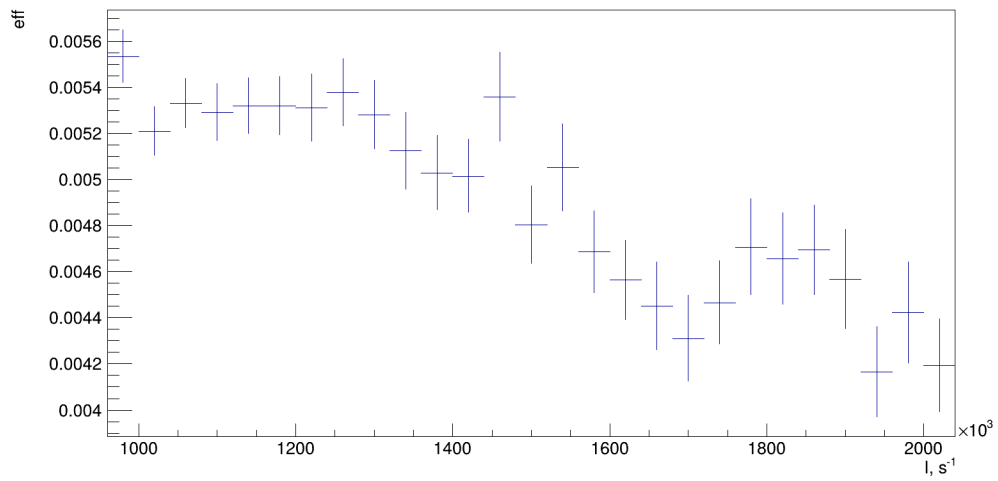


Рис. 10.8 – Эффективность (run47)

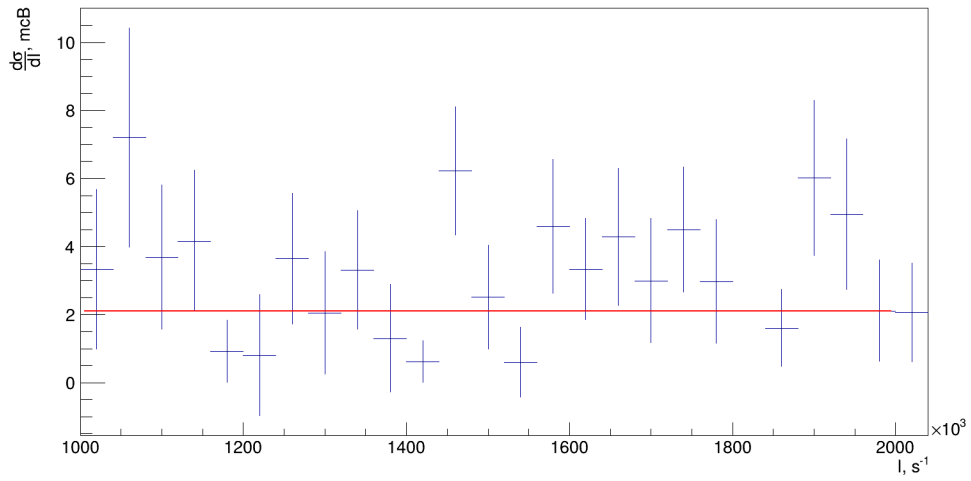


Рис. 10.9 – Сечение (run47)

