

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

УДК 539.1, 539.12.01

ПРЕДДИПЛОМНАЯ ПРАКТИКА НА ТЕМУ

**ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ
ВЕЛИЧИНЫ ФЛУКТУАЦИЙ С ПОМОЩЬЮ
ДИНАМИЧЕСКОЙ ПЕРЕМЕННОЙ**

Научный руководитель
к.ф.-м.н.

Д. Ю. Пересунько

Студент

Е. А. Некрасова

Москва 2021

СОДЕРЖАНИЕ

1	Введение	2
2	Эксперимент ALICE	3
2.1	Общая информация	3
2.2	Детектор PHOS	4
2.3	Детектор TPC	5
3	Измерение величины флуктуаций	6
3.1	Переменная ν_{dyn}	6
3.2	Специфика измерения π_0 мезонов	6
4	Влияние различных факторов на величину ν_{dyn}	8
4.1	Зависимость от акцептанса	8
4.2	Поправка на парное рождение	9
5	Заключение	13
	Список использованных источников	14

1. ВВЕДЕНИЕ

В pp и AA столкновениях высоких энергий на короткое время образуется область с экстремальной плотностью энергии, при этом могут возникать специфические состояния системы, такие, как, например, дезориентированный киральный конденсат [1; 2] или Бозе-Эйнштейновский конденсат пионов [3]. Вышеперечисленные явления могут приводить к резкому увеличению флуктуаций числа конечных частиц. Также, если в процессе эволюции горячей материи, рожденной в ядро-ядерном столкновении, она пройдет близко к критической точке КХД, увеличение величины флуктуаций различных наблюдаемых может сохраниться до конечного этапа столкновения [4]. Поэтому оценка величины флуктуаций, открывающая возможности для исследования целого ряда эффектов, является актуальной задачей современной физики высоких энергий.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ ALICE

2.1. ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ

ALICE - один из четырех наиболее крупных экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРН, Женева [5]. Он предназначен для изучения физики сильно взаимодействующей материи при экстремальных плотностях энергии, где образуется фаза вещества, называемая кварк-глюонной плазмой. Структура эксперимента ALICE показана на рис. 1.

