

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА МАТЕРИАЛА ПЕРЕД
КАЛОРИМЕТРОМ PHOS ДЕТЕКТОРА ALICE**

Студент

_____ Е. Р. Арляпов

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доц.

_____ Д. Ю. Пересунько

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА МАТЕРИАЛА ПЕРЕД
КАЛОРИМЕТРОМ PHOS ДЕТЕКТОРА ALICE**

Студент	_____ Е. Р. Арляпов
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ Д. Ю. Пересунько
Рецензент, к.ф.-м.н., в. н. с.	_____ А. Б. Борисов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

1	Аннотация	4
2	Введение	5
2.1	Необходимость оценки количества материала перед калориметром PHOS	5
2.2	Методы оценки количества материала в различных экспериментах	5
3	Эксперимент ALICE	13
3.1	Фотонный спектрометр PHOS	14
4	Анализ данных	17
4.1	Оценка количества вещества по изменению выхода π^0 -мезонов в условиях выключенного и включенного магнитных полей	17
4.2	Получение сырого спектра π^0 -мезонов методом инвариантных масс	19
5	Результаты	27
5.1	Измерение выхода π^0 -мезонов в данных	27
5.2	Измерение выхода π^0 -мезонов в Monte-Carlo моделировании	29
5.3	Оценка систематической неопределённости	33
5.4	Итоговый результат	37
6	Заключение	40
	Список использованных источников	41

1 АННОТАЦИЯ

В данной работе производится оценка количества материала и его неопределённости перед электромагнитным калориметром PHOS эксперимента ALICE в Monte-Carlo моделировании. Для этого с помощью метода инвариантных масс сравнивается вклад фотонов, конвертировавших в e^+e^- -пару до PHOS, в π^0 -пик во внешнем магнитном поле и в его отсутствие для реальных данных и Monte-Carlo моделирования. Исходные данные получены в pp-столкновениях энергиями $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Результат представляет собой двойное отношение R реконструированных сырых спектров π^0 -мезонов (отношения сырых спектров в случае включенного поля к случаю выключенного поля для Monte-Carlo моделирования – величина $R_{FieldON/FieldOFF}^{MC}$ – и для реальных данных – величина $R_{FieldON/FieldOFF}^{Data}$ – $R = R_{FieldON/FieldOFF}^{MC} / R_{FieldON/FieldOFF}^{Data}$). По итоговому значению R можно установить, существует ли погрешность описания количества материала перед PHOS в Monte-Carlo моделировании, а также дать ей количественную оценку, которую можно применять в качестве поправки в будущих анализах.

2 ВВЕДЕНИЕ

2.1 НЕОБХОДИМОСТЬ ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА МАТЕРИАЛА ПЕРЕД КАЛОРИМЕТРОМ PHOS

Электромагнитный калориметр предназначен для реконструкции и измерения спектров фотонов, электронов (позитронов) и также частиц, претерпевающих двухфотонный распад (например, η - и π^0 -мезонов). Эффективность реконструкции зависит от того, с какой вероятностью фотон конвертирует перед калориметром. Любая физическая наблюдаемая, измерение которой производится с помощью электромагнитного калориметра, также зависит от вероятности конверсии фотона перед калориметром. Следовательно, любые физические измерения в эксперименте ALICE, проводимые с помощью PHOS, должны быть поправлены на вероятность конверсии перед ним.

Поправка на вероятность конверсии вычисляется с помощью Monte-Carlo моделирования: выполняется модель детектора, а также материала перед ним. Далее в эту модель вносится количество материала перед калориметром и оценивают поправку на реконструкцию частиц, распадающихся на фотоны и электроны. Однако невозможно учесть весь материал в точности, поэтому в Monte-Carlo реализуется приближенное описание материала. Следовательно, нужно сравнить такое описание с реальными данными. **Целью данной работы** является произвести такое сравнение.

Полученный результат войдет в виде вычисленной поправки в любую физическую наблюдаемую, измеряемую в эксперименте ALICE при участии PHOS.

2.2 МЕТОДЫ ОЦЕНКИ КОЛИЧЕСТВА МАТЕРИАЛА В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

1) В эксперименте ALICE производилась оценка количества материала между детекторами TPC и TOF методом «адронных проб» («hadronic probes»)[1]. Основная идея работы: «адронные пробы» представляют собой чистые образцы протонов из реакции $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$ (значение purity > 97.5%) и заряженных

пионов из реакции $K_S^0 \rightarrow \pi^- + \pi^+$ (поскольку установлено, что заряд пионов не влияет на конечный результат, то далее для удобства рассматриваются π^+ -мезоны, значение $\text{purity} > 98.5\%$). Выбор именно таких частиц обусловлен тем, что их свойства (такие как неупругие и полные сечения взаимодействий) описаны в Monte-Carlo с хорошей точностью. В качестве экспериментальной наблюдаемой выбирается величина, называемая «matching efficiency», которая представляет собой отношение числа адронов, попавших в TOF, к числу адронов, реконструированных в TPC.

Изучается зависимость указанной наблюдаемой от величины p_{TPC} – импульс адрона, реконструированный на внутреннем радиусе TPC. Выбор такой переменной обусловлен тем, что она обеспечивает единую отправную точку для анализа, то есть таким образом исключается вклад различных процессов (например, потери энергии или неупругие рассеяния в веществе детектора) в итоговый результат. Затем данные эксперимента сравниваются с результатами Monte-Carlo моделирования.

На рисунке 2.1 представлены сравнения и отношения r зависимостей величины «matching efficiency» от p_{TPC} для положительных пионов (рисунок 2.1a) и протонов (рисунок 2.1б) в реальных данных и Monte-Carlo моделировании.

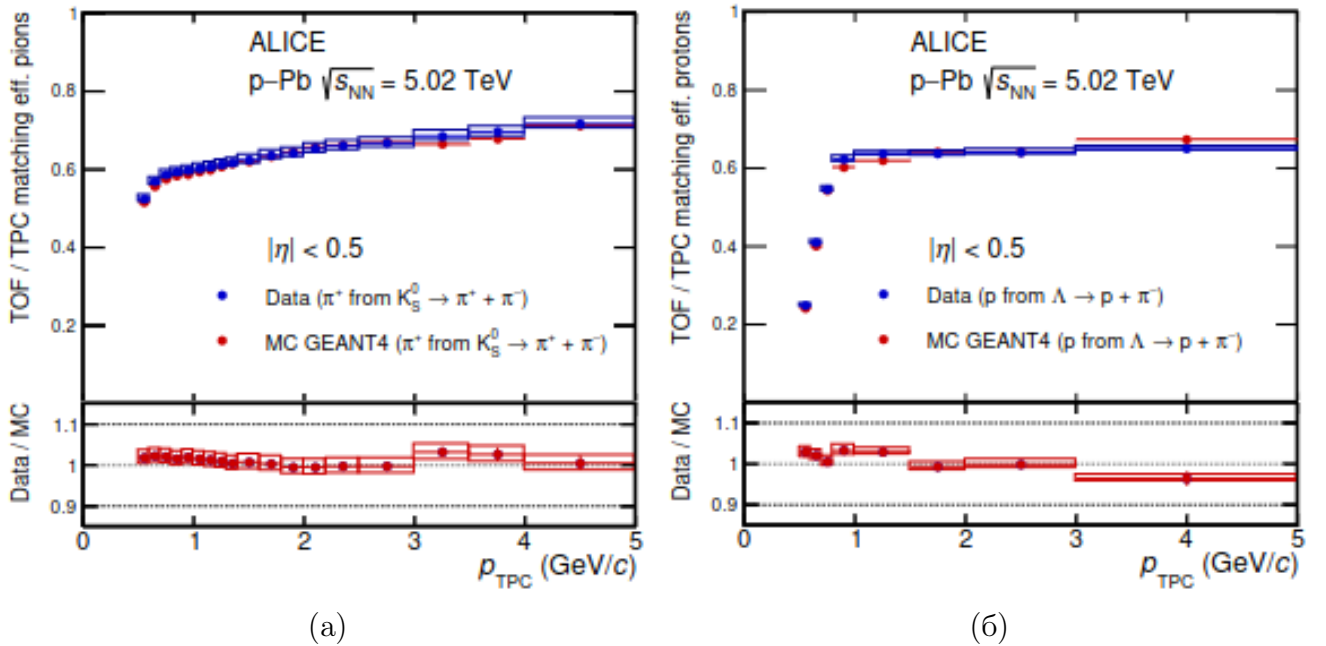


Рисунок 2.1 — сравнения зависимостей величины ”matching efficiency” от p_{TPC} для: **а** π^+ -мезонов, **б** протонов. В нижних частях графиков показаны отношения r реальных данных к Monte-Carlo моделированию

Далее отношение r выражается через толщину материала между детекторами TPC и TOF следующим образом:

$$r = \frac{e^{-X_{TOF-TPC}^{Data}/\lambda}}{e^{-X_{TOF-TPC}^{MC}/\lambda}} = e^{-(X_{TOF-TPC}^{Data} - X_{TOF-TPC}^{MC})/\lambda}, \quad (2.1)$$

где λ – длина адронного взаимодействия, которая имеет смысл среднего расстояния, пройденного адроном между двумя актами неупругого взаимодействия с веществом (зависит только от плотности материала и неупругого сечения взаимодействия частицы), $X_{TOF-TPC}^{Data}$ – толщина материала между детекторами TPC и TOF, получаемая из эксперимента, $X_{TOF-TPC}^{MC}$ – толщина материала между детекторами TPC и TOF, получаемая из Monte-Carlo моделирования.

Вводится $\Delta X_{TOF-TPC} = (X_{TOF-TPC}^{Data} - X_{TOF-TPC}^{MC}) / \lambda$ – количество материала между детекторами TOF и TPC, выраженное в числе адронных длин. Поскольку, как было сказано выше, сечения неупругих взаимодействий протонов и пионов известны с хорошей точностью, то величина λ тоже считается известной. Тогда можно выразить $\Delta X_{TOF-TPC}$ через λ и r :

$$\Delta X_{TOF-TPC} = \frac{X_{TOF-TPC}^{Data} - X_{TOF-TPC}^{MC}}{\lambda} = -\ln r. \quad (2.2)$$

Итоговый результат представлен в виде распределения $\Delta X_{TOF-TPC}$ по p_{TPC} на рисунке 2.2.

Приведённый метод даёт оценку неопределённости количества материала между TPC и TOF в диапазоне $0.5 < p_{TPC} < 5.0$ ГэВ/с с точностью менее 5%.

2) В эксперименте ATLAS определялось количество вещества во внутренней трекинговой системе (ITk) методом «material budget imaging» (МБИ)[2]. Основная идея эксперимента: пучок заряженных частиц, в качестве которых использовались электроны с энергиями 1 – 6 ГэВ/с, направляется на слой вещества, в котором каждая частица испытывает многократное кулоновское рассеяние, вследствие чего на выходе из материала треки отклоняются на некоторые результирующие углы θ_i , которые зависят от характеристик частиц (импульса и заряда) и вещества (толщины и радиационной длины X_0). Схематично данный процесс представлен на рисунке 2.3.

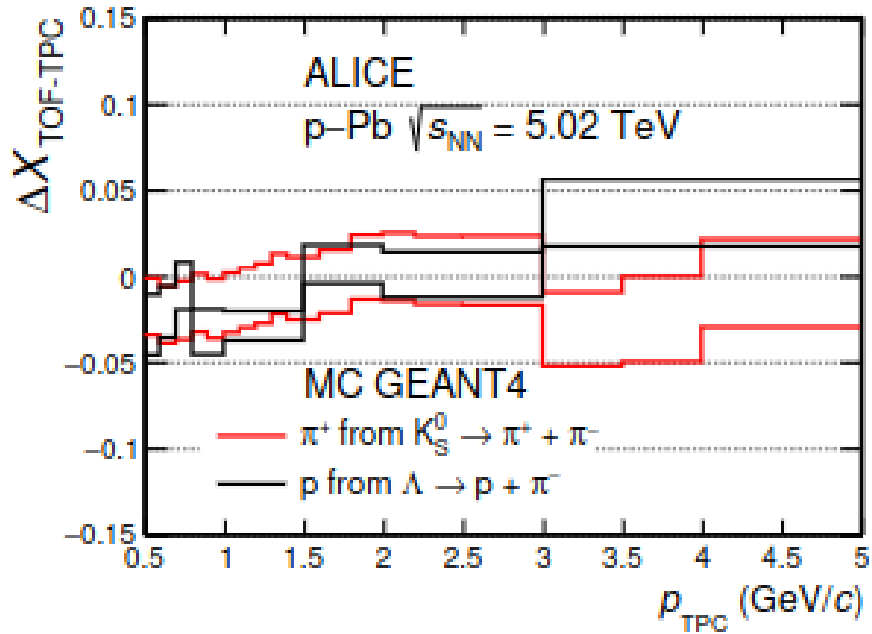


Рисунок 2.2 — зависимость количества материала между детекторами TPC и TOF $\Delta X_{TOF-TPC}$, выраженной в числе адронных длин, от величины p_{TPC} . Для каждого бина результат представлен в виде верхнего и нижнего отрезков (красных - для положительных пионов, черных - для протонов), ширина между которыми равна итоговой погрешности эксперимента