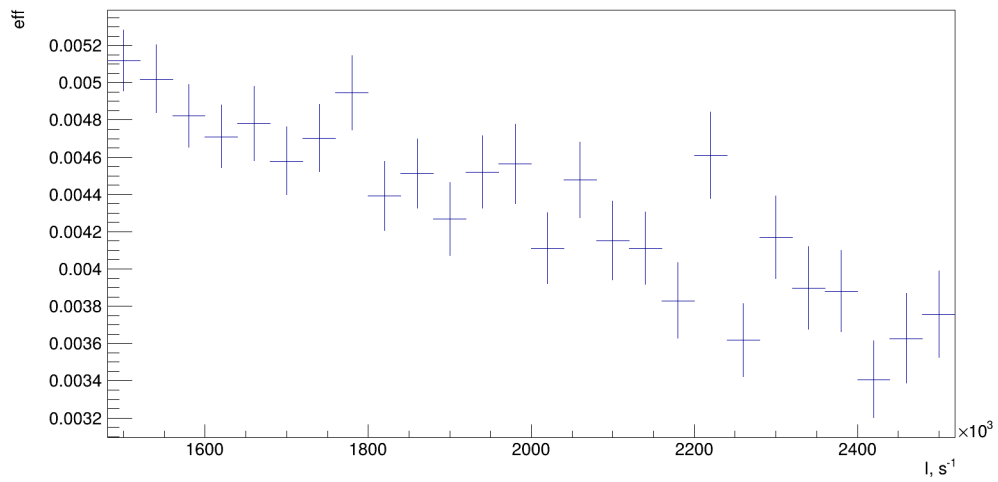


Рис. 10.10 – Эффективность (run48)

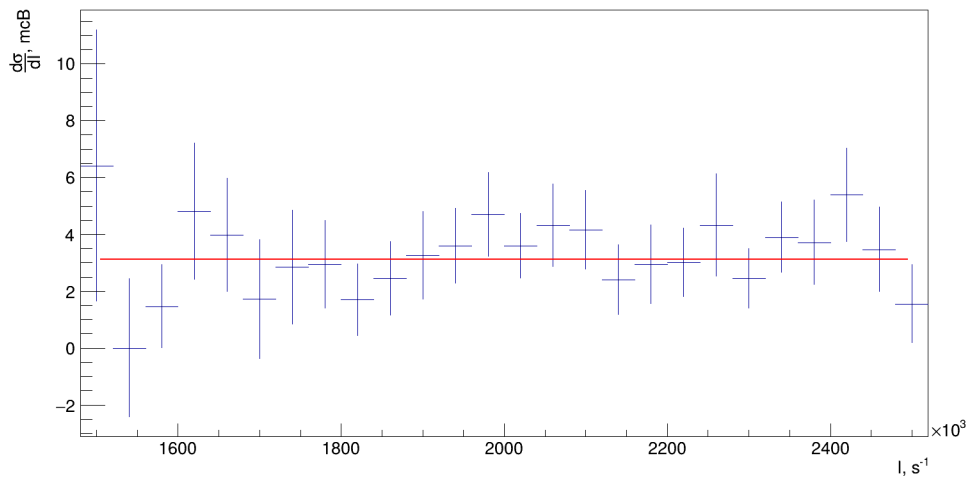


Рис. 10.11 – Сечение (run48)