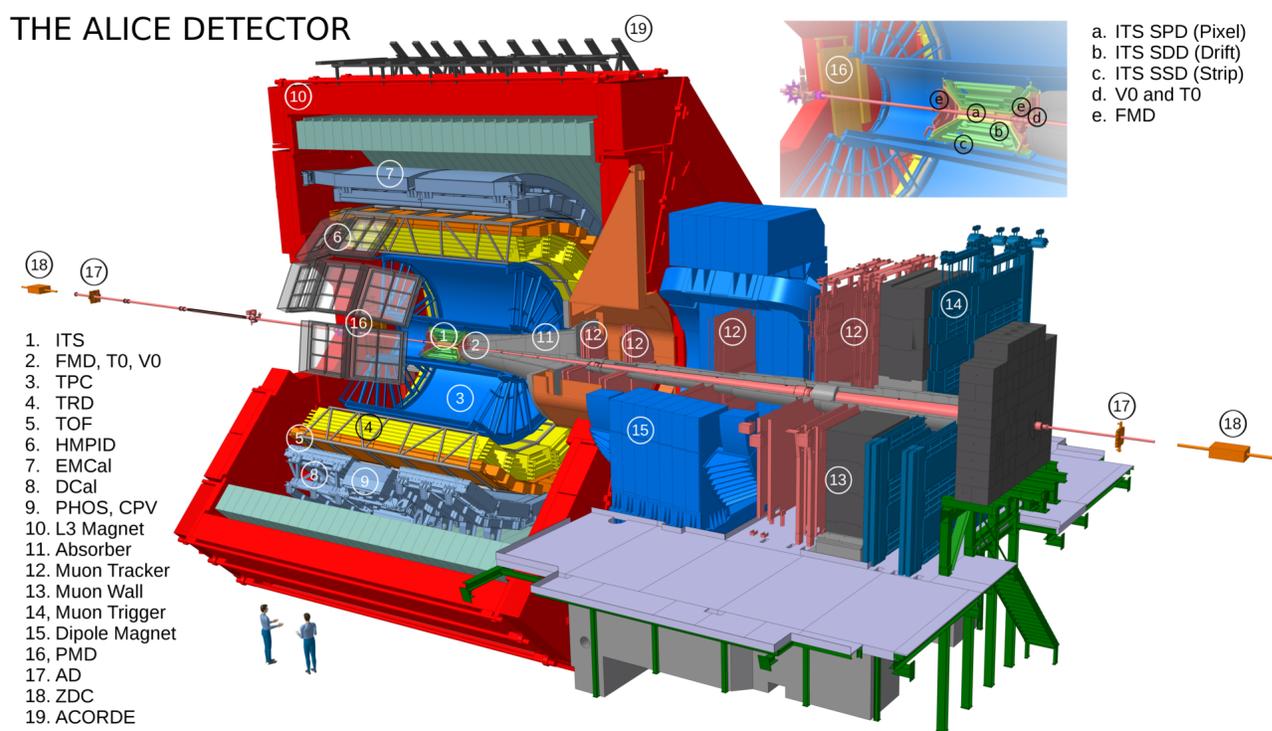


Рисунок 1 — Эксперимент ALICE

Специфика АА столкновений заключается в их высокой множественности (десятки тысяч конечных частиц), поэтому при изучении столкновений ядер возрастает роль хорошей идентификации частиц. Детектор ALICE был разработан для изучения столкновений тяжелых ионов при ультрарелятивистских энергиях. Это позволяет ему успешно детектировать и идентифицировать частицы в событиях с высокой множественностью.

В дальнейшем нас будут интересовать флуктуации числа заряженных идентифицированных адронов и фотонов.

2.2. ДЕТЕКТОР PHOS

Для реконструкции фотонов в ALICE используется детектор PHOS - высокогранулярный прецизионный электромагнитный калориметр на основе кристаллов PbWO_4 , охватывающий $|\eta| < 0,13$ и $260^\circ < \phi < 320^\circ$.

Детектор состоит из четырех модулей, установленных на радиальном расстоянии 460 см от точки взаимодействия ALICE. Из них три модуля состоят из $56 \times 64 = 3584$ сцинтилляционных кристаллов PbWO_4 с поперечным размером $2.2 \times 2.2 \text{ см}^2$, а четвертый модуль содержит $56 \times 32 = 2600$ кристаллов. Каждый полный модуль покрывает азимутальный угол 20° .