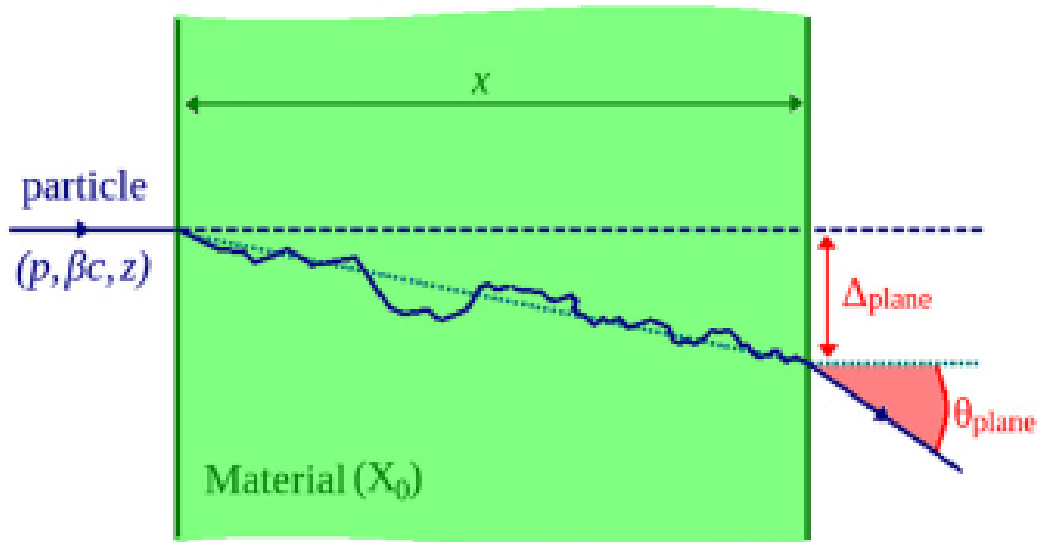


Рисунок 2.3 — схема процесса многократного кулоновского рассеяния

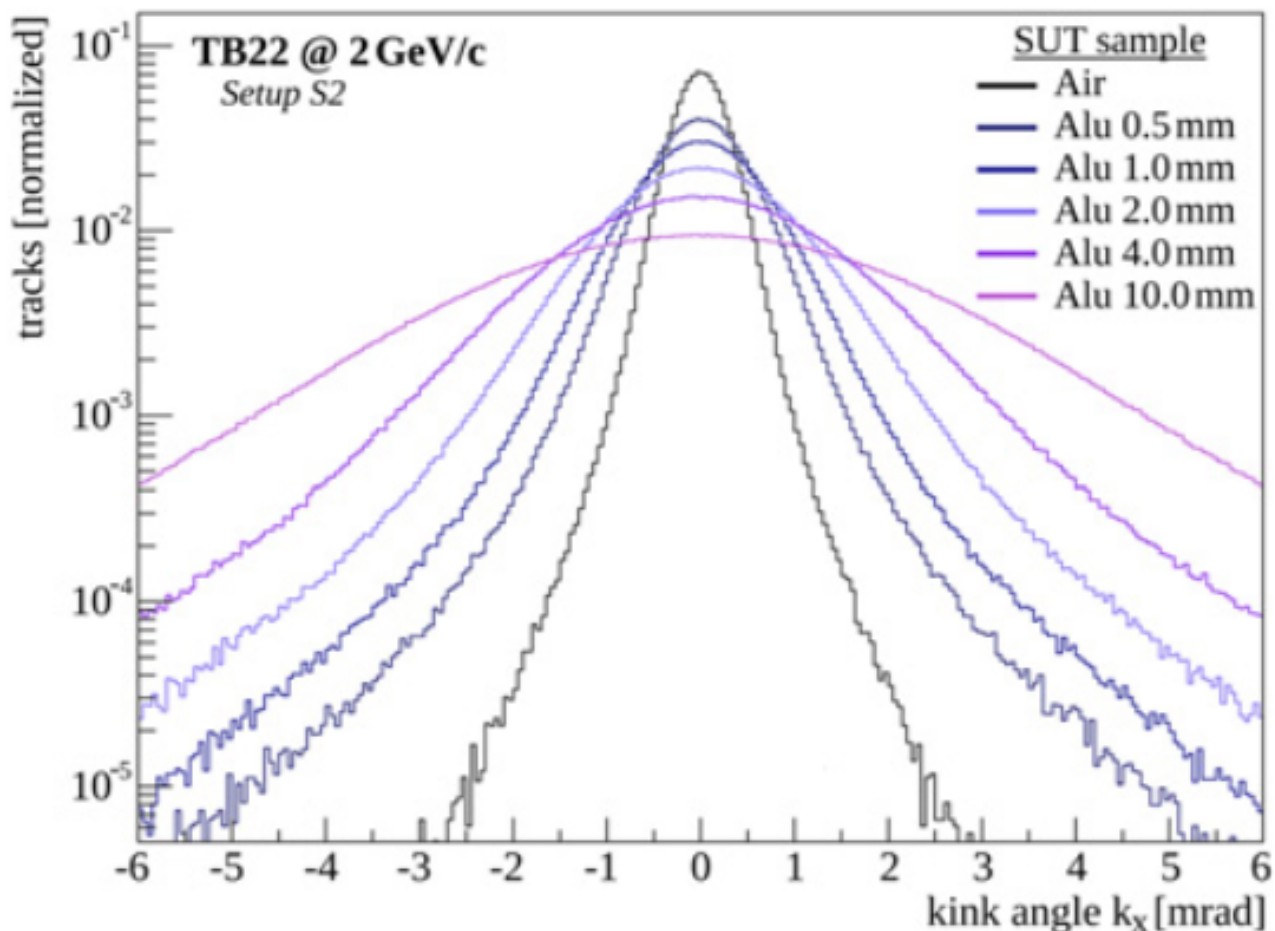


Рисунок 2.4 — зависимость формы распределения по углу многократного рассеяния θ от материала и толщины исследуемого вещества

Поскольку процесс многократного рассеяния носит случайный характер, то при прохождении пучка моноэнергетических частиц через вещество будет наблюдаться некоторый разброс по углу θ вокруг среднего значения $\theta_{max} = 0$. На рисунке 2.4 показана зависимость формы распределения по θ от толщины и материала исследуемого вещества.

Другим важнейшим параметром данного распределения является мера разброса θ_0 . Наиболее подходящая для данного случая параметризирующая функция, с помощью которой можно определить параметр θ_0 , описывается формулой Хайленда:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta_{cp}} z \sqrt{\epsilon} (1 + 0.038 \ln \epsilon), \quad (2.3)$$

где $\beta_{cp} = v$ — скорость частицы, p — импульс частицы, z — заряд частицы, $\epsilon = \frac{x}{X_0}$ — толщина вещества в радиационных длинах.

Таким образом, из полученного экспериментально распределения по углу многократного рассеяния θ после параметризации определяется параметр θ_0 , с его помощью из формулы Хайленда находится величина ϵ , то есть толщина исследуемого вещества в числе радиационных длин. Данный метод в зависимости от исследуемого материала имеет точность от $\approx 12\%$ до $\approx 30\%$.

3) Метод «триплетов» – ещё один метод, в основе которого лежит процесс многократного кулоновского рассеяния[3]. Он используется в эксперименте CMS для определения количества материала в Трекинговой системе и имеет особенность, которая делает его узкоприменимым, а именно требования к геометрии исследуемого детектора: он должен состоять из минимум трех concentрических слоев, при этом два крайних слоя должны быть достаточно тонкими, чтобы в них можно было пренебречь многократным кулоновским рассеянием. Поэтому толщина материала определяется только в центральном слое. Вся система должна находиться в магнитном поле. На рисунке 2.5 приведена схема метода и используемая в нем система координат.

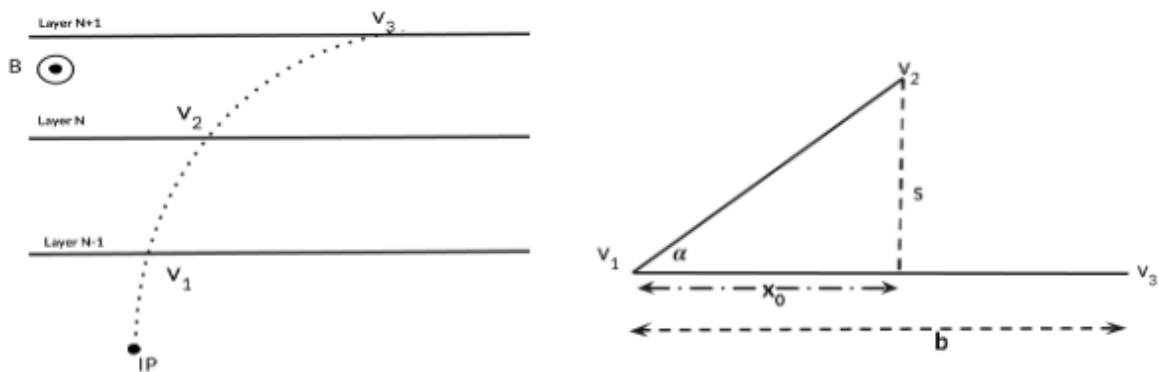


Рисунок 2.5 — схема метода «триплетов» в эксперименте CMS (слева) и используемая система координат (справа)

Величина s – локальная сагитта частицы в точке v_2 , она определяется как длина перпендикуляра, опущенного из точки v_2 , на прямую, проходящую через точки v_1 и v_3 . Поскольку в среднем слое системы происходит многократное рассеяние, то, как уже отмечалось в методе MBI эксперимента ATLAS, значение угла рассеяния имеет случайный характер, следовательно, значение саггиты тоже будет иметь случайный характер. Экспериментально получают

распределение по величине t , которая определяется как

$$t = \frac{p_T s}{x_0(b - x_0)} = -\frac{p_T}{2\rho} - \frac{p_T \theta}{b}, \quad (2.4)$$

где $p_T = \pm \frac{0.3B\rho}{100}$ – поперечный импульс частицы в точке взаимодействия со средним слоем детектора (знак $+$ выбирается для частицы, знак $-$ для античастицы), B – модуль вектора индукции магнитного поля, ρ – радиус кривизны траектории частицы в заданной точке, b – длина отрезка, проходящего через точки $v1$ и $v3$ (рисунок 2.5), x_0 – расстояние от точки $v1$ до основания сагитты s (рисунок 2.5), θ – угол многократного кулоновского рассеяния в среднем слое.

Поскольку среднее значение $\theta_0 = 0$, то среднее значение величины t :

$$t_0 = -\frac{p_T}{2\rho}. \quad (2.5)$$

Если принять, что $B = 3.8$ Тл, то $t_0 = 5.7 \cdot 10^{-3}$ ГэВ/см. Вид распределения по величине t представлен на рисунке 2.6.

Далее по параметру разброса в распределении по t определяется параметр разброса θ_0 в распределении по углу многократного рассеяния. А уже по нему определяются толщина и материал вещества детектора по алгоритму, аналогичному в методе МВІ эксперимента ATLAS. Данный метод даёт точность в оценке количества материала $\approx 1\%$.

Также стоит коротко отметить причины, по которым перечисленные методы не подходят для оценки количества материала перед калориметром PHOS:

1) метод «hadronic probes» – во-первых, PHOS находится далеко от вершины столкновений (на расстоянии 4.6 м). Поэтому мягкие адроны не попадут в PHOS из-за искривления траектории при наличии магнитного поля. Во-вторых, точность, достижимая этим методом, оказывается невысокой, что делает использование электромагнитного калориметра бессмысленным.

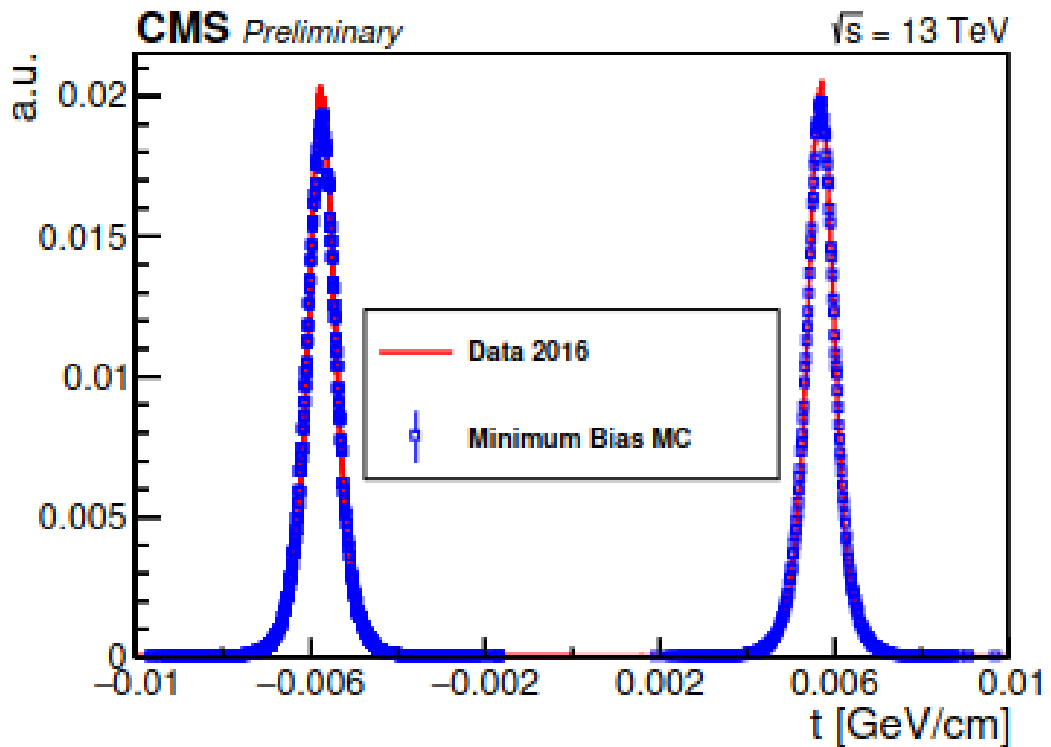


Рисунок 2.6 — вид распределения по величине t , полученного методом триплетов в эксперименте CMS (слева - для античастицы, справа - для частицы)

2) МБИ – количество заряженных частиц (электронов или позитронов), регистрируемых в PHOS, мало. Это происходит, во-первых, из-за того, что вероятность конверсии фотона до PHOS невелика. Во-вторых, как и в случае с мягкими адронами, в магнитном поле треки e^+ и e^- должны быть жёсткими, иначе они могут не попасть в калориметр вследствие искривления траектории. В результате проблема аналогичная – недостаточная статистика;

3) метод «триплетов» – является другой вариацией метода МБИ, поэтому не подходит для PHOS по той же причине, что и метод МБИ. Кроме того, PHOS не обладает необходимой для данного метода геометрией.

3 ЭКСПЕРИМЕНТ ALICE

ALICE – один из крупных экспериментов на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. Общий вид детекторного комплекса представлен на рисунке 3.1[4].

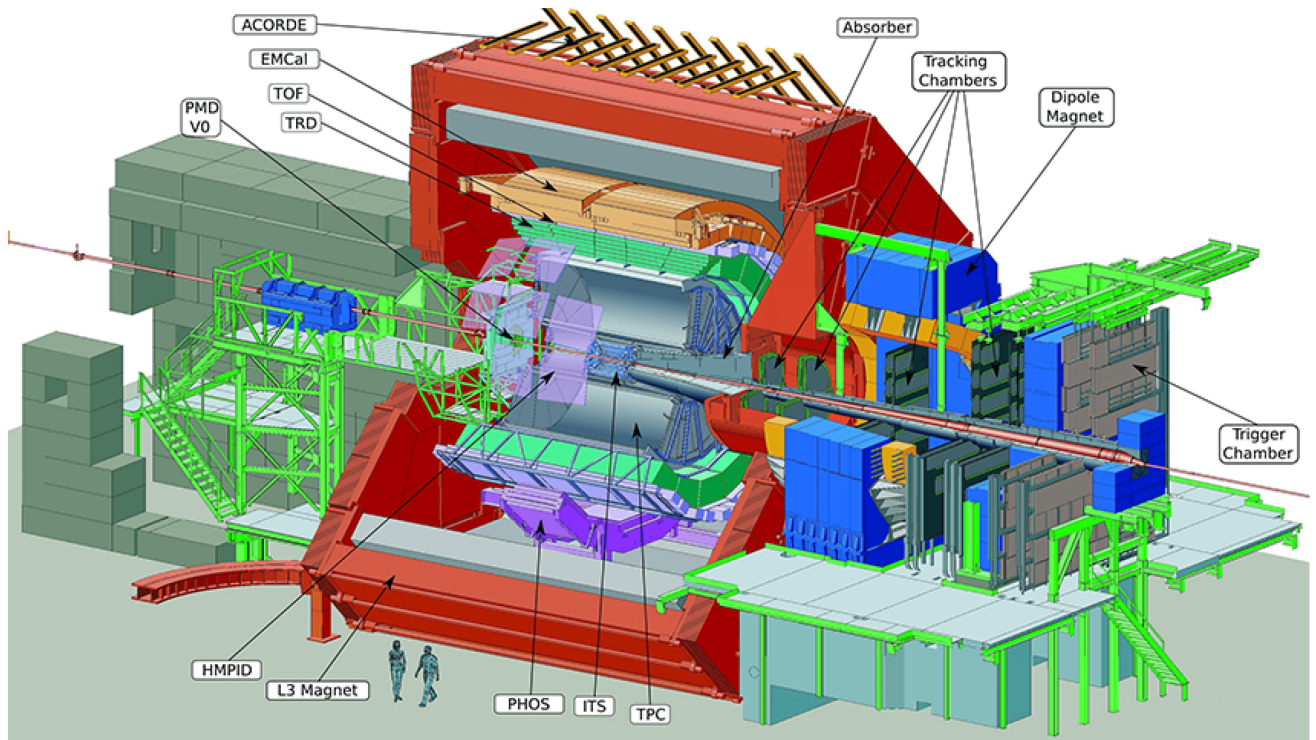


Рисунок 3.1 – общий вид детекторного комплекса ALICE

Основной целью эксперимента является изучение процессов, протекающих в сильно взаимодействующей материи в условиях сверхвысоких плотностей энергии. Для этого исследуются столкновения тяжелых ядер высоких энергий ($Pb - Pb, Pb - p$), в результате которых образуется кварк-глюонная плазма – состояние вещества, при котором адроны сближаются («сплавляются») друг с другом до расстояний, меньших их собственных радиусов, образуя новый макроскопический объект, который состоит из свободных кварков и глюонов[5]. Предположительно, в таком состоянии находилась Вселенная в первые $10^{-6} - 10^{-5}$ с своего существования.

Помимо вопросов о ранней Вселенной изучение кварк-глюонной плазмы необходимо для понимания природы сильного взаимодействия, а также для объяснения такого явления, как конфайнмент. На рисунке 3.2 можно увидеть

изображение $Pb-Pb$ – столкновения, на котором частицы, рождающиеся в ходе данной реакции, представлены цветными линиями, которые указывают на то, сколько энергии каждая частица несёт после взаимодействия.