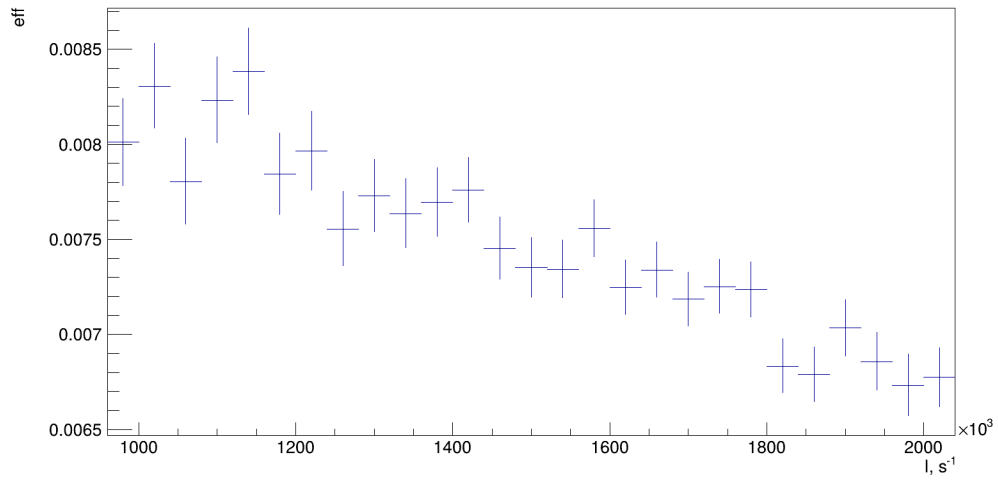


Рис. 10.12 – Эффективность (run59)

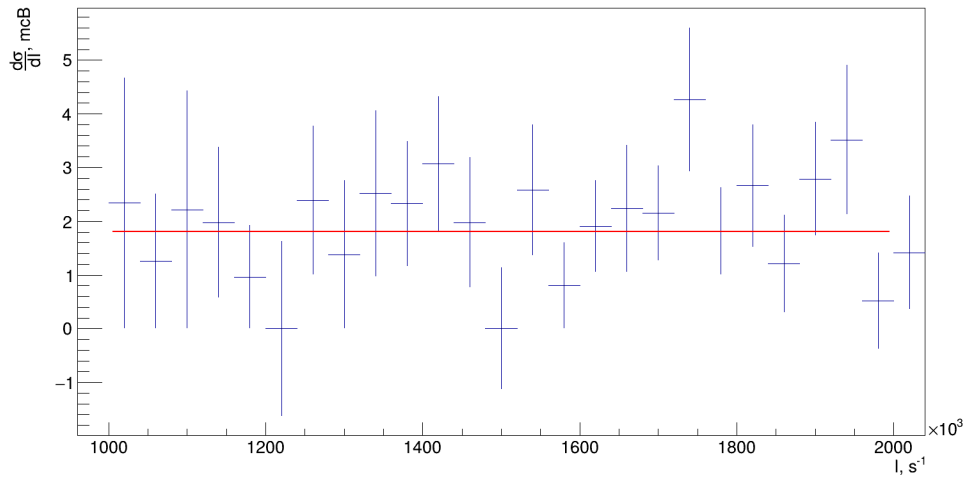


Рис. 10.13 – Сечение (run59)

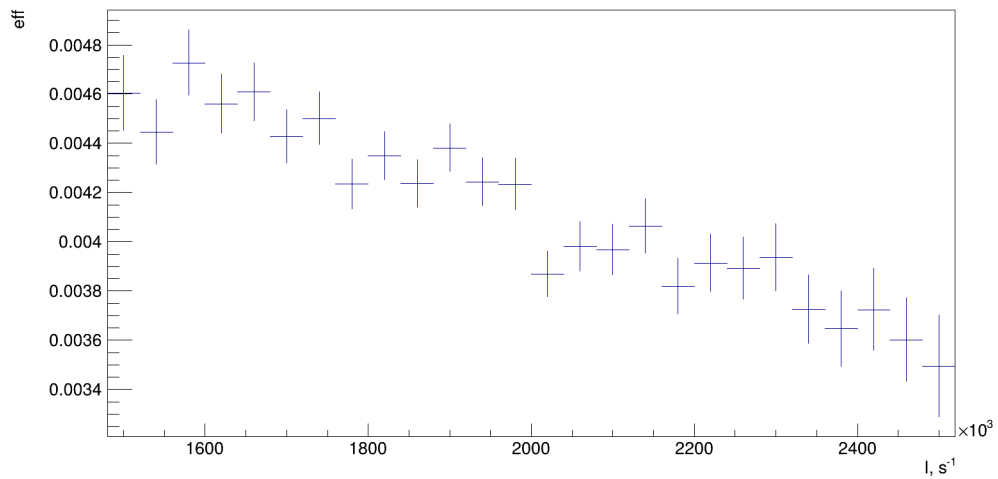


Рис. 10.14 – Эффективность (run60)