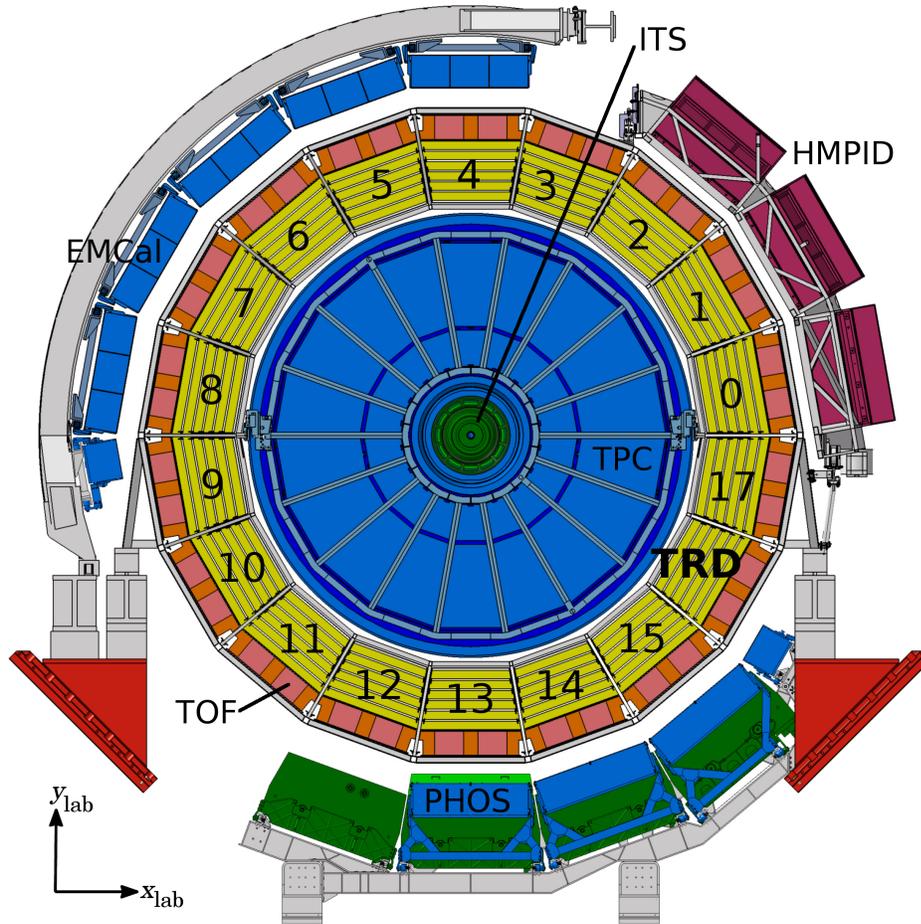


Рисунок 2 — Схематическое сечение детектора ALICE перпендикулярно направлению луча, расположение детекторов PHOS и TPC

2.3. ДЕТЕКТОР ТРС

Реконструкция заряженных адронов в ALICE производится в диапазоне $|\eta| < 0.9$ и полном азимутальном угле. Их идентификация основана на удельных энергетических потерях во время-проекционной камере - детекторе ТРС.

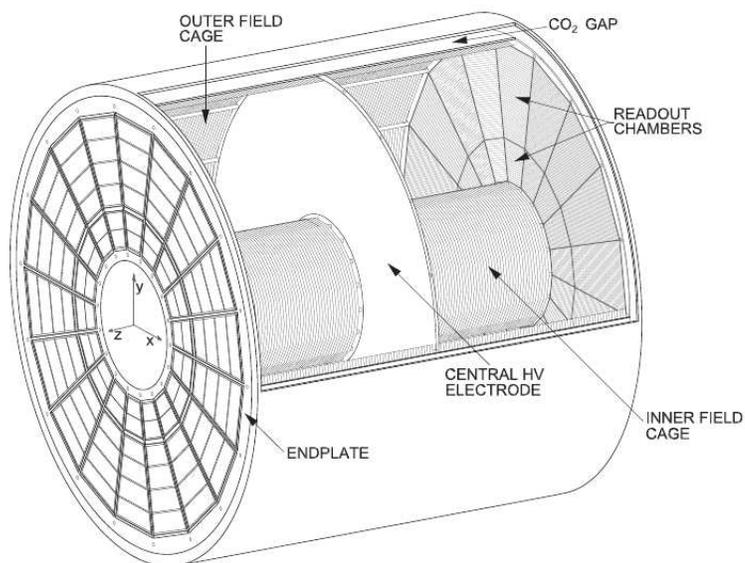


Рисунок 3 — Схематический вид детектора ТРС

Время-проекционная камера (ТРС) - это большой (85 м^3) цилиндрический дрейфовый детектор, заполненный газовой смесью Ne/CO₂ (90/10%). Он охватывает $|\eta| < 0,9$ по полному азимутальному углу, с максимумом в 159 реконструированных пространственных точек вдоль трека. ТРС обеспечивает идентификацию частиц посредством измерения удельной потери энергии (dE/dx) с разрешением 5,5%.

3. ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ФЛУКТУАЦИЙ

3.1. ПЕРЕМЕННАЯ ν_{DYN}

Для оценки величины флуктуаций к настоящему моменту предложено большое количество различных статистических наблюдаемых. В данной работе рассмотрена *динамическая переменная* ν_{dyn} [6]:

$$\nu_{dyn}(1, 2) = \frac{\langle N_1(N_1 - 1) \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2(N_2 - 1) \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 - число частиц сортов 1 и 2 на событие, а треугольными скобками обозначено усреднение по событиям.

Величина ν_{dyn} оказывается обратно пропорциональна числу независимых “источников” в столкновении, которые можно представить как независимые нуклон-нуклонные столкновения. Обратное число источников можно оценить как $\alpha = (\langle N_1 \rangle^{-1} + \langle N_2 \rangle^{-1})$, поэтому далее при построении зависимостей от центральности (множественности) столкновений мы будем использовать переменную ν_{dyn}/α [7].

