

БЛАУ Дмитрий Сергеевич

СПЕКТРЫ И КОРРЕЛЯЦИИ  
 $\pi^0$ -МЕЗОНОВ, РОЖДЕННЫХ В  
СТОЛКНОВЕНИЯХ  $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$  ПРИ  
ЭНЕРГИИ 2,76 ТэВ НА ПАРУ  
НУКЛОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ  
ALICE.

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в *“Национальном исследовательском центре “Курчатовский институт”*.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
НИЦ “Курчатовский институт”,  
*Пересунько Дмитрий Юрьевич*

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
ведущий научный сотрудник  
НИИЯФ МГУ,  
*Лохтин Игорь Петрович,*

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник,  
нач. сектора ЛФВЭ ОИЯИ,  
*Литвиненко Анатолий Григорьевич,*

Ведущая организация: *Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН,  
г. Москва*

Защита состоится 11 марта 2015 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета Д 520.009.03 на базе НИЦ “Курчатовский институт” по адресу: 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
НИЦ “Курчатовский институт”.

Автореферат разослан “\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2014 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
доктор физико-математических наук

Барabanов А.Л.

# Общая характеристика работы

## Актуальность

Данная работа относится к одному из наиболее стремительно развивающихся направлений современной физики – исследованию свойств сильно взаимодействующей кварк-глюонной материи при экстремальной температуре и плотности энергии в области фазового перехода от обычной адронной материи к кварк-глюонной плазме. Экспериментальные исследования сильно взаимодействующей материи в контролируемых условиях проводятся на коллайдерах тяжелых ионов, наиболее мощным из которых является Большой адронный коллайдер (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). После введения в строй БАК в 2009 году, экспериментальные установки, одной из которых является ALICE (A Large Ion Collider Experiment), получили уникальные данные по образованию кварк-глюонной материи при самых высоких температурах и плотностях энергии, когда-либо достигавшихся в лабораторных условиях. Наиболее интересными с точки зрения исследования кварк-глюонной плазмы являются данные, полученные в ходе сеансов Pb-Pb столкновений (2010-2011 годы) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ на БАК.

Данная работа посвящена изучению спектров и корреляций нейтральных  $\pi$ -мезонов, которые позволяет измерять фотонный спектрометр PHOS, успешно работающий в составе установки ALICE с момента ее запуска в 2009 году. Детектор PHOS способен регистрировать фотоны в широком диапазоне поперечных импульсов (от  $\sim 0,1$  до  $\sim 100$  ГэВ/с), что позволяет реконструировать нейтральные мезоны по их двухфотонным распадам примерно в таком же диапазоне энергий. Таким образом, актуальной задачей становится создание методов и алгоритмов измерений  $\pi^0$ -мезонов в детекторе PHOS, в том числе – методов идентификации частиц.

Возможность надежной реконструкции  $\pi^0$ -мезонов в широком диапазоне  $p_T$  делает их идеальным инструментом для исследования подавления их выхода в ядро-ядерных столкновениях из-за потерь энергии жестким партеном при прохождении горячей материи. В дополнение к спектрам PHOS способен измерять

азимутальные корреляции  $\pi^0$ -мезонов, что позволяет исследовать как уравнение состояния горячей материи, так и подавление в зависимости от длины пробега (по жесткой части  $v_2(p_T)$ ). В настоящее время существует большое число теоретических моделей, описывающих энергетические потери частиц в горячей кварк-глюонной материи, а также азимутальные корреляции этих частиц. Полученные результаты по выходу нейтральных  $\pi$ -мезонов, их подавлению и азимутальных корреляций в Pb-Pb столкновениях позволят проверить эти модели и дать импульс для их дальнейшего развития.

### **Цели диссертационной работы**

Целью данной работы является экспериментальное изучение свойств горячей кварк-глюонной материи, исследование процессов рождения нейтральных  $\pi$ -мезонов в столкновениях ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при рекордной на сегодняшний день энергии столкновения – 2,76 ТэВ на нуклон.