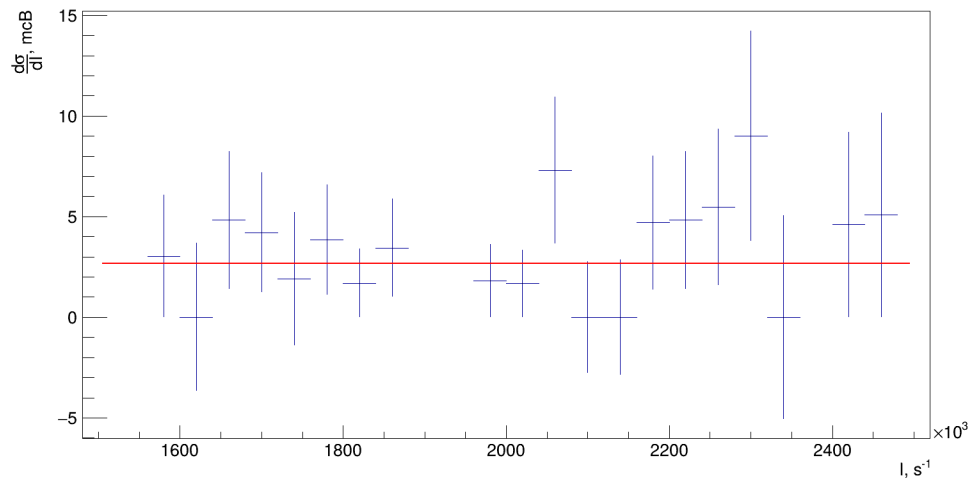


Рис. 10.15 – Сечение (run60)

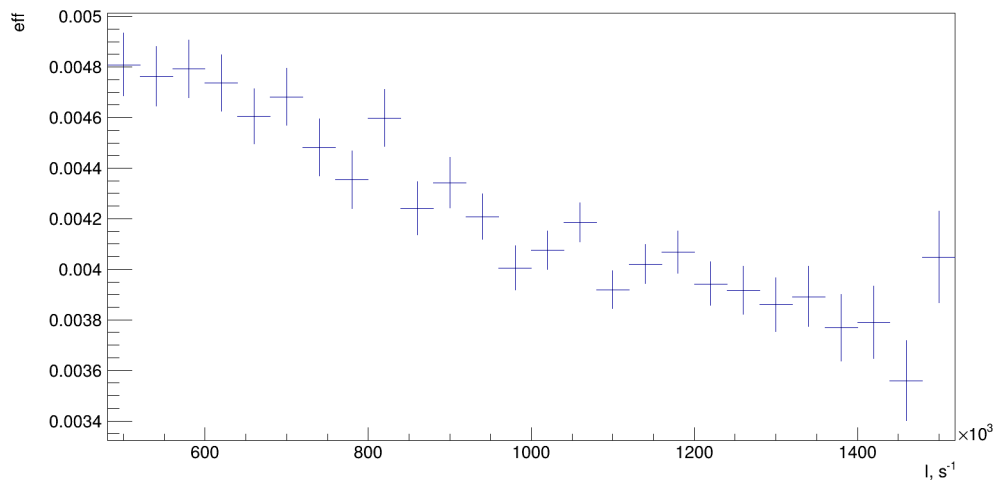


Рис. 10.16 – Эффективность (run62)