Преимущество данной переменной в том, что в ней сокращается зависимость от эффективности регистрации частиц. В случае независимых пуассоновских распределений обеих частиц динамическая переменная обращается в ноль [8]. В противном случае можно сделать вывод о некоторой статистической зависимости между рассматриваемыми величинами, причём при отрицательных значениях переменной имеет место корреляция, а при положительных — анти-корреляция между частицами.

3.2. СПЕЦИФИКА ИЗМЕРЕНИЯ π_0 МЕЗОНОВ

Нашей конечной целью является изучение корреляции между заряженными и нейтральными пионами, однако непосредственное наблюдение нейтральных пионов невозможно из-за их малого времени жизни. С вероятностью в 98.8% нейтральный пион распадается в два фотона, поэтому флуктуация числа дочерних фотонов будет отражать флуктуации числа родительских пионов. С

другой стороны, Монте-Карло моделирование pp , pA и AA столкновений показывает, что среди мягких фотонов с энергией $p_T \lesssim 1$ ГэВ/с фотоны, рожденные в распадах π^0 , составляют более 90% от общего числа [9].

В перспективе планируется восстанавливать нейтральные пионы по их дочерним фотонам, однако на данном этапе работы рассматривались как фотоны, так и непосредственно π^0 мезоны. В данной работе использовались данные генерации методом Монте-Карло, полученные при помощи инструментов Pythia8 [10] и DPMJET [11]. Для моделирования отклика детектора и реконструкции полученных данных применялся пакет программ AliRoot, включающий в себя трекинг частиц с помощью GEANT [12], и стандартную программу реконструкции.

4. ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ВЕЛИЧИНУ ν_{DYN}

4.1. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ АКЦЕПТАНСА

Как было указано в секции 2.2, детектор PHOS имеет ограниченный акцептанс, а именно $|\eta| < 0,13$ и $250^\circ < \phi < 320^\circ$. Поэтому прежде, чем перейти к рассмотрению непосредственно флуктуаций, стоит понять, как ограниченный акцептанс влияет на величину динамической переменной $\nu_{dyn}(\pi^0, \pi^\pm)$, и выбрать диапазон, в котором стоит отбирать заряженные пионы, чтобы минимизировать это влияние.

На рис.4 показаны результаты Монте-Карло моделирования $\nu_{dyn}(\pi^0, \pi^\pm)$ для различных диапазонов по ϕ , по оси x отложен диапазон $|\eta|$ отбора заряженных пионов, нейтральные пионы отбираются в псевдобыстроте PHOS.

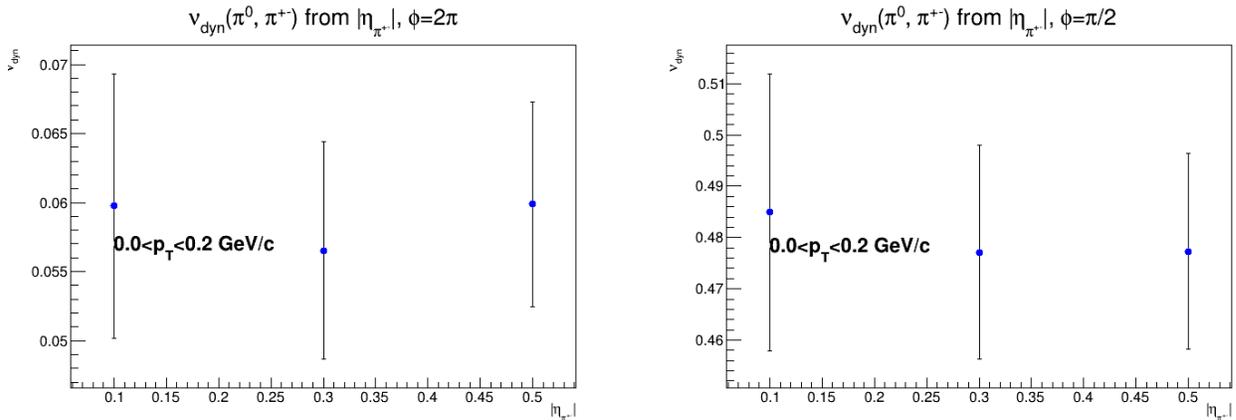


Рисунок 4 — Зависимость $\nu_{dyn}(\pi^0, \pi^\pm)$ от диапазона по $|\eta|$ отбора π^\pm, π^0 отбираются в $|\eta_{PHOS}|$ для различных диапазонов по ϕ

Можно видеть, что изменение диапазона $|\eta|$ отбора не сильно сказывается на величине динамической переменной. В то же время изменение диапазона по углу значительно влияет на наблюдаемые значения. Это может быть связано с тем, что при парном рождении заряженного и нейтрального пионов от распада резонанса, в случае меньшего акцептанса уменьшается вероятность одновременной регистрации обеих частицы. При этом становится

меньше третье слагаемое динамической переменной, что приводит к большим положительным значениям.