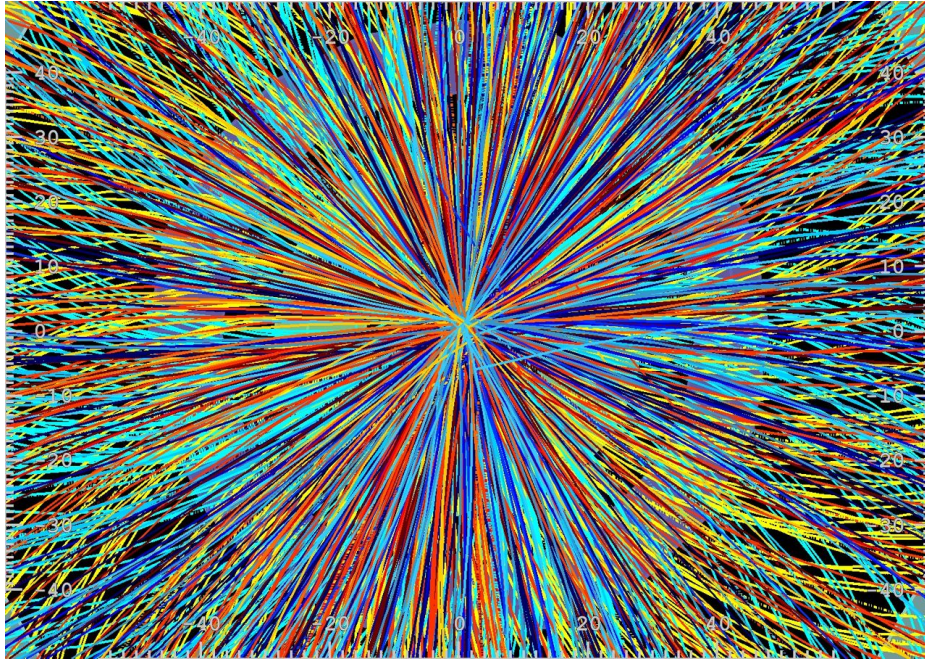


Рисунок 3.2 — изображение $Pb-Pb$ – столкновения, полученное в эксперименте ALICE

3.1 ФОТОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР PHOS

Фотонный спектрометр PHOS представляет собой электромагнитный калориметр с высоким пространственным и энергетическим разрешением, предназначенный для реконструкции прямых фотонов, а также π^0 - и η -мезонов по их двухфотонным распадам[6]. Общий вид калориметра PHOS приведен на рисунке 3.3.

PHOS находится на расстоянии 4.6 метра от вершины столкновения встречных пучков, и охватывает диапазоны $-0.125 < \eta < 0.125$ по псевдобыстроте и $260^\circ < \phi < 320^\circ$ по азимутальному углу. Площадь чувствительной поверхности детектора $\sim 18\text{м}^2$, кроме того он разделён на 4 супермодулей и 12544 единичных каналов регистрации размерами $22 \times 22 \times 180$ мм и состоит из вольфрамата свинца $PbWO_4$ (данный материал имеет высокую плотность и соответственно одно из самых низких значений радиационной длины)[7]. На рисунке 3.4 представлена подробная схема единичного канала регистрации.

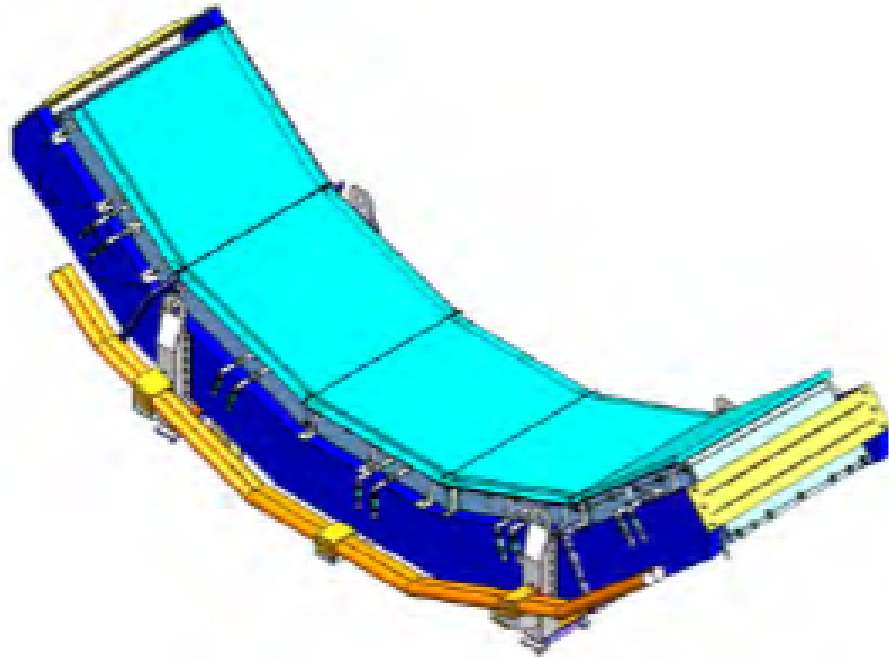


Рисунок 3.3 — общий вид калориметра PHOS

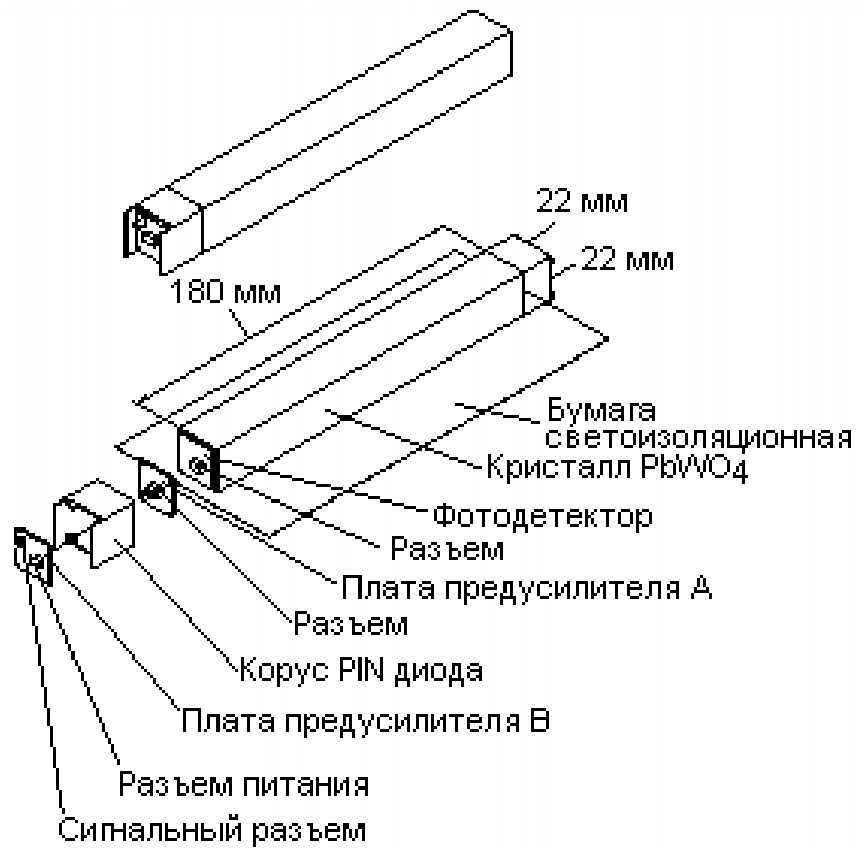


Рисунок 3.4 — единственный канал регистрации калориметра PHOS

Выбор материала определяется условиями, в которых производится работа PHOS – большая множественность и высокая энергия продуктов реакции, наличие сильного магнитного поля. Кроме того, $PbWO_4$ имеет минимальные радиационную длину и радиус Мольера, что даёт возможность расположить спектрометр на минимально возможном расстоянии от вершины столкновений и обеспечить его максимальную компактность. Энергетическое разрешение PHOS определяется следующим образом:

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2}, \quad (3.1)$$

где E – энергия регистрируемой частицы в ГэВ, a^2 – определяет вклад шума электроники, b^2 – стохастический член, определяемый количеством зарегистрированных частиц, c^2 – зависит от доли света, невидимого фотодетектором.

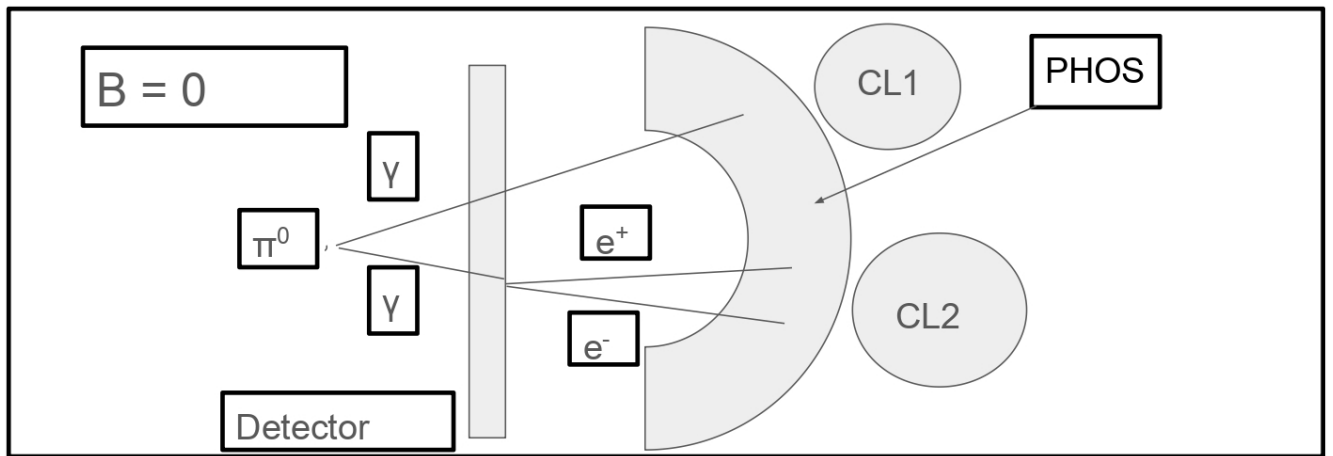
4 АНАЛИЗ ДАННЫХ

4.1 ОЦЕНКА КОЛИЧЕСТВА ВЕЩЕСТВА ПО ИЗМЕНЕНИЮ ВЫХОДА π^0 -МЕЗОНОВ В УСЛОВИЯХ ВЫКЛЮЧЕННОГО И ВКЛЮЧЕННОГО МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

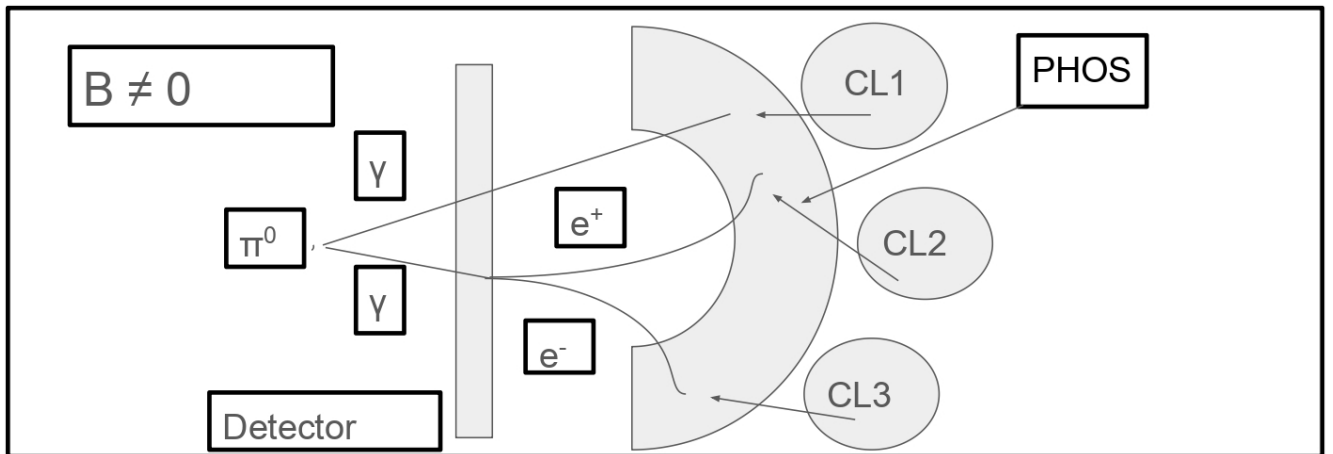
В данной работе изучаются π^0 -мезоны в диапазоне поперечных импульсов $1 < P_T < 10$ ГэВ. Известно, что при энергиях такого порядка сечения фотоэффекта и комптоновского эффекта $\sigma \sim \frac{1}{E_\gamma}$, а сечение рождения пары $\sigma_{e^+e^-} \sim \ln E_\gamma$, поэтому основным видом взаимодействия для γ -кванта с веществом при рассматриваемых энергиях является рождение пары, а для электронов и позитронов – испускание тормозного γ -кванта. Таким образом, в веществе калориметра будет развиваться электромагнитный ливень, в котором вся энергия исходной частицы в конечном счете будет преобразована в ионизационные потери, за счет чего происходит её измерение.

По пути от вершины распада π^0 -мезона до калориметра PHOS фотон может конвертировать в e^+e^- -пару на веществе одного из детекторов, расположенных перед PHOS. В зависимости от того, происходит конверсия в магнитном поле или в его отсутствие, будет наблюдаться различный вклад конвертировавших фотонов в π^0 -пик. Схема эксперимента показана на рисунке 4.1.

Если магнитного поля нет, то в этом случае треки e^+e^- -пары после конверсии не искривляются, и угол разлета между ними мал[8]. Поэтому при попадании в PHOS пара образует один кластер CL2, причем энергия этого кластера немного меньше, чем энергия конвертировавшего фотона из-за того, что её часть уходит в потери энергии электрона и позитрона при прохождении материала внутренних детекторов и воздуха. Поэтому удаётся реконструировать даже те кластеры, которые содержат неполные энергии конвертировавших фотонов. Неконвертировавший фотон образует кластер CL1 с полной энергией. В итоге при смешивании CL1 и CL2 в π^0 -пик будут вноситься значения инвариантных масс $m_{\gamma\gamma} < m_{\pi^0}$, вследствие чего пик должен сдвинуться примерно на 0.5 МэВ в сторону меньших инвариантных масс и разрешение детектора ухудшится.



(a)



(б)

Рисунок 4.1 — основная идея эксперимента: (а) магнитное поле выключено, энергия кластеров CL1 и CL2 при смешивании близка к энергии π^0 -мезона; (б) магнитное поле включено, при попарном смешивании любых кластеров из CL1, CL2 или CL3 их энергия меньше энергии π^0 -мезона

Если магнитное поле включено, то на e^+e^- -пару действует сила Лоренца \vec{F}_L , треки искривляются. Поскольку заряд частиц противоположен, то и \vec{F}_L действует в противоположные стороны. Поэтому если конверсия произошла на достаточно большом расстоянии от PHOS, то до взаимодействия с калориметром пара может разлететься на большой угол, вследствие чего она образует два разных кластера CL2 и CL3. Каждый из кластеров содержит энергию, меньшую энергии исходного γ -кванта. Поскольку CL1, как и в случае выключенного поля, содержит полную энергию неконвертировавшего фотона, то при его попарном смешивании с кластером CL2 или кластером CL3 суммарная энергия будет меньше энергии π^0 -мезона, поэтому вклада в пик в данном случае нет. Следовательно, число реконструированных нейтральных пионов в случае вклю-

ченного магнитного поля будет меньше, и этот эффект может быть использован для оценки вероятности конверсии. Кроме того, ширина пика должна быть меньше, чем в случае выключенного поля, а разрешение детектора - лучше.

Таким образом, основная идея работы заключается в следующем: магнитное поле уменьшает вклад конвертировавших фотонов в π^0 -пик. Поэтому по сравнению отношения восстановленных сырых спектров π^0 -мезонов в магнитном поле и в его отсутствие с аналогичным отношением, полученным в Monte-Carlo моделировании, можно оценить погрешность описания количества материала перед PHOS.