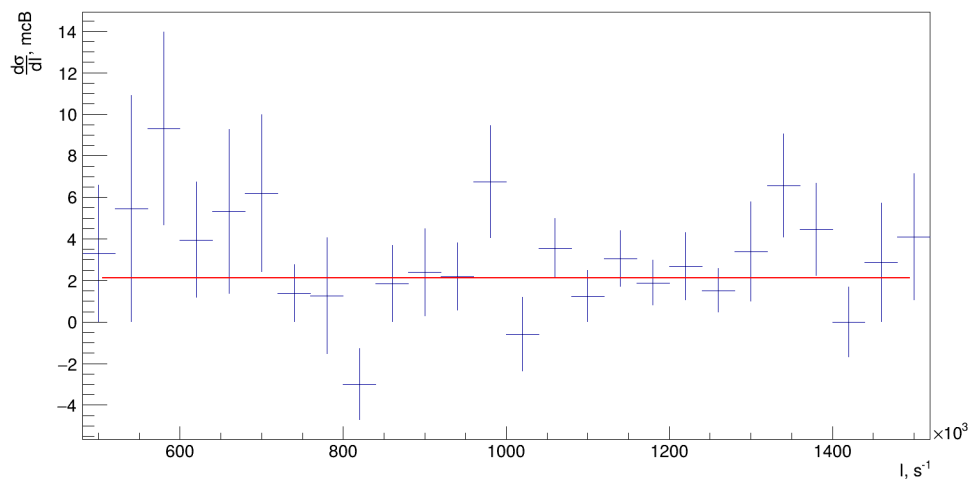


Рис. 10.17 – Сечение (run62)

Суммарное сечение по двум реакциям по сеансам:

сеанс	сечение, мкб
run44	2.62 ± 0.15
run45	2.45 ± 0.21
run47	2.11 ± 0.30
run48	3.13 ± 0.29
run59	1.80 ± 0.23
run60	2.67 ± 0.63
run62	2.11 ± 0.36

– Инклюзивное сечение

Вклад нейтронной компоненты в сечение составляет $0.14/(0.14+1)$. Брэнчинг распада η' -мезона по 2TPL составляет 16.75%.

Сечение исследуемой реакции по сеансам указано в таблице.

сеанс	сечение, мкб
run44	1.92 ± 0.11
run45	1.80 ± 0.16
run47	1.55 ± 0.22
run48	2.29 ± 0.22
run59	1.32 ± 0.17
run60	1.96 ± 0.47
run62	1.55 ± 0.27

– Сечение реакции

Глава 11

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

- 1) разработана методика выделения на установке ВЕС редкой реакции $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- A'$;
- 2) в экспериментальных данных, набранных на установке ВЕС в шести сеансах выделена реакция $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^+ \pi^- A'$ в двух модах распада η' ($\eta' \rightarrow 2\gamma$ и $\eta' \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$);
- 3) выполнен анализ фоновых процессов;
- 4) разработана монте-карловская модель для расчета эффективностей регистрации искомой реакции;
- 5) выполнен расчет эффективностей в рамках МК-модели процесса и детальной модели установки;
- 6) разработана методика выделения вкладов в исследуемый процесс реакций с образованием только нейтрона и реакций с образованием нуклонных резонансов;
- 7) получена предварительная оценка сечения исследуемого процесса.

Выражаю благодарность Ю.А.Хохлову и А.М.Зайцеву за руководство, и А.А.Шумакову за помощь в работе.