Т.к. нашей целью является выбор акцептанса, минимизирующего величину динамической переменной, в дальнейшем отбор заряженных пионов будет производиться в полном азимутальном угле.

4.2. ПОПРАВКА НА ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ

Чтобы проверить принципиальную возможность измерения величины флуктуаций числа нейтральных пионов по величине флуктуаций числа фотонов в данной работе использовались данные Монте-Карло моделирования на генераторном уровне.

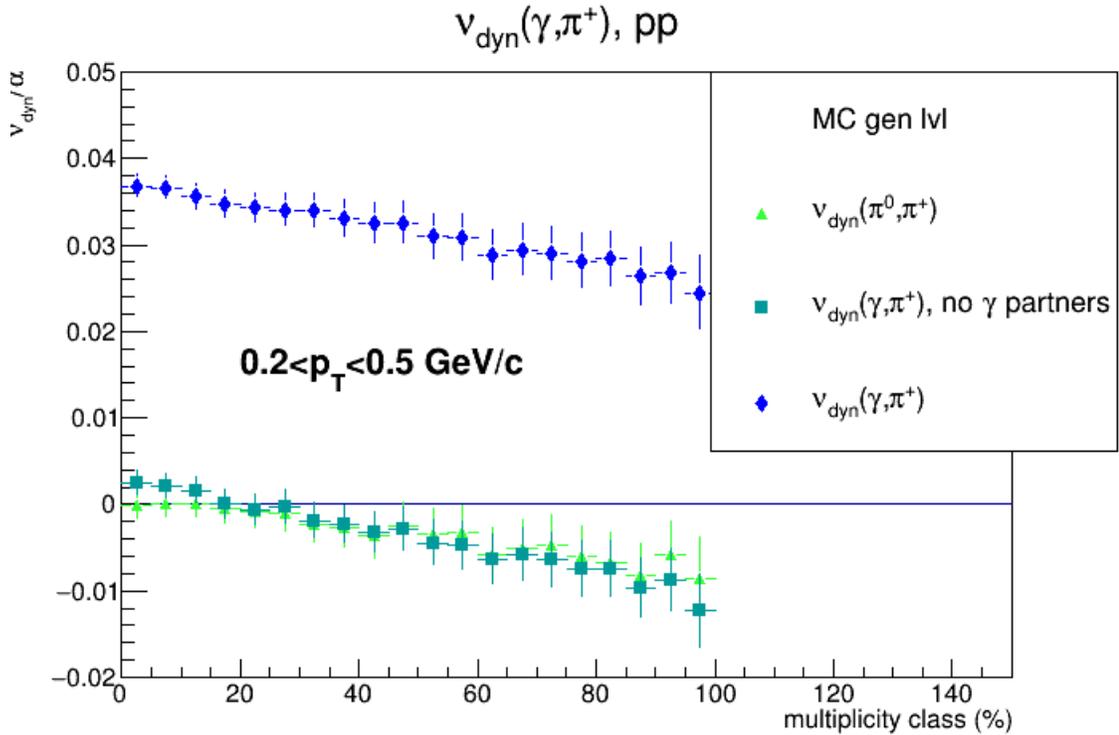


Рисунок 5 — Зависимость ν_{dyn}/α от класса множественности событий нейтральных и заряженных пионов и фотонов и заряженных пионов на генераторном уровне МК моделирования

На рис. 5 представлена зависимость от класса множественности динамической переменной нейтральных и заряженных пионов (зелёные треугольники), всех фотонов в событии и заряженных пионов (синие ромбы) и учитывая

только один фотон из пары распадных и заряженные пионы (тёмно-зелёные квадраты). В случае, когда из пары фотонов, образовавшихся в результате распада π^0 мезона, один отбрасывается, поведение динамической переменной почти не отличается от пары заряженный π -мезон – нейтральный π -мезон, однако добавление второго фотона из пары значительно искажает динамическую переменную. Таким образом, для оценки величины корреляции нейтральных и заряженных пионов необходимо учесть вклад пар фотонов.