4.2 ПОЛУЧЕНИЕ СЫРОГО СПЕКТРА π^0 -МЕЗОНОВ МЕТОДОМ ИНВАРИАНТНЫХ МАСС

Инвариантной массой частиц А и В называется величина

$$m_{AB} = \sqrt{(P_A + P_B)^2} = \sqrt{(E_A + E_B)^2 - (\vec{P}_A + \vec{P}_B)^2}, \quad (4.1)$$

где P_A, P_B – 4-импульсы частиц А и В, E_A, E_B – энергии частиц А и В, \vec{P}_A, \vec{P}_B – импульсы частиц А и В.

Метод инвариантных масс применяется для поиска частиц с малым временем жизни (когда непосредственная идентификация невозможна в силу короткого пробега) по их продуктам распада[9].

Если берётся случайная пара фотонов, то её инвариантная масса будет определяться спектром фотонов и будет иметь плавную форму. Если же А и В являются продуктами распада некоторой первичной частицы, то между данными частицами будут существовать корреляции, то есть на спектре инвариантных масс появится пик, положение максимума которого будет соответствовать массе родительской частицы.

Далее приводится алгоритм получения сырого спектра π^0 -мезонов на примере анализа реальных данных в случае выключенного магнитного поля. В качестве предположения о параметризации пика на исходном спектре инвариантных масс выбирается функция crystalball.

Исходные данные представляют собой двумерные Real- и Mixed- распределения по P_T π^0 -мезона и инвариантной массе $m_{\gamma\gamma}$ пары фотонов. Получены в

pp-столкновениях энергией 13 ТэВ в сеансе Run2. Одно такое столкновение далее называется событием. Гистограммы исходных распределений представлены на рисунке 4.2.

Real-распределение (SameEvents) – начальный спектр инвариантных масс, образован комбинированием фотонов из одного события. Состоит из трех компонент – пары от распада π^0 -мезона (полезные события, образующие пик), комбинаторный фон (источником являются независимо рожденные фотоны, собранные в пары случайным образом) и скоррелированный фон (образуется при добавлении в пару фотонов, которые родились от сторонних источников, например, от распада резонансов). Математическое выражение для Real-распределения можно представить следующим образом:

$$\text{Real} = BG + \pi^0 + CBG, \quad (4.2)$$

где BG – комбинаторный фон, CBG – скоррелированный фон, π^0 – полезные события.

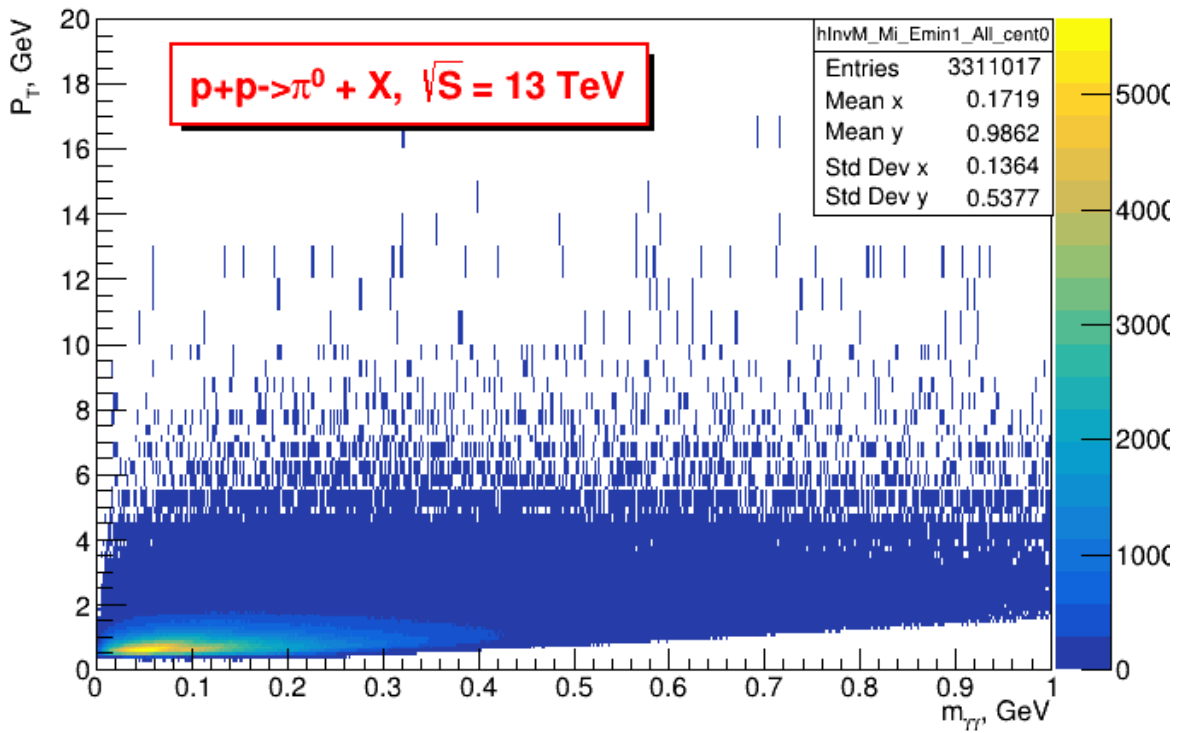
Mixed-распределение (MixedEvents): образовано комбинированием фотонов из разных, но похожих событий. Правильно нормированный Mixed представляет собой чистый комбинаторный фон (скоррелированный фон сюда не входит, поэтому его не удаётся вычесть, и он присутствует в сигнале), и используется для его вычитания из исходного Real-распределения. Таким образом происходит отделение сигнала от фоновых событий. Математическое выражение для Mixed-распределения:

$$\text{Mixed} = w \cdot BG, \quad (4.3)$$

где w – коэффициент нормировки исходного Mixed-распределения (появляется за счет того, что число возможных комбинаций пар фотонов из разных событий больше, чем это же число в пределах одного события).

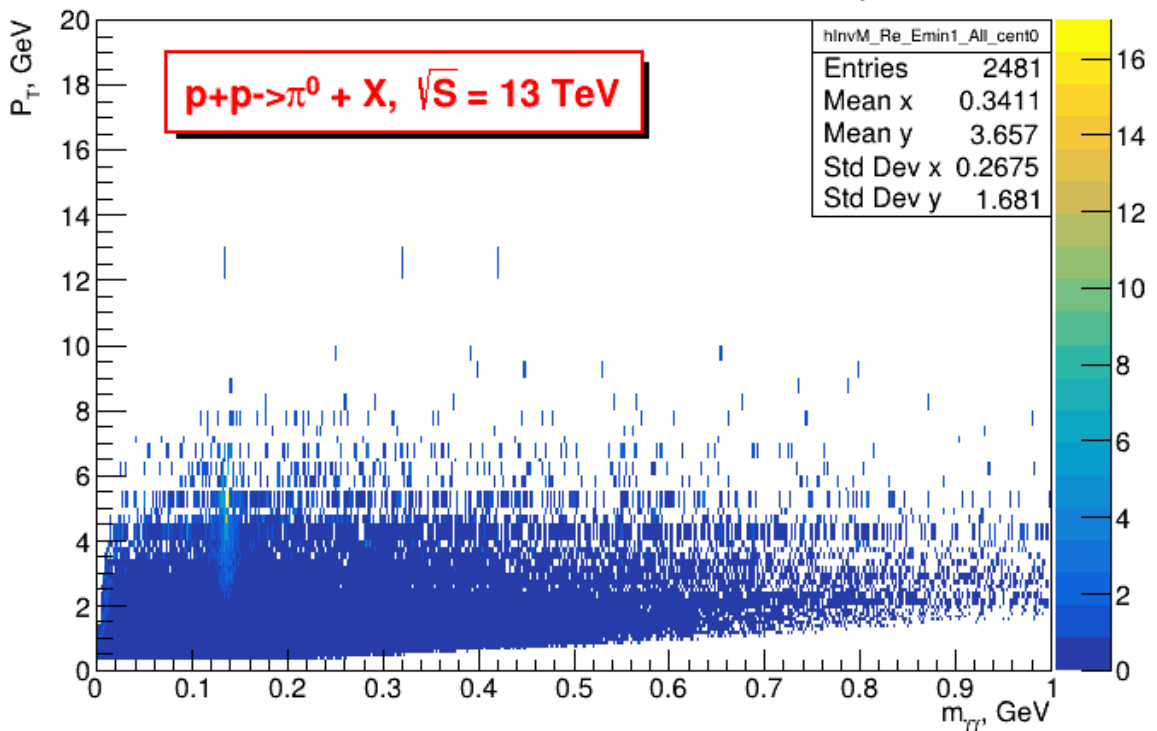
В данной работе исследуется зависимость от P_T таких параметров, как положение m и ширина σ π^0 -пики, а также числа π^0 -мезонов в одном событии в единицу P_T . Поэтому исходные Real- и Mixed-распределения были разделены по P_T -проекциям так, чтобы на каждой из них была получена достаточная статистика для анализа. Это показано на рисунке 4.3.

Two-photon inv. mass vs pion P_T



(a)

Two-photon inv. mass vs pion P_T



(б)

Рисунок 4.2 — исходные распределения (реальные данные, магнитное поле выключено), полученные в pp-столкновениях энергией 13 ТэВ: **а** исходное Real-распределение, **б** исходное Mixed-распределение

Выбор бинирования производился согласно следующему принципу: на исходном Real-распределении заметно, что число событий уменьшается с ростом P_T . Следовательно, в целях получения достаточной статистики на каждой из проекций диапазон поперечных импульсов, в котором рассматривался спектр инвариантных масс пары фотонов, увеличивался с ростом P_T исходных пионов. При этом энергии выше 10 ГэВ не рассматривались, поскольку количество событий в этой области недостаточно для анализа методом, рассматриваемым в данной работе.

Следующим шагом было получение отношений Real/Mixed на каждой из P_T -проекций. Математически это можно представить следующим образом:

$$\frac{\text{Real}}{\text{Mixed}} = \frac{\pi^0 + BG + CBG}{w \cdot BG} = \frac{\pi^0 + CBG}{w \cdot BG} + \frac{1}{w}. \quad (4.4)$$

Графически данное действие показано на рисунке 4.4.

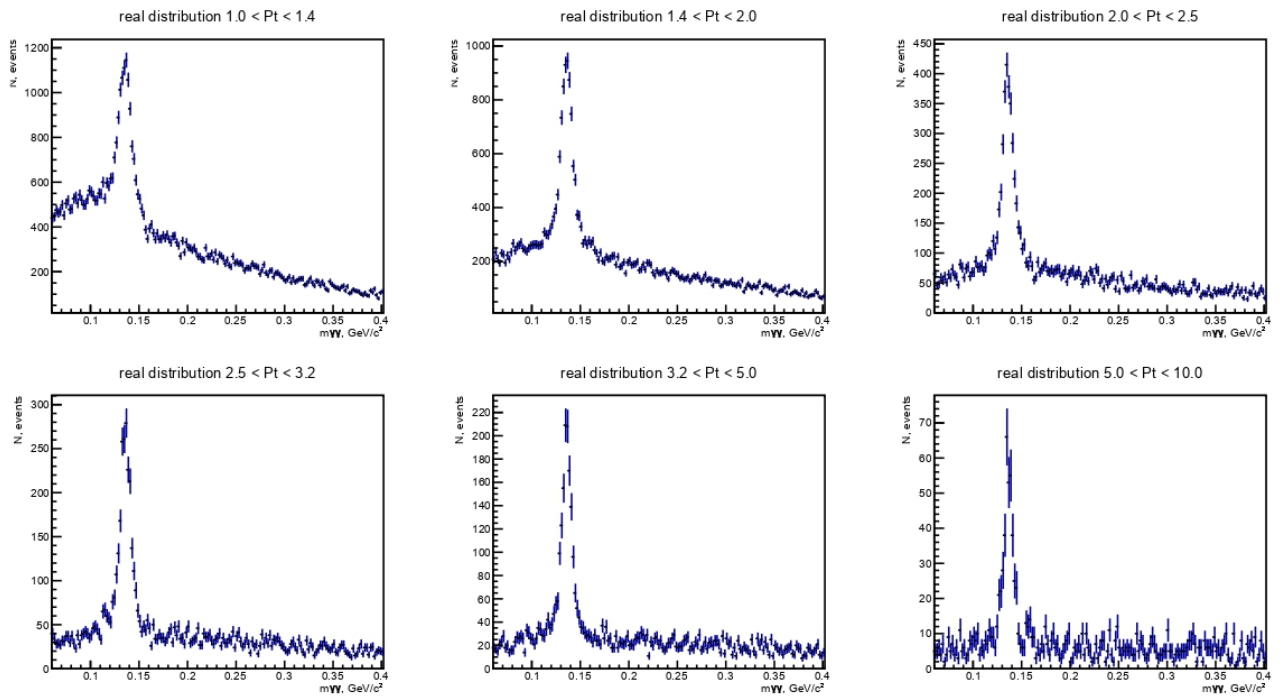
Отношения были параметризованы суммой функций `crystalball + pol(2)` (полином второй степени), при этом фоны не являются константами, что подтверждает наличие скоррелированного фона в Real-распределении. Интервалы для параметризации выбирались, исходя из следующих предположений:

- Интервал по $m_{\gamma\gamma}$, на котором были построены исходные Real- и Mixed-распределения, включает как плавные участки, так и пики.
- Слева параметризацию ограничивает область конверсии (область левее $m_{\gamma\gamma} = 50$ МэВ).
- Правую границу интервала параметризации задаёт пик от η^0 -мезона (область в окрестности $m_{\gamma\gamma} = 547$ МэВ).

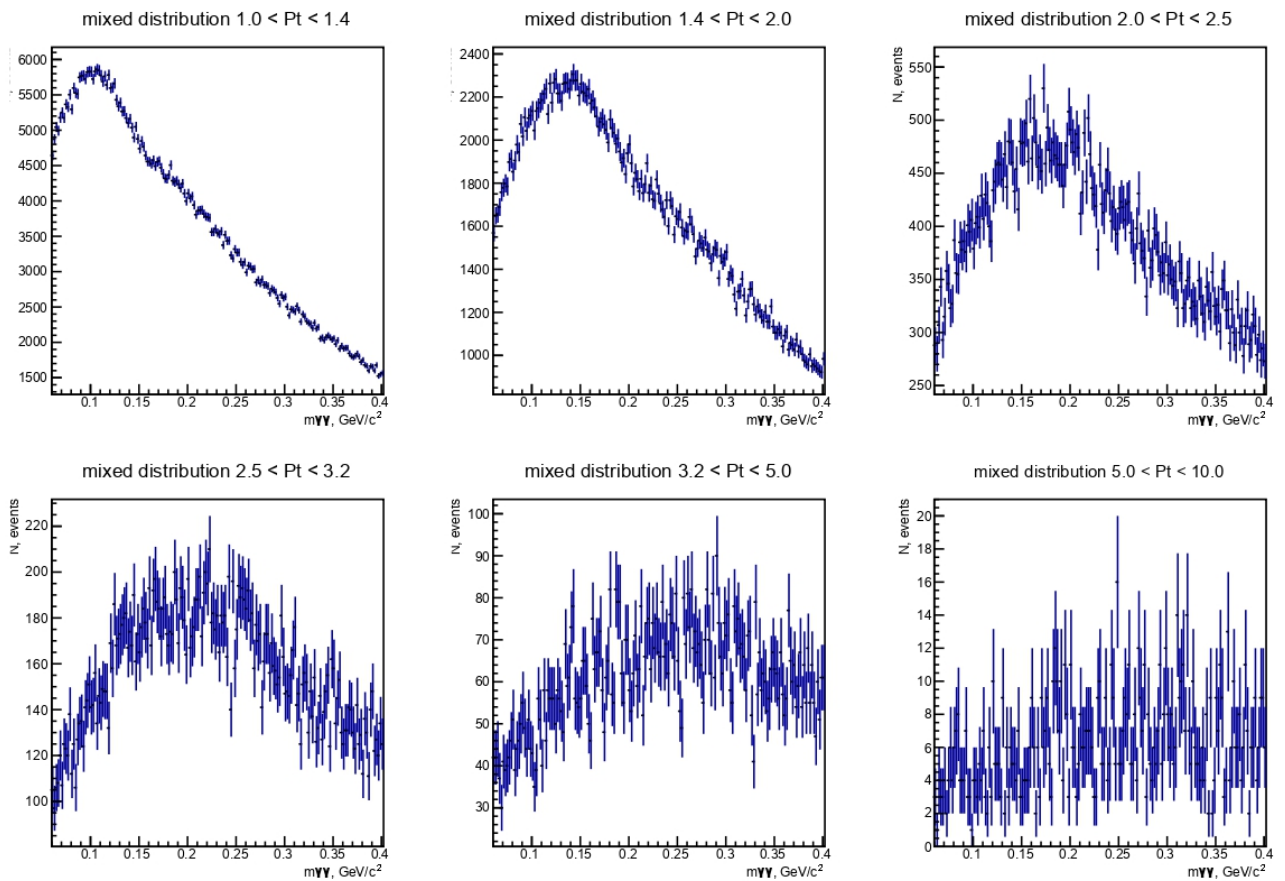
Сравнивая алгебраическое выражение для отношения Real/Mixed и вид параметризующей функции, определяем нормировочный коэффициент w Mixed-распределения:

$$\frac{1}{w} = \text{pol}(2). \quad (4.5)$$

Параметры функций `crystalball` и `pol(2)`, параметризующих отношение Real/Mixed, были найдены с помощью пакета ROOT. Таким образом, обратный нормировочный коэффициент w^{-1} представляет собой квадратичную функцию.