1. Разработка методов обработки данных, полученных с помощью высокогранулированного электромагнитного калориметра в условиях высокой множественности, на примере спектрометра PHOS эксперимента ALICE, в частности – разработка методов идентификации фотонов в спектрометре PHOS;
2. Измерение спектров  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в зависимости от центральности столкновения;
3. Измерение факторов ядерной модификации спектров  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в зависимости от центральности столкновения;

### **Научная новизна**

1. Разработанные методы анализа данных, полученных с помощью спектрометра PHOS, основаны на широко известных подходах, использующихся в электромагнитной калориметрии, тем не менее, они требуют учета специфики эксперимента ALICE (высокая множественность частиц, охват широкого диапазона поперечных импульсов фотонов и  $\pi^0$ -мезонов), а также принципиально новой основы детектора PHOS – кристаллов вольфрамата свинца, до экспериментов на БАК не применявшихся в калориметрии.
2. Впервые был измерен спектр  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.
3. Впервые был измерен фактор ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов ( $R_{AA}$ ) в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.

## Научная и практическая значимость

1. Разработанные методы анализа данных, полученных с помощью спектрометра PHOS, позволяют продолжить работу по анализу данных с эксперимента ALICE, как уже набранных, так и тех, что будут получены в дальнейшем, в том числе – после планирующегося апгрейда эксперимента ALICE. Кроме того, разработанные методы могут быть полезными и в других экспериментах, использующих калориметры на основе кристаллов вольфрамата свинца, таких как CMS и CBM.
2. Измеренное подавление выхода идентифицированных адронов в зависимости от  $p_T$  и центральности столкновения налагает существенные ограничения на теоретические модели, описывающие взаимодействие жесткого партона с горячим веществом, что позволяет выбрать модели, адекватно описывающие наиболее важные физические характеристики этого процесса.
3. Спектр и коллективный поток  $\pi^0$ -мезонов являются необходимыми составляющими в дальнейших работах по анализу данных тяжелоионных столкновений на БАК, таких как измерение спектра и потока прямых фотонов, а также электронов от распадов адронов с открытыми тяжелыми ароматами и др.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

1. Спектр  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности;
2. Подавление выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности;
3. Методы фотонной идентификации, использованные при измерениях спектров и  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

## Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях [A1, A2, A3, A4, A5], 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [A1, A4, A5], 1 – в тезисах докладов [A2].

## Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на:

Международной конференции Quark Matter 2011 (Анси, Франция), Международной конференции ЯДРО-2011 (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия), Сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН 2011 (ИТЭФ, Москва, Россия), Международной конференции ALICE Physics Week 2011 (Ювяскюля, Финляндия), Сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН 2012 (МИФИ, Москва, Россия), Международной конференции LHC on the March 2012 (ИФВЭ, Протвино, Россия), а также на совещаниях коллаборации ALICE, научных семинарах в НИЦ “Курчатовский институт” и ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ.

### **Личный вклад**

Автор внес определяющий вклад в работы по моделированию, отбору и анализу данных, созданию программ анализа, получению физического результата и вычислению систематических ошибок измерений, а также принимал активное участие в подготовке материалов и обсуждениях при подготовке статей [A4, A5] от коллаборации ALICE, в создании и поддержке детектора PHOS, проведении экспериментальных сеансов, сеансов на тестовых пучках ЦЕРН и космических частицах, начиная с 2006 года.

### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двенадцати приложений. Полный объем диссертации составляет 238 страниц с 194 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 140 наименований.