Отличие ν_{dyn}/α для всех фотонов и одного из пары связано с тем, что в конечный акцептанс может попасть различное количество распадных фотонов. При этом нужно учитывать, что доля попавших фотонов может флуктуировать от события к событию. Чтобы учесть искажение переменной, связанное с распадом одной частицы на две, мы ввели поправку, полученную следующим образом. Пусть при распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в выбранном акцептансе есть вероятность α зарегистрировать только один фотон и вероятность β зарегистрировать оба фотона. Тогда вероятность зарегистрировать n фотонов будет равна:

$$P(n = n_1 + 2n_2) = P(N) * \frac{N!}{n_1!n_2!(N - n_1 - n_2)!} \alpha^{n_1} \beta^{n_2} (1 - \alpha - \beta)^{N - n_1 - n_2} \quad (2)$$

где N - полное число π^0 , n_1 - число π^0 , от которых был зарегистрирован 1 фотон, а n_2 - число π^0 , от которых были зарегистрированы два фотона. Вычислив динамическую переменную с учётом этих предположений, получим

$$\nu_{dyn}^*(1, 2) = \frac{\langle N_1(N_1 - 1) \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2(N_2 - 1) \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle} - \frac{2}{((\alpha/\beta) + 2)} \frac{1}{\langle N_1 \rangle}. \quad (3)$$

Далее была построена скорректированная динамическая переменная ν_{dyn}^* на генераторном уровне Монте-Карло, коэффициент α/β вычислен из соотношения числа одиночных фотонов к числу пар фотонов, известного на генераторном уровне моделирования (рис.6).

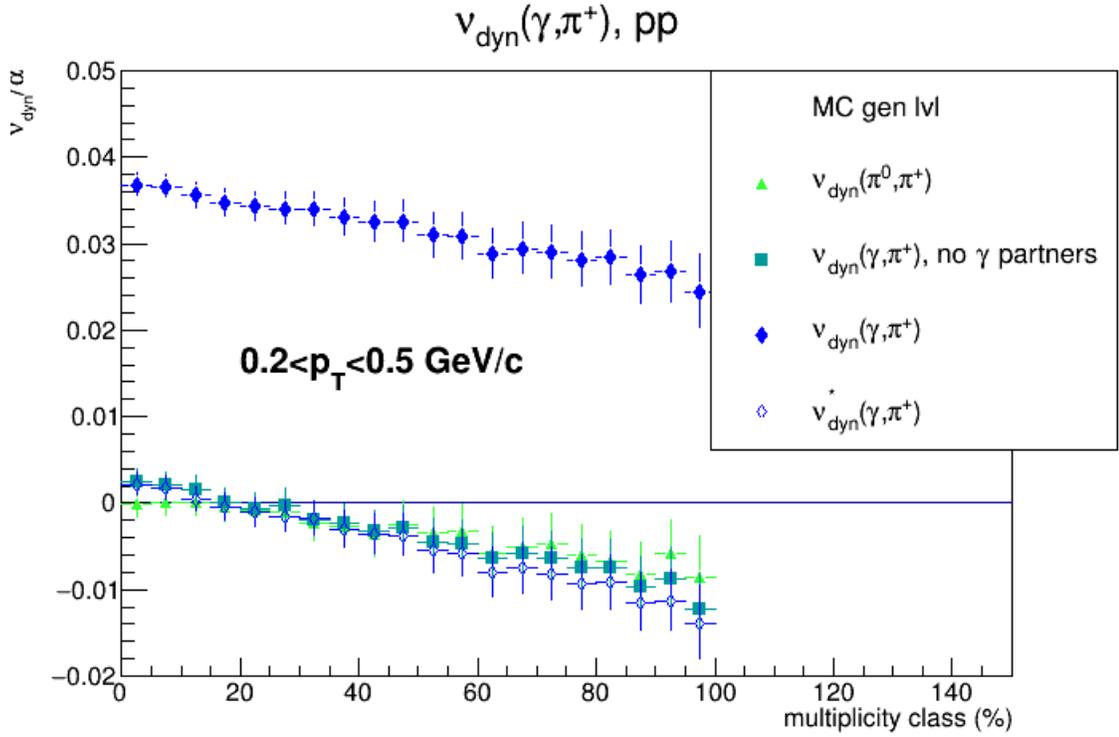


Рисунок 6 — Зависимость ν_{dyn}/α и ν_{dyn}^*/α от класса множественности событий нейтральных и заряженных пионов и фотонов и заряженных пионов на генераторном уровне МК моделирования