(a)



(б)

Рисунок 4.3 — P_T -проекции исходных распределений (реальные данные, магнитное поле выключено): **а** зависимость формы Real-распределения от P_T , **б** зависимость формы Mixed-распределения от P_T

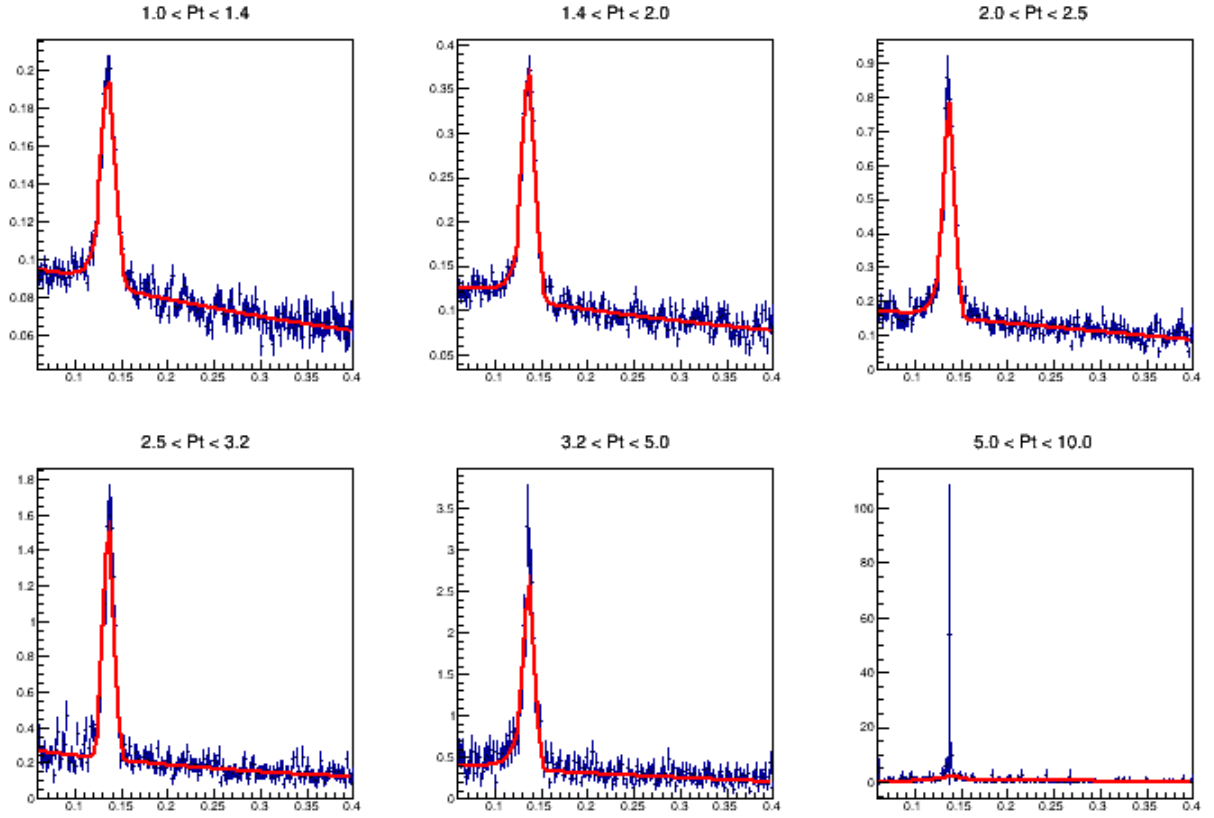


Рисунок 4.4 — зависимость формы отношения Real/Mixed от P_T (реальные данные, магнитное поле выключено, параметризация суммой функций `crystalball` и полинома второй степени `pol(2)`)

Далее был найден чистый комбинаторный фон — нормированное Mixed-распределение `NormedMixed`. Для этого исходное Mixed-распределение домножалось на найденный `pol(2)`:

$$\text{NormedMixed} = \text{Mixed} \cdot \text{pol}(2) = w \cdot BG \cdot \frac{1}{w} = BG. \quad (4.6)$$

Следующее действие — вычитание комбинаторного фона из исходного Real-распределения, в результате восстанавливался сигнал `Signal` — вклад только от пар фотонов, родившихся от распада пиона, и скоррелированного фона:

$$\text{Signal} = \text{Real} - \text{NormedMixed} = \pi^0 + BG + CBG - BG = \pi^0 + CBG. \quad (4.7)$$

Графически процедура получения сигнала представлена на рисунке 4.5 (для проекции в интервале поперечных импульсов $2.0 < P_T < 2.5$).

Алгоритм восстановления сырого спектра π^0 -мезонов завершается тем, что на каждой из P_T -проекции полученный сигнал параметризуется функцией

crystalball, мера разброса σ и положение максимума m которой соответственно равны ширине и положению π^0 -пика, после чего результат интегрируется в пределах $m \pm 3\sigma$, как показано на рисунке 4.6.

По результатам интегрирования сигнала определяется число π^0 -мезонов во всех событиях, которое далее нормируется на количество событий (порядка 13 млн, хранится в отдельной гистограмме) и на ширину проекции. В итоге получаем распределение по числу π^0 -мезонов, родившихся в одном событии в единицу P_T , т.е. сырой спектр (он будет описан в следующей главе).

Алгоритм получения сырого спектра для других случаев (реальные данные с включенным магнитным полем, Monte-Carlo моделирование с полем и без него) аналогичен описанному выше, поэтому далее будут представляться только результаты анализа.

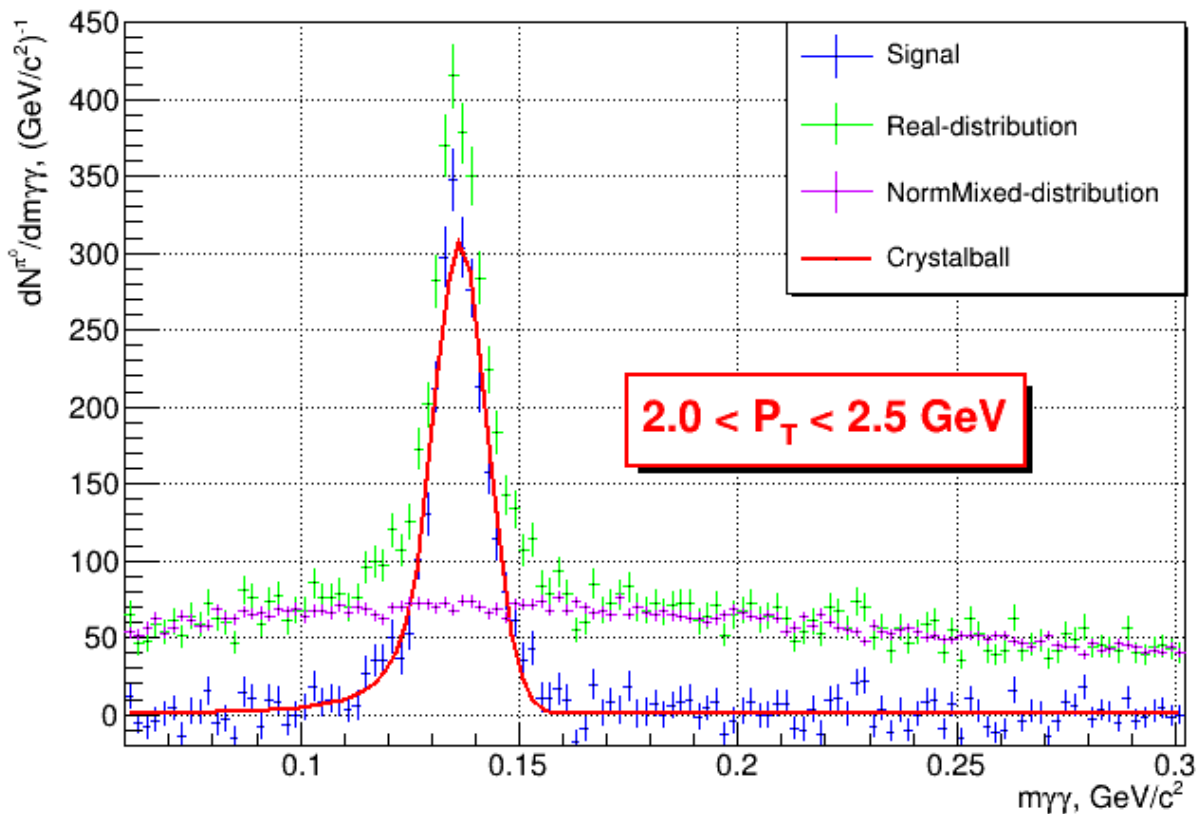


Рисунок 4.5 — процедура получения сигнала (реальные данные, магнитное поле выключено, рассмотрена проекция в интервале поперечных импульсов $2.0 < P_T < 2.5$ ГэВ, параметризация функцией crystalball)

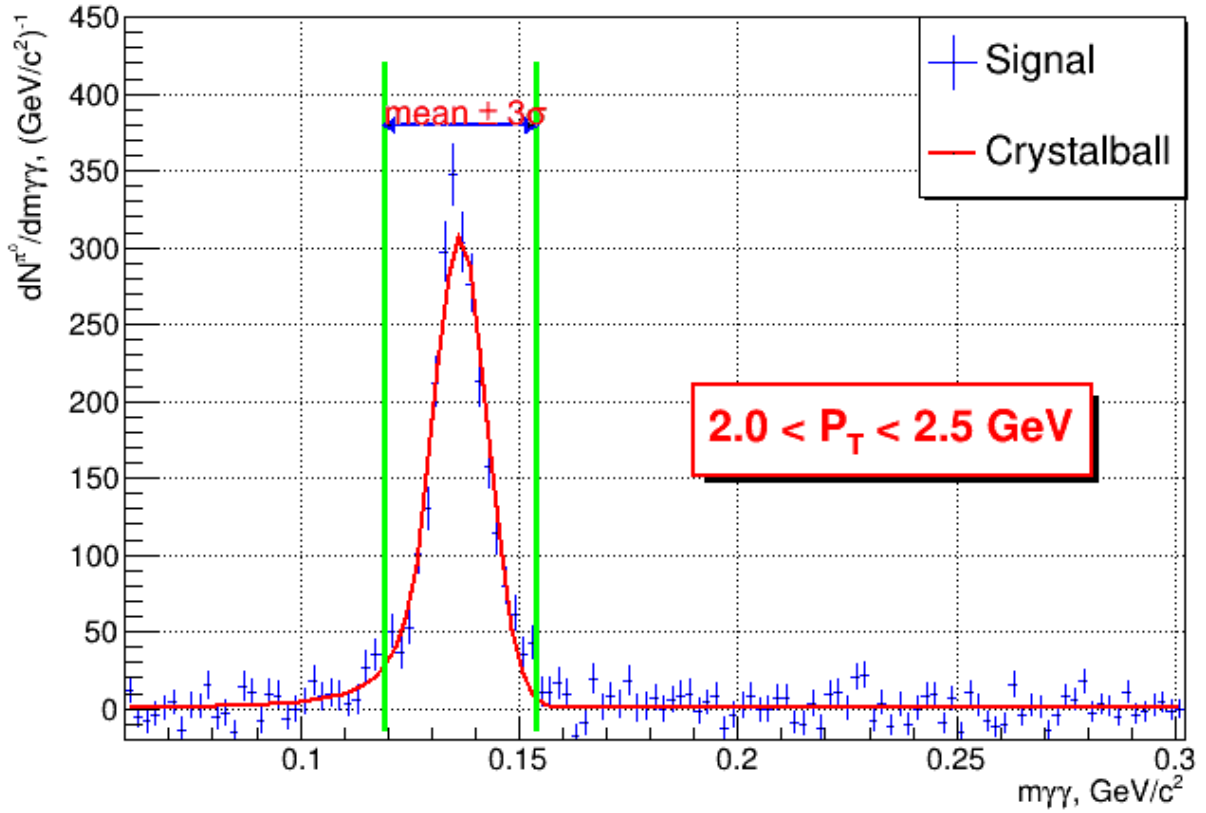


Рисунок 4.6 — интегрирование сигнала в пределах $m \pm 3\sigma$ (реальные данные, магнитное поле выключено, рассмотрена проекция в интервале поперечных импульсов $2.0 < P_T < 2.5$ ГэВ, параметризация функцией crystalball)

5 РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1 ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА π^0 -МЕЗОНОВ В ДАННЫХ

На рисунке 5.1 приведены отношения Real/Mixed и спектры инвариантных масс после вычитания нормированного Mixed-распределения (сигналы) для реальных данных в случаях включенного и выключенного магнитного поля. Параметризирующая функция – crystalball.

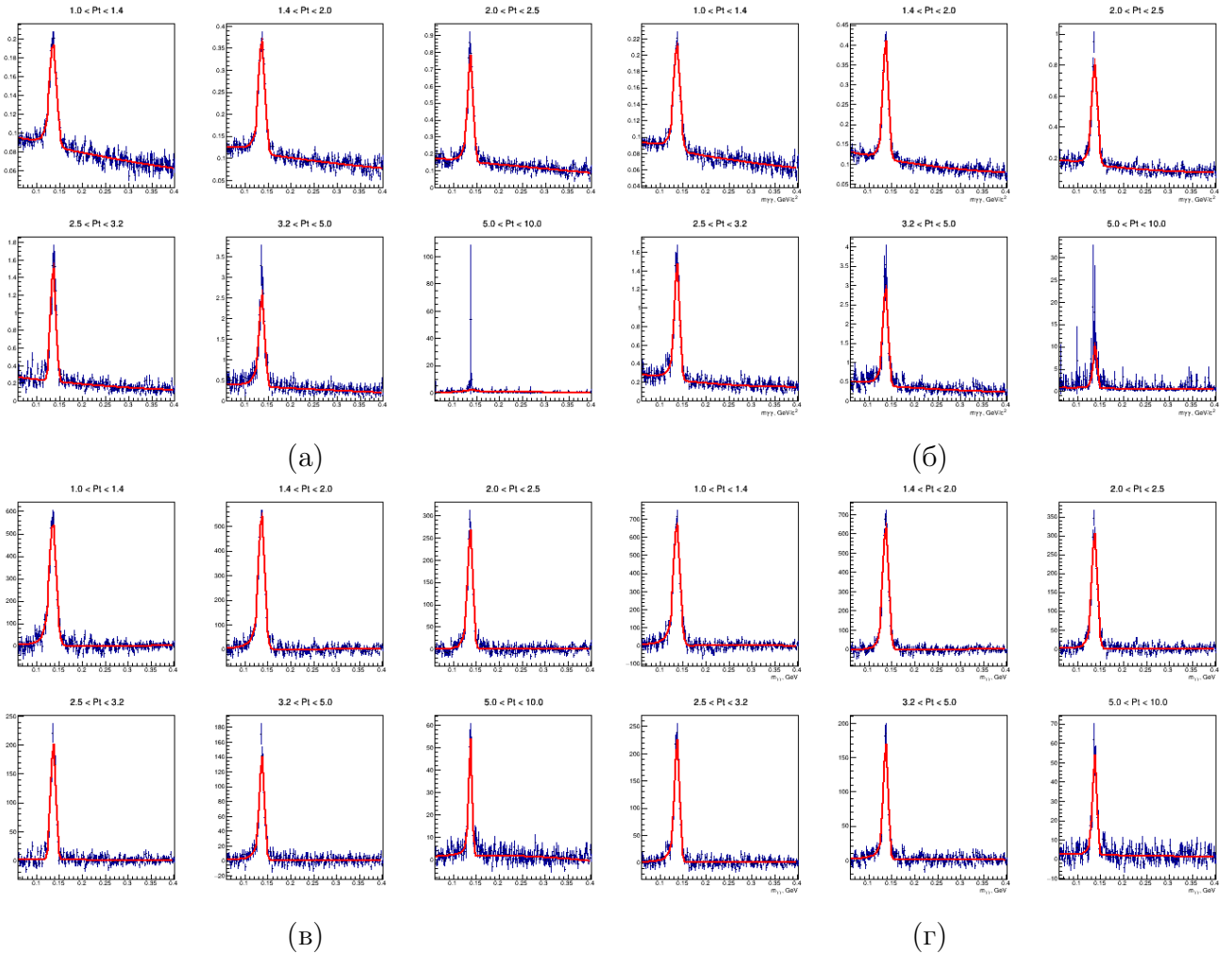


Рисунок 5.1 — промежуточные результаты анализа реальных данных (параметризация функцией crystalball): **а** отношение Real/Mixed в случае выключенного поля, **б** отношение Real/Mixed в случае включенного поля, **в** спектр инвариантных масс после вычитания нормированного Mixed в случае выключенного поля, **г** спектр инвариантных масс после вычитания нормированного Mixed в случае включенного поля

Полученные сырые спектры представляют собой распределения числа π^0 -мезонов в одном событии в единицу P_T . Зависимости показаны на рисунке 5.2 в логарифмическом масштабе. По графикам видно, что число реконструированных частиц при включенном магнитном поле меньше, чем при выключенном. Это подтверждает исходное предположение о том, что магнитное поле снижает вклад фотонов конверсии в π^0 -пик.