# Краткое содержание работы

Во **введении** дан краткий обзор исследований кварк-глюонной плазмы в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях: приведено введение в проблематику [6, 7, 8], обсуждение фазового перехода от адронной материи к кварк-глюонной плазме [9], результаты решеточных вычислений [10]. В четвертом параграфе приводятся основные сигналы образования кварк-глюонной материи в релятивистских ядро-ядерных столкновениях: соотношение выходов странных и нестранных адронов; подавление или увеличение выходов очарованных адронов и тяжелых кваркониев; подавление выходов адронов при больших поперечных импульсах, зависимость выхода от кваркового состава адронов; коллективные потоки и азимутальная анизотропия выходов адронов; спектры прямых фотонов и дилептонных пар.

В следующих двух параграфах первой главы более подробно рассмотрены наблюдаемые, имеющие отношение к данной работе, а именно: потери энергии при взаимодействии жесткого партона с веществом, которым посвящен пятый параграф, и азимутальная анизотропия в выходе частиц (коллективные потоки), которой посвящен шестой параграф.

В пятом параграфе приведены теоретические оценки величины потери энергии жестких кварков при прохождении их через кварковую материю, обсуждаются основные процессы, которые необходимо учитывать при таких расчетах, а также приведены результаты наиболее популярных моделей – GLV [11, 12] и Wang et. al. [13] – в сравнении с результатами измерений фактора ядерной модификации  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов, полученных в эксперименте PHENIX на RHIC [14]. В этом же параграфе приведены основные результаты по измерению подавления выхода струй и жестких адронов [15], а также азимутальные корреляции между жестким партоном и другими частицами в струях [14].

Изменение спектров адронов для различных интервалов  $p_T$  в тяжелоионных столкновениях по отношению к pp столкновениям может быть численно оценено с помощью так называемого фактора ядерной модификации:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N / dp_T dy|_{AA}}{\langle T_{AA} \rangle \times d^2 \sigma / dp_T dy|_{pp}}, \quad (1)$$

где функция ядерного перекрытия  $\langle T_{AA} \rangle$  связана с средним числом неупругих нуклон-нуклонных столкновений следующим образом:

$$\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{pp} \quad (2)$$

При вычислении выхода частиц в процессе жесткого рассеяния в подходе пертурбативной КХД функция  $T_{AA}$  может быть интерпретирована как увеличение потока партонов при переходе от  $pp$  к ядро-ядерным столкновениям. Без ядерных эффектов  $R_{AA}$  равнялась бы единице в области жесткого рассеяния.

Потеря энергии партона зависит от различных факторов, в том числе – транспортных свойств среды и их эволюции в пространстве и времени, начальной энергии партона и типа партона [16]. На фактор ядерной модификации,  $R_{AA}$ , также влияет начальный наклон спектра поперечных импульсов партонов до того, как началось взаимодействие со средой, и эффекты начального состояния, такие как изменение партонных распределений в ядре. Для того, чтобы получить оценки этих эффектов, изучают протон-ядерные столкновения, а также ядро-ядерные столкновения при различных энергиях ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) и центральностях. В частности, при увеличении  $\sqrt{s_{NN}}$  в 14 раз при переходе от RHIC к БАК привело, с одной стороны, к увеличению начальной плотности энергии, но, с другой стороны, к более жесткому начальному спектру партонов [17]. Более того, при энергии БАК [18] пионы с  $p_T < 50$  ГэВ/с рождаются преимущественно при фрагментации глюонов [19], в то время как вклад от кварковой фрагментации в том же диапазоне  $p_T$  значительно больше при энергии RHIC [20]. Следовательно, подавление выхода пи-мезонов при энергии БАК будет обусловлено главным образом потерей энергии глюонов, что проще интерпретировать, чем результаты RHIC. Если сравнивать  $R_{AA}$  барионов и мезонов с результатами инклюзивных заряженных адронов, то можно получить дополнительную информацию о механизме потерь энергии партонов, а также адронизации в ядро-ядерных столкновениях [21]. С точки зрения эксперимента, нейтральные пионы прекрасно подходят для этих целей, так как могут быть идентифицированы по их распадам на два фотона.