Скорректированная динамическая переменная от фотонов и заряженных пионов на рис.6 изображена пустыми синими ромбами. Видно, что скорректированная динамическая переменная от фотонов и заряженных пионов довольно точно повторяет поведение динамической переменной нейтральных и заряженных пионов, что свидетельствует о правильности введённой коррекции.

В реальных данных невозможно однозначно сказать, родился ли данный фотон при распаде π^0 мезона и, если да, попал ли его партнёр в детектор, однако оценить число зарегистрированных пар фотонов, рожденных одним пионом, можно с помощью спектра инвариантных масс пар фотонов. Для каждого диапазона поперечных импульсов был построен такой спектр и вычислено число пар фотонов в пике нейтральных пионов. Отношение этого числа к полному числу зарегистрированных фотонов позволяет вычислить отношение β/α .

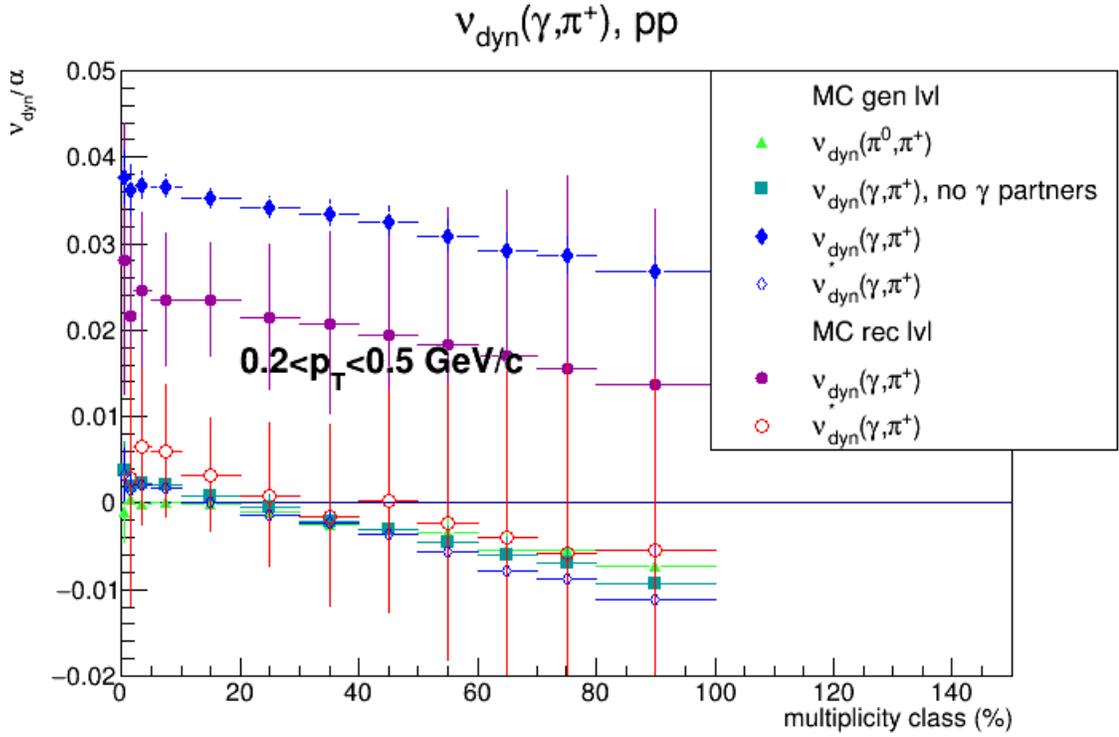


Рисунок 7 — Зависимость ν_{dyn}/α и ν_{dyn}^*/α от класса множественности событий нейтральных и заряженных пионов на генераторном уровне МК моделирования и фотонов и заряженных пионов в на разных этапах моделирования