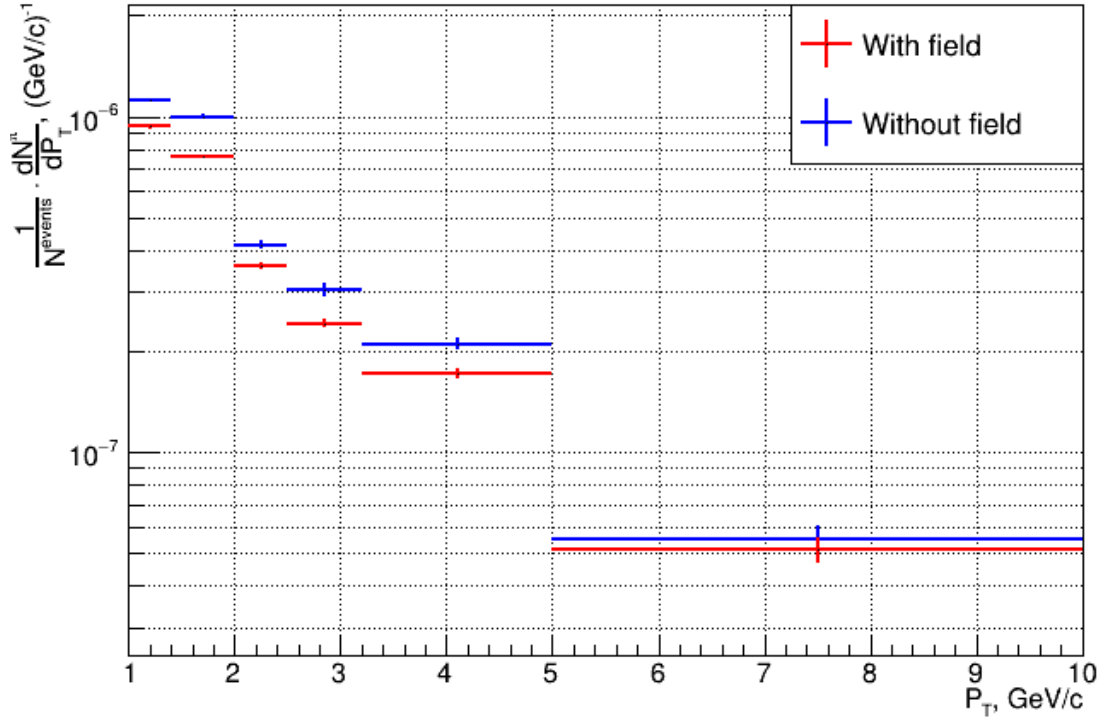


Рисунок 5.2 — сырые спектры π^0 -мезонов в случаях включенного и выключенного магнитного поля для реальных данных. По графику видно, что вклад фотонов конверсии в случае включенного магнитного поля действительно меньше, поскольку удаётся реконструировать меньшее число частиц в пике

На следующем шаге спектр, полученный при включенном поле делится на спектр, полученный при выключенном поле, находится отношение:

$$R_{FieldON/FieldOFF}^{Data} = \frac{\left(\frac{1}{N_{events}} \cdot \frac{dN^{\pi^0}}{dP_T} \right)^{DataFieldON}}{\left(\frac{1}{N_{events}} \cdot \frac{dN^{\pi^0}}{dP_T} \right)^{DataFieldOFF}}, \quad (5.1)$$

где N_{events} — общее число событий в исходном спектре инвариантных масс.

Численное значение $R_{FieldON/FieldOFF}^{Data} \approx 0.82 \pm 0.04$ указывает на то, что вклад фотонов конверсии в π^0 -пик снижается магнитным полем $\approx (18 \pm 4)\%$. Графически величина $R_{FieldON/FieldOFF}^{Data}$ представлена на рисунке 5.3.

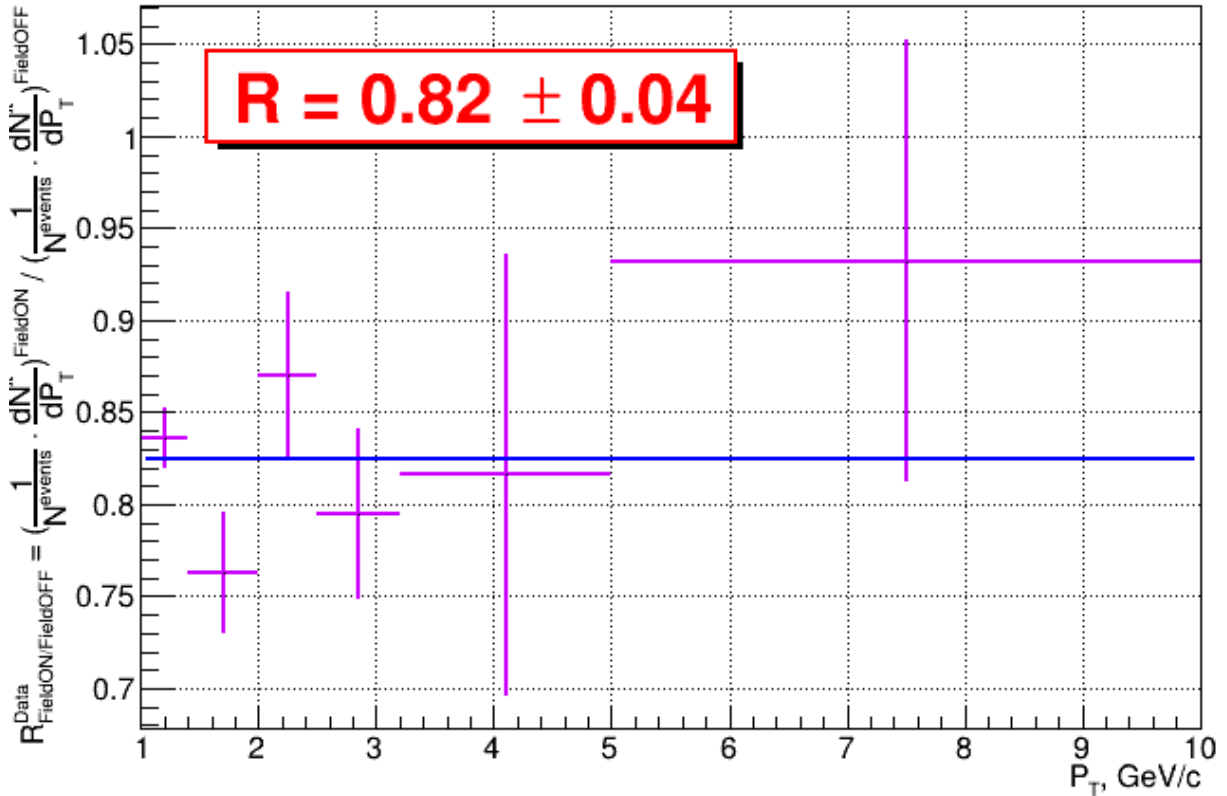


Рисунок 5.3 — отношение сырых спектров π^0 -мезонов в случае включенного поля к случаю выключенного поля для реальных данных. Магнитное поле снижает вклад фотонов конверсии в $\pi^0 \approx (18 \pm 4)\%$

5.2 ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА π^0 -МЕЗОНОВ В MONTE-CARLO МОДЕЛИРОВАНИИ

На рисунке 5.4 приведены отношения Real/Mixed и спектры инвариантных масс после вычитания нормированного mixed-распределения (сигналы) для Monte-Carlo моделирования в случаях включенного и выключенного магнитного поля. Параметризующая функция – crystalball.

Алгоритм анализа Monte-Carlo полностью аналогичен алгоритму для реальных данных. Для проверки Monte-Carlo моделирования были построены зависимости положений и ширин пиков от P_T . Графики представлены на рисунке

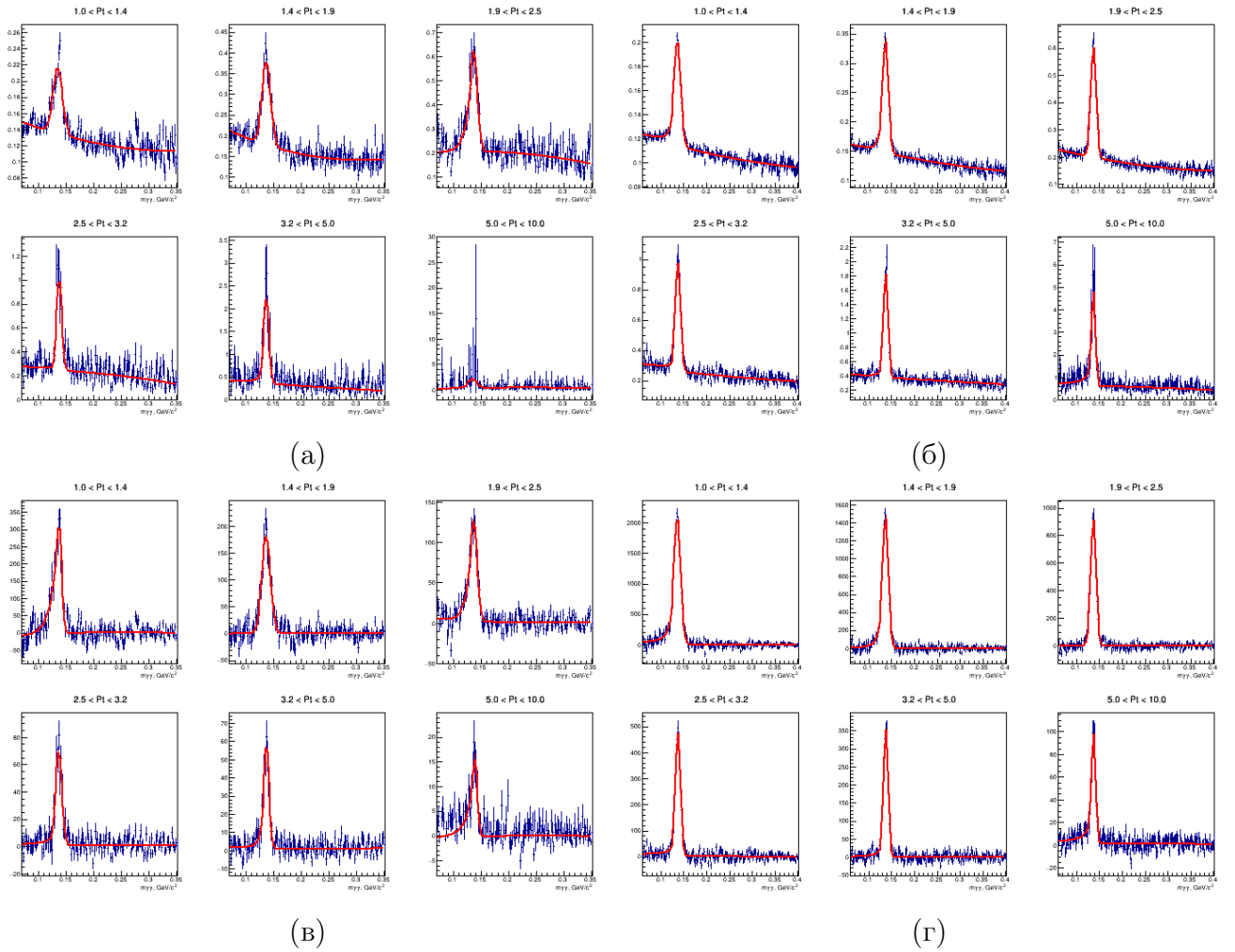


Рисунок 5.4 — промежуточные результаты анализа Monte-Carlo моделирования (параметризация функцией *crystalball*): **а** отношение Real/Mixed в случае выключенного поля, **б** отношение Real/Mixed в случае включенного поля, **в** спектр инвариантных масс после вычитания нормированного Mixed в случае выключенного поля, **г** спектр инвариантных масс после вычитания нормированного Mixed в случае включенного поля

5.5 (5.5a - положения пиков, рисунок 5.5б ширины пиков) для всех 4 случаев (реальные данные с полем и без поля, MC-моделирование с полем и без поля). По данным зависимостям можно видеть, что положения пиков в случае выключенного поля действительно смещены ~ 0.5 МэВ относительно случая включенного поля в сторону меньших инвариантных масс за счет того, что при выключенном поле удаётся восстановить кластеры, содержащие неполные энергии фотонов.

На положение пика влияют такие факторы, как калибровка детектора, его разрешение, наклон спектра, а также относительные потери энергии заряженных частиц на тормозное излучение. Более резкую зависимость от P_T в

области малых энергий можно объяснить следующим образом: при рассматриваемых энергиях можно считать, что потери энергии e^+e^- -пары не зависят от энергии частиц (т.е. считаем заряженные частицы tip -частицами). Однако относительные потери на тормозное излучение в области малых энергий выше, что и является источником указанной зависимости, которая с ростом энергии постепенно выходит на плато.

Как и предполагалось, значения σ для случая выключенного поля больше, чем для случая включенного, что связано с вкладом в π^0 -пик кластеров, содержащих неполные энергии фотонов. Следовательно, разрешение PHOS ухудшается, и σ растет.

Поскольку соотношения между положениями и ширинами пиков для включенного и выключенного магнитных полей схожи и для Monte-Carlo, и для реальных данных, можно сделать вывод, что форма спектра воспроизводится в генераторе событий Pythia 8 с хорошей точностью.