Список использованной литературы

- [1] Observation of a resonance $X(1835)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ BES Collaboration • M. Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: hep-ex/0508025 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.95.262001, 10.1142/9789811217739_032 *Published in: Phys.Rev.Lett.* 95(2005)262001
- [2] Confirmation of the $X(1835)$ and observation of the resonances $X(2120)$ and $X(2370)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ BESIII Collaboration • M. Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 1012.3510 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.072002 Published in: *Phys.Rev.Lett.* 106 (2011), 072002
- [3] Observation and Spin-Parity Determination of the $X(1835)$ in $J/\psi \rightarrow K_S^0 K_S^0$ BESIII Collaboration • M. Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 1506.04807 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.091803 Published in: *Phys.Rev.Lett.* 115 (2015) 9, 091803
- [4] Observation of an anomalous line shape of the $\eta' \pi^+ \pi^-$ mass spectrum near the $p\bar{p}$ mass threshold in $J/\psi \rightarrow \gamma \eta' \pi^+ \pi^-$ BESIII Collaboration • Medina Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 1603.09653 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.042002, 10.1142/9789811217739_038 *Published in: Phys.Rev.Lett.* 117(2016)4, 042002
- [5] Observation of $X(2370)$ and search for $X(2120)$ in $J/\psi \rightarrow \gamma K \bar{K} \eta'$ BESIII Collaboration • M. Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 1912.11253 [hep-ex] DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-8078-4 Published in: *Eur.Phys.J.C* 80 (2020) 8, 746
- [6] Observation of a State $X(2600)$ in the $\pi^+ \pi^- \eta'$ System in the Process $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- \eta'$ (BESIII Collaboration)* and BESIII Collaborations • M. Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 2201.10796 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.042001 (publication) Published in: *Phys.Rev.Lett.* 129 (2022) 4, 042001
- [7] Determination of Spin-Parity Quantum Numbers of $X(2370)$ as 0^{-+} from $J/\psi \rightarrow K S_0 K S_0$ BESIII Collaboration • Medina Ablikim (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 2312.05324 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevLett.132.181901 (publication) Published in: *Phys.Rev.Lett.* 132 (2024) 18, 181901
- [8] First study of η_c , $\eta(1760)$ and $X(1835)$ production via $\eta' \pi^+ \pi^-$ final states in two-photon collisions Belle Collaboration • C.C. Zhang (Beijing, Inst. High Energy Phys.) et al. e-Print: 1206.5087 [hep-ex] DOI: 10.1103/PhysRevD.86.052002 Published in: *Phys.Rev.D* 86 (2012), 052002
- [9] Study of the $\pi_0 \pi_0 \eta'$ final state in anti-p p annihilation at rest Crystal Barrel Collaboration • A. Abele (Karlsruhe U.) et al. DOI: 10.1016/S0370-2693(97)00526-1 Published in: *Phys.Lett.B* 404 (1997), 179-186
- [10] Data on $\bar{p}p \rightarrow \eta' \pi^0 \pi^0$ for masses $1960 - MeV/c^2$ to $2410 - MeV/c^2$ A.V. Anisovich (St. Petersburg, INP), C.A. Baker (Rutherford), C.J. Batty (Rutherford), D.V. Bugg (Queen Mary, U. of London), C. Hodd (Queen Mary, U. of London) et al. e-Print: 1109.2092 [hep-ex] DOI: 10.1016/S0370-2693(00)01019-4 Published in: *Phys.Lett.B* 491 (2000), 40-46
- [11] Resonances in anti-p p $\rightarrow \eta \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ at rest A.V. Anisovich (St. Petersburg, INP), D.V. Bugg (Queen Mary, U. of London), N. Djaoshvili (CERN), C. Hodd (Queen Mary,

U. of London), J. Kisiel (Silesia U.) et al. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00349-9 Published in: Nucl.Phys.A 690 (2001), 567-594

[12] Particle Data Group (Workman R. L. et al.), Prog. Theor. Exp. Phys., 2022 (2022) 083C01 [13] Revisiting the pseudoscalar meson and glueball mixing and key issues in the search for a pseudoscalar glueball state Wen Qin (Hunan Normal U. and Hunan, LDQSQC), Qiang Zhao (Beijing, GUCAS and Beijing, Inst. High Energy Phys. and Hunan Normal U.), Xian-Hui Zhong (Hunan Normal U. and Hunan, LDQSQC) e-Print: 1712.02550 [hep-ph] DOI: 10.1103/PhysRevD.97.096002 Published in: Phys.Rev.D 97 (2018) 9, 096002

[14] X(1835): A Natural candidate of eta-prime's second radial excitation Tao Huang (Beijing, Inst. High Energy Phys. and CCAST World Lab, Beijing), Shi-Lin Zhu (Peking U.) e-Print: hep-ph/0511153 [hep-ph] DOI: 10.1103/PhysRevD.73.014023 Published in: Phys.Rev.D 73 (2006), 014023