Шестой параграф посвящен подробному обсуждению коллективных потоков [22, 23, 24, 25, 26, 27, 28]: обсуждаются измерения потоков различных гармоник: направленный и эллиптический, а также получившие в последнее время большое развитие измерения потоков высших гармоник. Отдельно рассмотрены методы измерений потоков, в частности, использующийся в данной работе метод плоскости события (ПС) [24]. Обсуждаются различия между методами, в основном с точки зрения их влияния на учет не-поточковых корреляций. Отдельные разделы посвящены теоретическим моделям, описывающим коллективные потоки частиц в ядро-ядерных столкновениях [29, 30], зависимости потоков от типа частиц [31, 32], а также обзору экспериментальных результатов, начиная с экспериментов в Беркли при энергии 0,4 ГэВ/нуклон в области средней быстроты на установке Пла-

стикový Шар (Plastic Ball) [33] и заканчивая наиболее свежими результатами с БАК в столкновениях Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ [34, 35].

Во **второй главе** дано описание экспериментальной установки ALICE [27], особое внимание уделено фотонному спектрометру PHOS [36], который разрабатывался под руководством НИЦ “Курчатовский институт”. Детектор PHOS позволяет регистрировать фотоны в широком диапазоне поперечных импульсов, а также обладает хорошим временным и энергетическим разрешением. На состояние конца 2012 года спектрометр PHOS состоит из трех модулей (рис. 3), в совокупности имеющих 10752 каналов регистрации – кристаллов вольфрамата свинца,  $PbWO_4$  (PWO), размером  $2,2 \times 2,2 \times 18$  см<sup>3</sup>, соединенных с лавинными фотодиодами (рис. 2). Он расположен в нижней части установки ALICE (рис. 1) и покрывает приблизительно четверть единицы псевдобыстроты,  $-0,125 < \eta < 0,125$ , и 60° азимутального угла (при установленных 3 модулях).