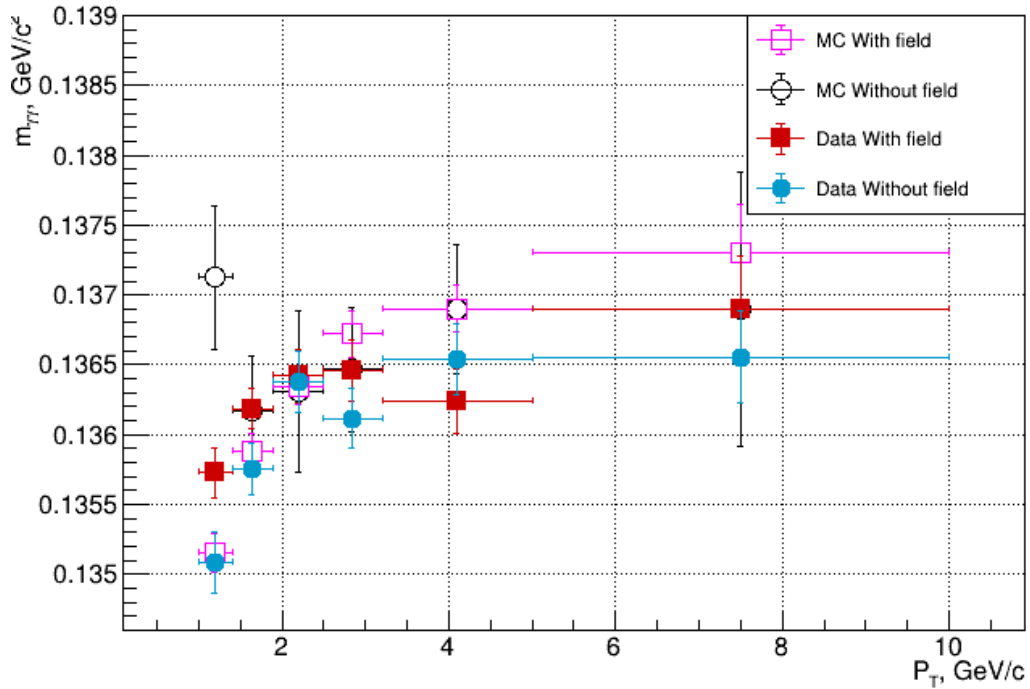
Первый бин ($1.0 \leq P_T \leq 1.4$ ГэВ) в исходных Real- и Mixed-распределениях для случая Monte-Carlo с полем имеет недостаточную статистику, поэтому он исключен из всего дальнейшего анализа (включая итоговый результат).

Сырые спектры π^0 -мезонов для всех четырех случаев представлены на рисунке 5.6.

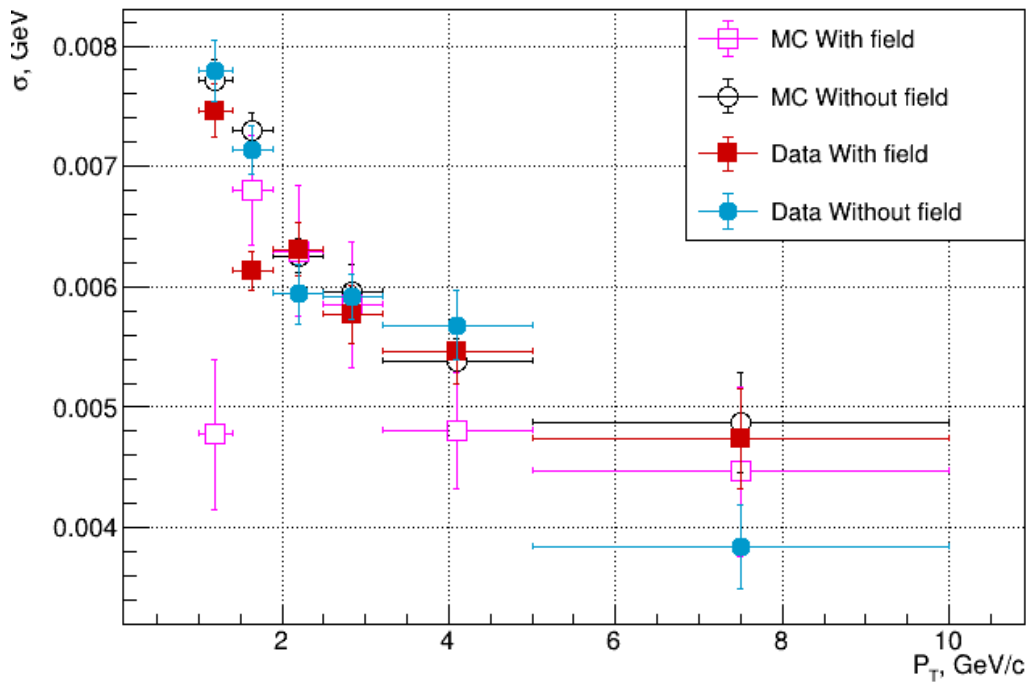
Аналогично реальным данным было найдено отношение сырых спектров в случае включенного поля к случаю выключенного поля для Monte-Carlo:

$$R_{FieldON/FieldOFF}^{MC} = \frac{\left(\frac{1}{N_{events}} \cdot \frac{dN^{\pi^0}}{dP_T} \right)^{MCFieldON}}{\left(\frac{1}{N_{events}} \cdot \frac{dN^{\pi^0}}{dP_T} \right)^{MCFieldOFF}}. \quad (5.2)$$

Численное значение $R_{FieldON/FieldOFF}^{MC} = 0.84 \pm 0.03$, графически изображено на рисунке 5.7.



(a)



(б)

Рисунок 5.5 — Сравнение **а** положений π^0 -пика, **б** ширин π^0 -пика для всех случаев. Как и предполагалось в основной идее, положения пиков в случае выключенного поля смещены относительно случая включенного поля в сторону меньших инвариантных масс ~ 0.5 МэВ, а ширины пиков больше. Для Monte-Carlo наблюдаются аналогичные соотношения.

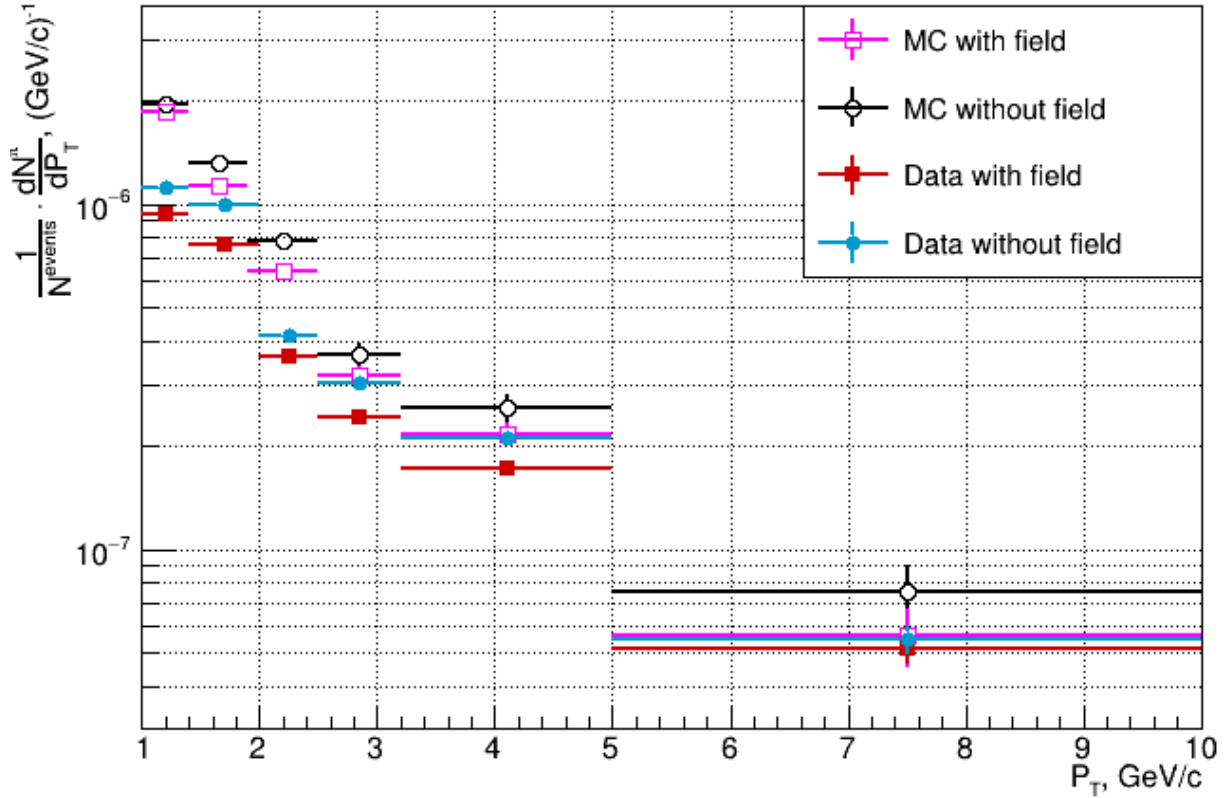


Рисунок 5.6 — сырые спектры π^0 -мезонов для всех случаев. Предположение о том, что магнитное поле снижает вклад фотонов конверсии в π^0 -пик подтверждается и для Monte-Carlo моделирования

5.3 ОЦЕНКА СИСТЕМАТИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ

После того как удалось восстановить сырые спектры π^0 -мезонов для реальных данных и Monte-Carlo моделирования, можно получить предварительный результат – двойное отношение R (представлено на рисунке 5.8):

$$R = \frac{R_{FieldON/FieldOFF}^{MC}}{R_{FieldON/FieldOFF}^{DATA}}. \quad (5.3)$$

Данное распределение параметризовано константой, имеющей параметр a . Его численное значение равно значению двойного отношения R , а смысл можно интерпретировать следующим образом:

если $a = 1$, то это значит, что Monte-Carlo моделирование идеально воссоздаёт условия реального эксперимента;

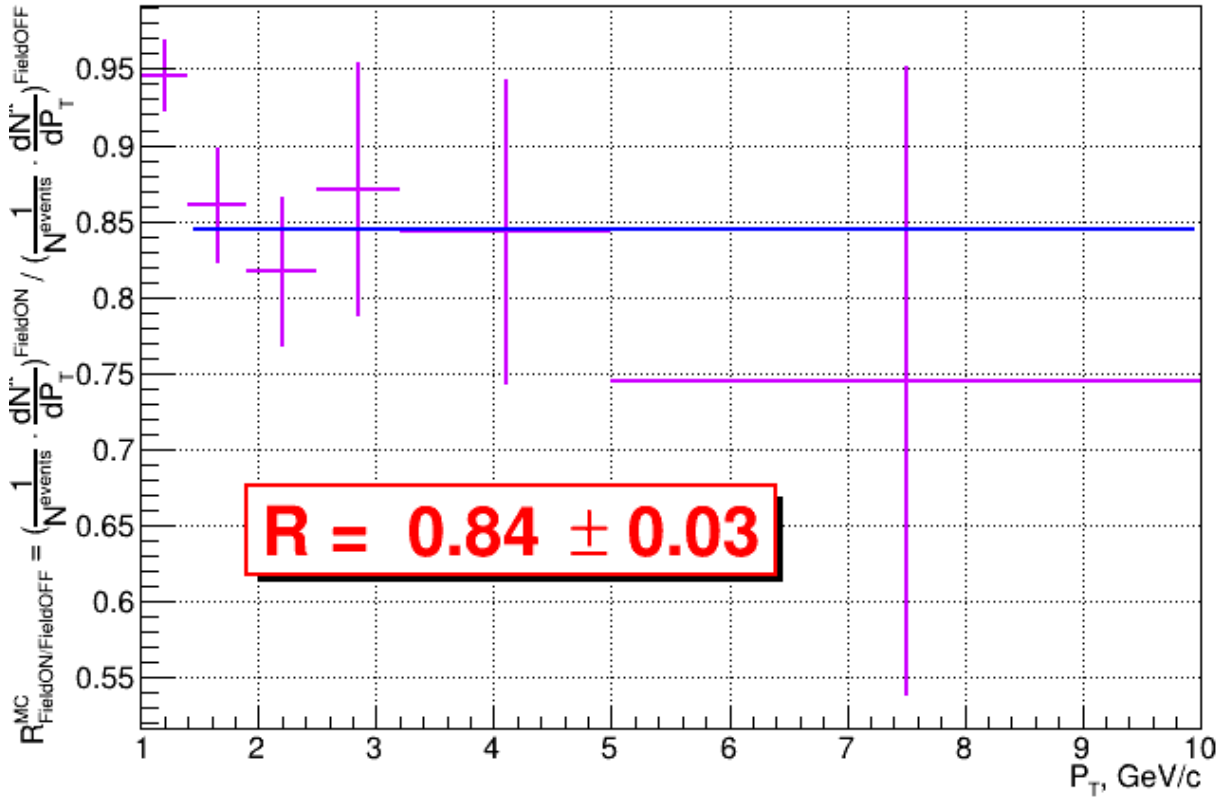


Рисунок 5.7 — отношение сырых спектров π^0 -мезонов в случае включенного поля к случаю выключенного для Monte-Carlo. Значение отношения по порядку величины совпадает с результатом, полученным при анализе реальных данных

если $a < 1$, то Monte-Carlo предсказывает меньшее количество материала перед PHOS, и его нужно учитывать в виде поправки;

если $a > 1$, то количество материала в симуляции превышает реальное.

Результат параметризации $R = 0.94 \pm 0.04$, указывает на то, что отношения сырых спектров π^0 -мезонов в случае включенного магнитного поля к случаю выключенного магнитного поля меньше для Monte-Carlo, чем в реальных данных, следовательно, не весь материал перед PHOS описан в MC и его предлагается учитывать в виде поправки $(6 \pm 4)\%$.

В действительности неизвестно, какую форму имеет пик на исходном спектре инвариантных масс. Следовательно, изложенное выше предположение о параметризации Real-распределения функцией crystalball может оказаться неверным (то есть полученная поправка будет плохо согласовываться с результатами будущих анализов). Поэтому для оценки правильности предварительного результата, а также систематических погрешностей рассматриваемого ме-

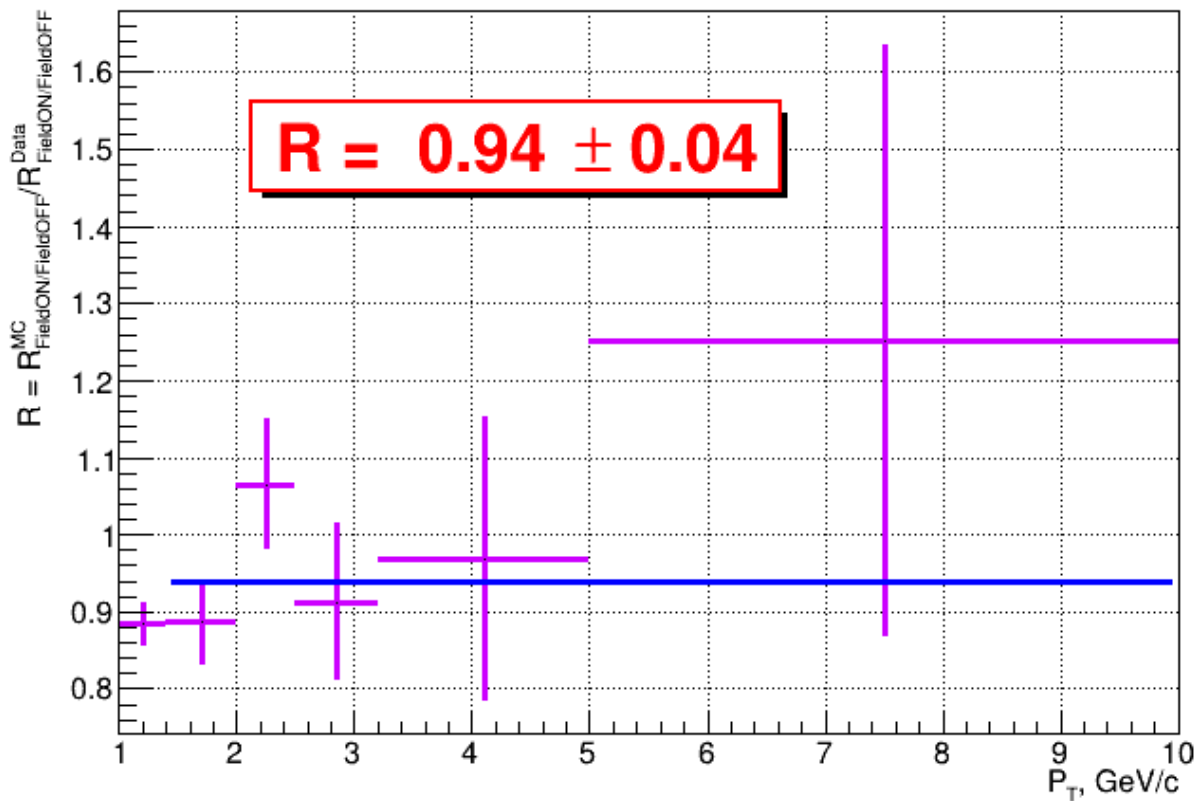


Рисунок 5.8 — двойное отношение R сырых спектров π^0 -мезонов Monte-Carlo к реальным данным, полученное из предположения 1 (форма исходного Real-распределения близка форме параметризующей функции crystalball)

тогда, необходимо повторить аналогичный анализ, используя другие предположения о форме Real-распределения. Всего в данной работе предлагается рассмотреть четыре способа нахождения двойного отношения:

1) суммирование числа отсчетов под спектром инвариантных масс после вычитания комбинаторного фона (т.е. под сигналом) в пределах $\pm 3\sigma$, параметризованном функцией crystalball (предположение 1) — это предположение лежит в основе анализа, описанного выше;

2) суммирование числа отсчетов в сигнале в пределах $\pm 3\sigma$, параметризованном функцией Гаусса (предположение 2);

3) интегрирование функции crystalball, параметризующей сигнал, в пределах $\pm 3\sigma$ (предположение 3);

4) интегрирование функции Гаусса, параметризующей сигнал, в пределах $\pm 3\sigma$ (предположение 4).