[15] Categorizing resonances X(1835), X(2120) and X(2370) in the pseudoscalar meson family Jie-Sheng Yu (Lanzhou U. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Zhi-Feng Sun (Lanzhou U. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Xiang Liu (Lanzhou U. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Qiang Zhao (Beijing, Inst. High Energy Phys. and TPCSF, Beijing) e-Print: 1104.3064 [hep-ph] DOI: 10.1103/PhysRevD.83.114007 Published in: Phys.Rev.D 83 (2011), 114007

[16] Potential higher radial excitations in the light pseudoscalar meson family Li-Ming Wang (Lanzhou U. (main) and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Qin-Song Zhou (Lanzhou U. (main) and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Cheng-Qun Pang (Lanzhou U. (main) and Qinghai Normal U.), Xiang Liu (Lanzhou U. (main) and Lanzhou, Inst. Modern Phys.) e-Print: 2010.05132 [hep-ph] DOI: 10.1103/PhysRevD.102.114034 (publication) Published in: Phys.Rev.D 102 (2020) 11, 114034

[17] Eta(c): Glueball mixing and resonance X(1835) Nikolai Kochelev (Seoul Natl. U. and Dubna, JINR), Dong-Pil Min (Seoul Natl. U.) e-Print: hep-ph/0510016 [hep-ph] DOI: 10.1103/PhysRevD.72.097502 Published in: Phys.Rev.D 72 (2005), 097502

[18] A. H. Fariborz, R. Jora and J. Schechter, Phys. Rev. D 79, 074014 (2009) doi:10.1103/PhysRevD.79.074014 [arXiv:0902.2825 [hep-ph]] [19] On the structure of the X(1835) baryonium J.-P. Dedonder (Paris U., VI-VII), B. Loiseau (Paris U., VI-VII), B. El-Bennich (Argonne, PHY), S. Wycech (Warsaw, Inst. Nucl. Studies) e-Print: 0904.2163 [nucl-th] DOI: 10.1103/PhysRevC.80.045207 Published in: Phys.Rev.C 80 (2009), 045207

[20] Status of X(1835) and $p\bar{p}$ Interaction from Chiral Symmetry Yong-Feng Liu (Peking U.), Xian-Wei Kang (IAS, Julich and JCHP, Julich) DOI: 10.3390/sym8030014 Published in: Symmetry 8 (2016) 3, 14

[21] Constructing new pseudoscalar meson nonets with the observed X(2100), X(2500), and $\eta(2225)$ Li-Ming Wang (Lanzhou U. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Si-Qiang Luo (Lanzhou U. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Zhi-Feng Sun (Lanzhou U. and Adelaide U. and Adelaide U., Sch. Chem. Phys. and Lanzhou, Inst. Modern Phys.), Xiang Liu (Lanzhou U.

and Beijing, Inst. Atomic Energy and Lanzhou, Inst. Modern Phys.) e-Print: 1705.00549 [hep-ph]
DOI: 10.1103/PhysRevD.96.034013 Published in: Phys.Rev.D 96 (2017) 3, 034013