На рис. 7 представлены результаты моделирования методом Монте-Карло на генераторном уровне и на этапе реконструкции, коэффициент α/β для реконструированных фотонов был вычислен методом инвариантных масс. Наблюдается хорошее совпадение скорректированной динамической переменной фотонов на этапе реконструкции с динамической переменной нейтральных пионов, однако требуется увеличение статистики для более аккуратного рассмотрения динамической переменной на этапе реконструкции.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была рассмотрена возможность измерения величины флуктуаций числа нейтральных пионов по величине флуктуаций числа фотонов с помощью переменной ν_{dyn} .

Был проведён анализ изменения динамической переменной при различных диапазонах псевдобыстроты и азимутального угла измерения заряженных пионов. Вычисления показали, что динамическая переменная претерпевает значительные изменения при введении ограничений на фазовое пространство, в котором детектируются частицы. Так же получены ограничения на отбор заряженных пионов, позволяющие минимизировать динамическую переменную.

Для данных моделирования методом Монте-Карло на генераторном уровне и этапе реконструкции была построена зависимость динамической переменной $\nu_{\text{dyn}}(\pi^0, \pi^\pm)$ и $\nu_{\text{dyn}}(\gamma, \pi^\pm)$. Оказалось, что возможность регистрации двух, одного или ни одного фотона от распада π^0 мезона существенно меняет величину динамической переменной.

Была предложена поправка к динамической переменной и было показано, что с этой поправкой величина флуктуаций числа пионов может быть оценена по величине флуктуаций числа фотонов.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Pisarski R. D., Wilczek F.* Remarks on the Chiral Phase Transition in Chromodynamics // Phys. Rev. — 1984. — т. D29. — с. 338–341.
2. *Rajagopal K., Wilczek F.* Static and dynamic critical phenomena at a second order QCD phase transition // Nucl. Phys. — 1993. — т. B399. — с. 395–425. — arXiv: hep-ph/9210253 [hep-ph].
3. *Begun V. V., Gorenstein M. I.* Bose-Einstein condensation of pions in high multiplicity events // Phys. Lett. — 2007. — т. B653. — с. 190–195. — arXiv: hep-ph/0611043 [hep-ph].
4. *Luo X., Xu N.* Search for the QCD Critical Point with Fluctuations of Conserved Quantities in Relativistic Heavy-Ion Collisions at RHIC : An Overview // Nucl. Sci. Tech. — 2017. — т. 28, № 8. — с. 112. — arXiv: 1701.02105 [nucl-ex].
5. *Abelev B. B.* [и др.]. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // Int. J. Mod. Phys. — 2014. — т. A29. — с. 1430044. — arXiv: 1402.4476 [nucl-ex].
6. *Pruneau C., Gavin S., Voloshin S.* Methods for the study of particle production fluctuations // Phys. Rev. — 2002. — т. C66. — с. 044904. — arXiv: nucl-ex/0204011 [nucl-ex].
7. *Collaboration A.* Neutral to Charged Kaon Yield Fluctuations in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. — 2018.
8. *Christiansen P., Haslum E., Stenlund E.* Number-ratio fluctuations in high-energy particle production // Phys. Rev. — 2009. — т. C80. — с. 034903. — arXiv: 0902.4788 [hep-ex].
9. *Acharya S.* [и др.]. Direct photon production at low transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 8TeV // Phys. Rev. — 2019. — т. C99, № 2. — с. 024912. — arXiv: 1803.09857 [nucl-ex].

10. *Sjostrand T.* [и др.]. High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1 // Comput. Phys. Commun. — 2001. — т. 135. — с. 238—259. — arXiv: hep-ph/0010017 [hep-ph].
11. *Roesler S., Engel R., Ranft J.* The Monte Carlo event generator DPMJET-III // Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications. Proceedings, Conference, MC2000, Lisbon, Portugal, October 23-26, 2000. — 2000. — с. 1033—1038. — arXiv: hep-ph/0012252 [hep-ph].
12. *Agostinelli S.* [и др.]. GEANT4: A Simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. — 2003. — т. A506. — с. 250—303.