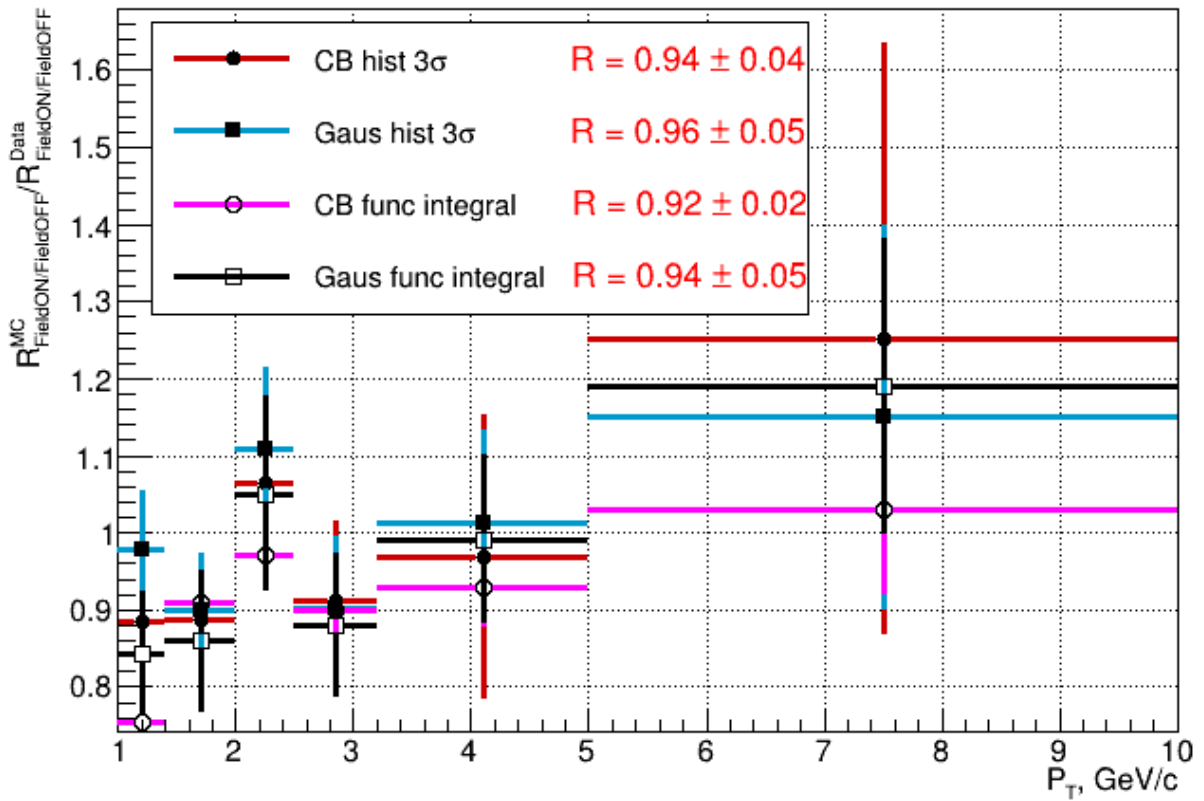


Рисунок 5.9 — сравнение результатов анализов, полученных на основе четырех предположений о форме π^0 -пика на исходном спектре инвариантных масс

На рисунке 5.9 показаны результаты анализов, полученные на основе указанных выше предположений. Все они согласуются в пределах статистических погрешностей.

Итоговое распределение берется как среднее между результатами, полученными из всех четырех предположений.

Из рисунка 5.9 также видно, что ни одно из предположений не оказывается систематически выше или ниже другого (то есть в зависимости от бина значение, полученное одним из методов, может быть как больше, так и меньше значения, полученного другим методом). Следовательно, они флуктуируют друг относительно друга. Поэтому в качестве оценки систематических погрешностей вместо максимальных отклонений предлагается брать среднеквадратическое значение (RMS) для того, чтобы хотя бы частично скомпенсировать статистические флуктуации каждого из предположений[10]. Выражение для вы-

числения систематических неопределённостей приведено ниже[11]:

$$\sigma_{sys} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (R_i - R_{cp})^2}, \quad (5.4)$$

где $n = 4$ – число предположений о форме π^0 -пика, R_i – двойные отношения, полученные на основе каждого из предположений о форме π^0 -пика, R_{cp} – среднее (итоговое) значение двойного отношения.

5.4 ИТОГОВЫЙ РЕЗУЛЬТАТ

На рисунке 5.10 представлено итоговое значение двойного отношения, его статистические и систематические погрешности.

Перед параметризацией итогового распределения необходимо оценить результирующие погрешности. В данной работе предполагается, что все типы неопределённостей (неполное описание акцептанса калориметра PHOS в Monte-Carlo моделировании, неточности энергетической калибровки и т.д.) сокращаются в итоговом двойном отношении, и останутся только неопределённости, связанные с формой π^0 -пика в исходном спектре инвариантных масс и фона, которые учтены в качестве систематических погрешностей, описанных выше.

Систематические неопределённости не скоррелированы в различных P_T -бинах и не зависят от статистических флуктуаций. Следовательно, их можно складывать квадратично, а результат сложения использовать для итоговой параметризации. Выражение для итоговых неопределённостей принимается следующим:

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{sys}^2 + \sigma_{stat}^2}, \quad (5.5)$$

где σ_{stat} – статистические неопределённости итогового значения двойного отношения.

Итоговое значение двойного отношения с учетом суммарных неопределённостей (рисунок 5.11) $R = 0.93 \pm 0.05$ подтверждает основной вывод, полученный в предположении 1: не весь материал перед PHOS описан полностью в Monte-Carlo моделировании. Следовательно, существует неопределённость, которую предлагается учитывать в виде поправки $(7 \pm 5) \%$ в дальнейших анализах.

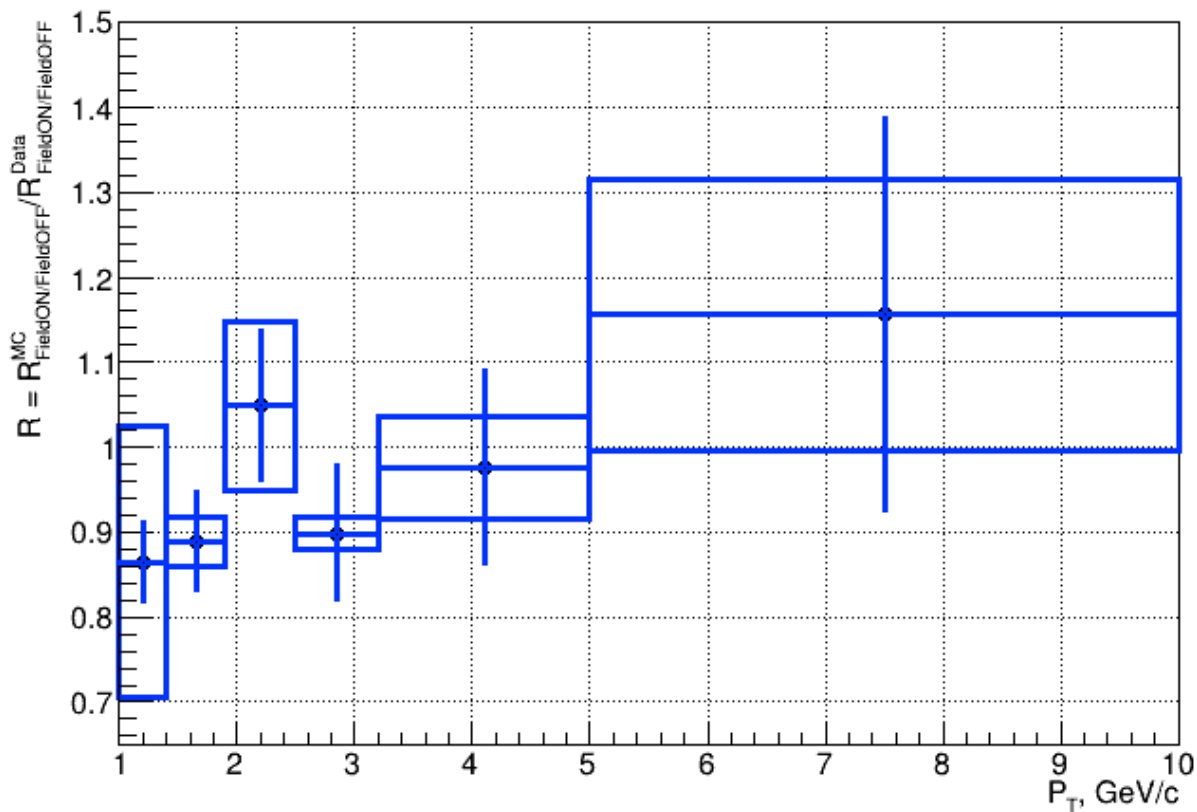


Рисунок 5.10 — итоговое распределение двойного отношения сырых спектров π^0 -мезонов в случае включенного и выключенного магнитных полей для Monte-Carlo моделирования и реальных данных по P_T . Систематические ошибки обозначены прямоугольниками, статистические - вертикальными отрезками

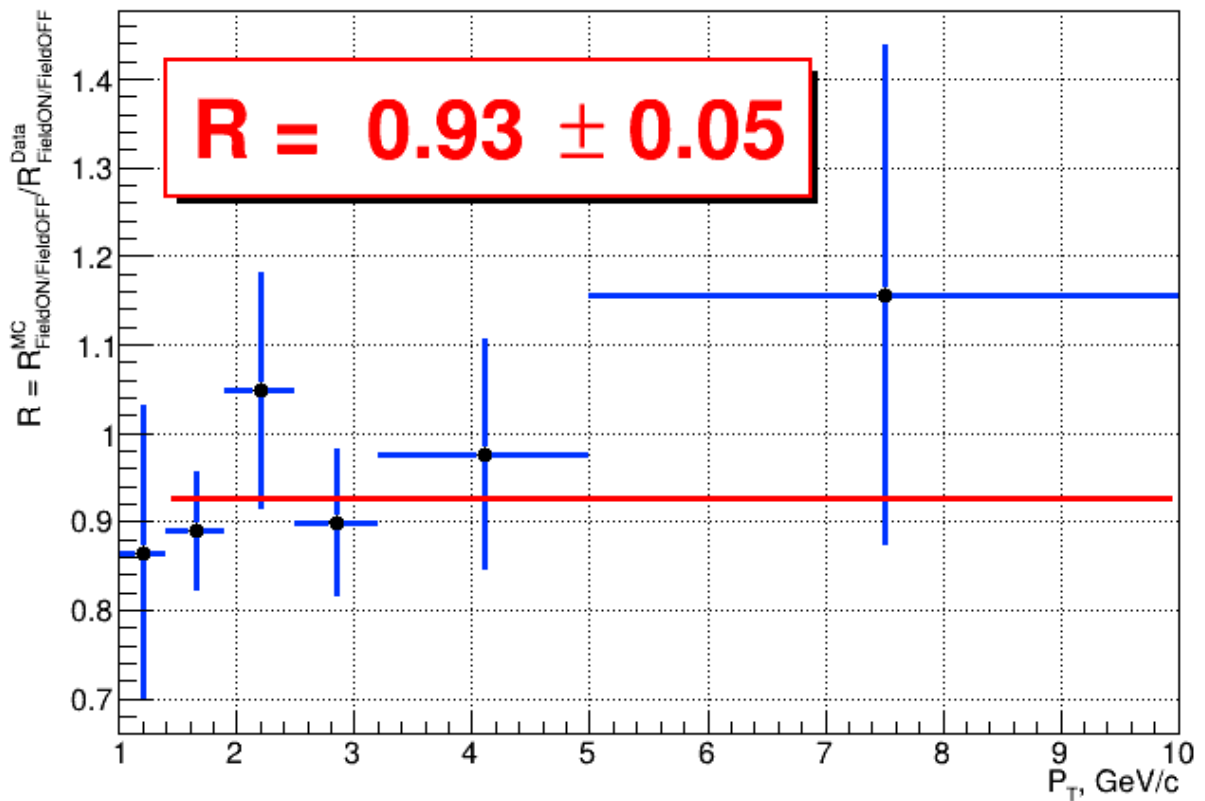


Рисунок 5.11 — итоговое значение двойного отношения сырых спектров π^0 -мезонов в случае включенного и выключенного магнитных полей для Monte-Carlo моделирования и реальных данных с учетом результирующих неопределённостей. Значение $R = 0.93 \pm 0.05$ говорит о том, что существует неопределённость в описании количества материала перед калориметром PHOS, равная примерно $(7 \pm 5) \%$. Данную неопределённость предлагается учитывать в качестве поправки для дальнейших анализов

6 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе оценивалось количество вещества перед калориметром PHOS, приводящего к конверсии фотонов. Для этого сравнивалось число реконструированных π^0 -мезонов в конфигурации с включенным магнитным полем и с выключенным полем, предполагая, что в первом случае продукты конверсии будут отклонены полем, а во втором – будут реконструированы как один кластер.

В ходе проведенного анализа реальных данных и Monte-Carlo моделирования методом инвариантных масс было выдвинуто 4 предположения о форме π^0 -пика, для каждого из которых получено двойное отношение реконструированных сырых спектров π^0 -мезонов в случаях включенного и выключенного магнитного поля.

Результаты всех четырех предположений согласуются в пределах статистических погрешностей.

Вклад фотонов конверсии в π^0 -пик в случае Monte-Carlo моделирования меньше, чем в реальных данных, примерно на $(7 \pm 5)\%$, а итоговое значение двойного отношения $R = 0.93 \pm 0.05$.

Полученный результат означает, что материал перед калориметром PHOS в Monte-Carlo моделировании описан не полностью, хотя его неопределённость невелика, и её предлагается учитывать в виде поправки $(7 \pm 5)\%$ для дальнейших анализов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Validation of the ALICE material budget between TPC and TOF detectors / S. Acharya [et al.] // Phys. Rev. — 2022. — P. 14.
2. *Arling J. H., Gregor I. M.* Application of material budget imaging for the design of the ATLAS ITk strip detector // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C10014.
3. *Chowdhury R.* Estimation of the material budget of the CMS Tracker using the triplet method // PoS. — 2021. — Vol. ICHEP2020. — P. 776.
4. *Pierre V. V.* Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // Int. J. Mod. Phys. A. — 2014. — P. 108.
5. *McLerran B., Freedman L.* Quark star phenomenology // Phys. Rev. D. — 1977. — P. 1109–1122.
6. *Manko V.* ALICE Technical design report of the Photon Spectrometer (PHOS): Technical design report // Phys. Rev. D. — 1999. — P. 15.
7. *Ippolitov M.* Studies of lead tungstate crystals for the ALICE electromagnetic calorimeter PHOS // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2002. — P. 486.
8. *Гольданский В., Розенталь И., Никитин Ю.* Кинематические методы в физике высоких энергий. — М. : Наука, 1987. — 200 с.
9. *Meyer C., Williams M., Bradford R.* Computing Invariant Masses and Missing Masses // Phys. Rev. — 2004. — P. 12.
10. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 030001.
11. *Худсон Д.* Статистика для физиков. — М. : Мир, 1970. — 295 с.