Список сокращений и условных обозначений

Словарь терминов

Список иллюстративного материала

2.1. Установка ВЕС. Обозначения: 1 - сцинтилляторы пучковой секции, 2 - пропорциональные камеры, 3 - система VETO с мишенью, 4 - пропорциональные камеры спектрометра, 5 - дипольный магнит, 6 - дрейфовые камеры, 7 - светособирающие конусы, 8 - зеркала, 9 - радиатор черенковского счётчика, 10 - панели с дрейфовыми трубками, 11 - электромагнитный калориметр.	4
5.1. Главная вершина	9
6.1. Масса двух фотонов	12
6.2. Масса η -мезона	12
6.3. Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$, 4 комбинации	13
6.4. Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$	13
6.5. Модуль импульса системы	14
6.6. Масса системы (без поправки на эффективность)	14
6.7. mm^2	14
6.8. t'	15
6.9. Масса подсистемы $\pi^+\pi^-$	15
6.10. Масса подсистемы $\pi^+\eta'$	15
6.11. Масса подсистемы $\pi^-\eta'$	16
6.12. Угол Треймана-Янга	16
6.13. Масса двух фотонов	17
6.14. Масса π^0 -мезона	17
6.15. Масса системы $\pi^+\pi^-\pi^0$, 9 комбинаций	18
6.16. Масса системы $\pi^+\pi^-\pi^0$	18
6.17. Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$, 4 комбинации	18
6.18. Масса системы $\pi^+\pi^-\eta$	19
6.19. Гистограмма масс η vs η'	19
6.20. Гистограмма масс для η vs η'	20
6.21. Масса η -мезона	20
6.22. Масса η' -мезона	20
6.23. Модуль импульса системы	21
6.24. Масса системы (без поправки на эффективность)	21
6.25. mm^2	21
6.26. t'	22
6.27. Масса подсистемы $\pi^+\pi^-$	22
6.28. Масса подсистемы $\pi^+\eta'$	22
6.29. Масса подсистемы $\pi^-\eta'$	23

6.30. Угол Треймана-Янга	23
8.1. Равномерная генерация по диаграмме Далица	28
8.2. Двухфотонная масса, разрешение	29
8.3. Распределение по массе $\pi^+\pi^-\eta$, разрешение	29
8.4. Масса системы $\pi^+\pi^-\eta'$, эффективность	29
8.5. mm^2	30
8.6. Распределение t' по модели однопионного обмена	30
8.7. mm^2	31
8.8. Распределение t'	32
9.1. Модельная функция нейтронной компоненты	35
9.2. Модельная функция для компоненты с $\Delta(1232)$	35
9.3. Модельная функция для компоненты с $\Delta(1600)$	35
9.4. Фитирование суммой модельных функций в триггере MAIN	36
9.5. Вычисление отношения эффективностей τ	37
9.6. Масса системы (run44)	38
9.7. Эффективность по массе (run44)	38
9.8. Восстановленная масса системы (run44)	38
9.9. Масса системы (run45)	39
9.10. Эффективность по массе (run45)	39
9.11. Восстановленная масса системы (run45)	39
9.12. Масса системы (run47)	40
9.13. Эффективность по массе (run47)	40
9.14. Восстановленная масса системы (run47)	40
9.15. Масса системы (run48)	41
9.16. Эффективность по массе (run48)	41
9.17. Восстановленная масса системы (run48)	41
9.18. Масса системы (run59)	42
9.19. Эффективность по массе (run59)	42
9.20. Восстановленная масса системы (run59)	42
9.21. Масса системы (run60)	43
9.22. Эффективность по массе (run60)	43
9.23. Восстановленная масса системы (run60)	43
9.24. Масса системы (run62)	44
9.25. Эффективность по массе (run62)	44
9.26. Восстановленная масса системы (run62)	44
10.1. Распределение по входному торцу мишени в триггере BEAM (run44)	46
10.2. Распределение N_{obs} по интенсивности (run44)	46

10.3. Распределение N_{beam} по интенсивности (run44)	47
10.4. Эффективность (run44)	47
10.5. Сечение (run44)	47
10.6. Эффективность (run45)	48
10.7. Сечение (run45)	48
10.8. Эффективность (run47)	48
10.9. Сечение (run47)	49
10.10. Эффективность (run48)	49
10.11. Сечение (run48)	49
10.12. Эффективность (run59)	50
10.13. Сечение (run59)	50
10.14. Эффективность (run60)	50
10.15. Сечение (run60)	51
10.16. Эффективность (run62)	51
10.17. Сечение (run62)	51

Список таблиц