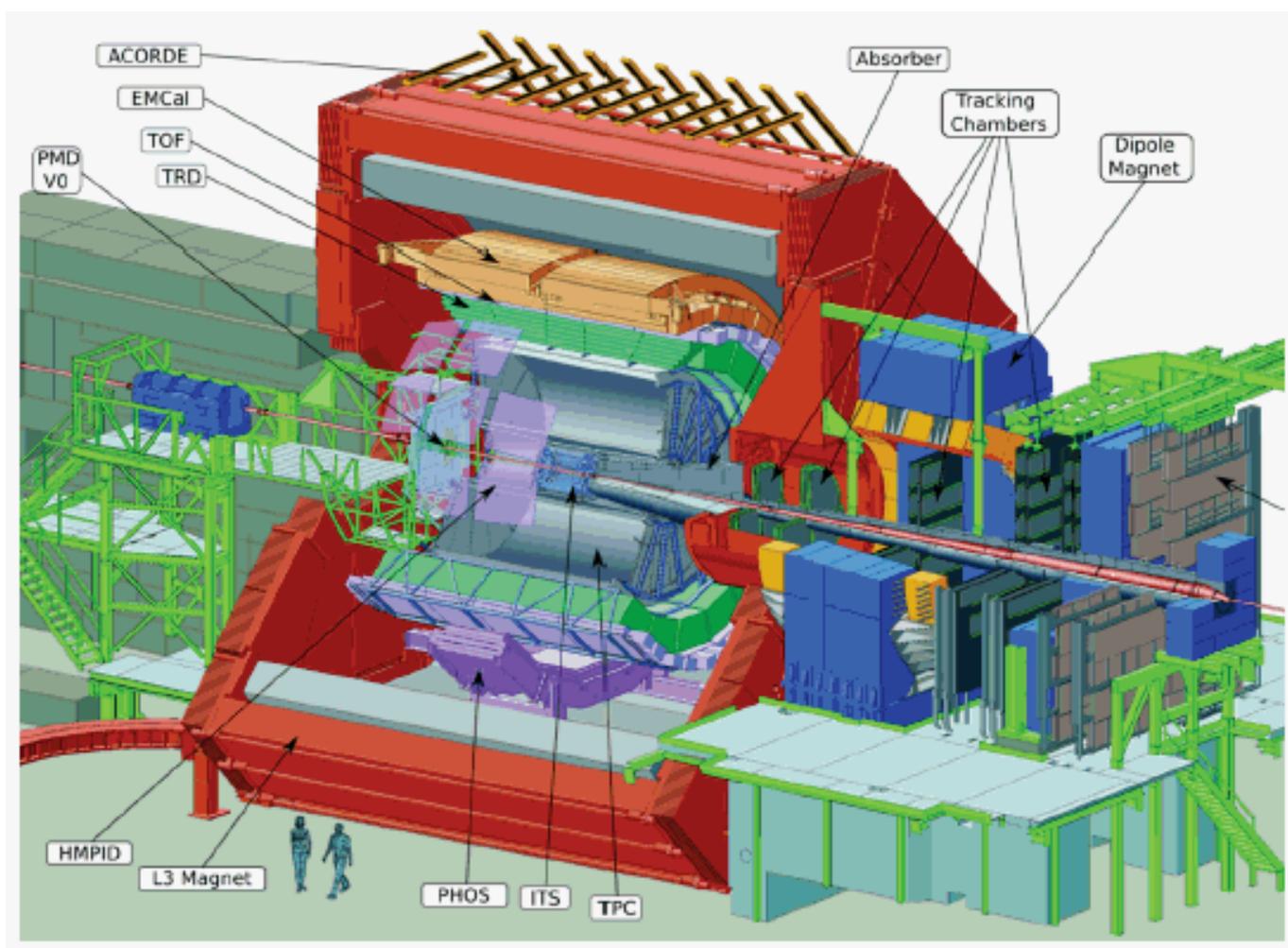


Рис. 1: Схема установки ALICE.

В этом разделе подробно рассмотрены основные детектирующие и механические элементы детектора, его технические параметры, параметры считывающей, управляющей и триггерной электроники.

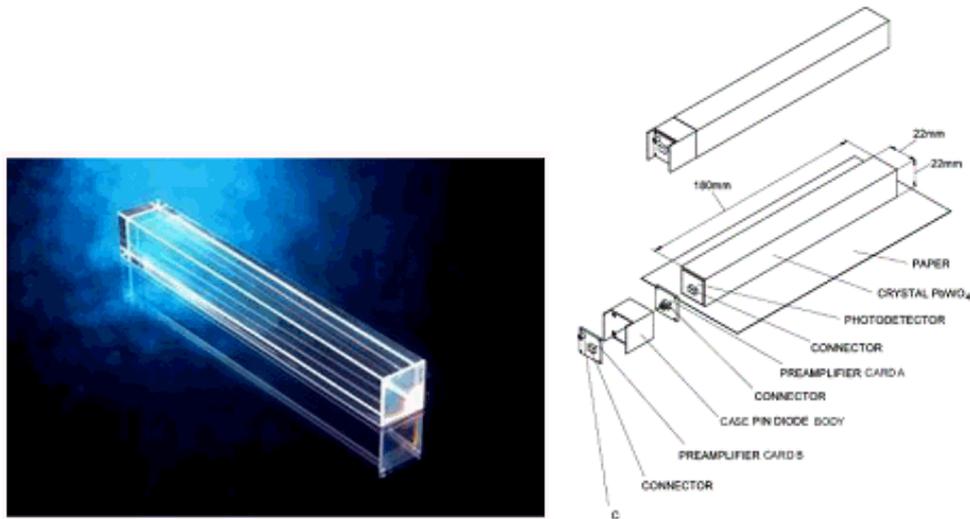


Рис. 2: Внешний вид кристалла  $PbWO_4$ , использующегося в спектрометре PHOS (слева), а также схема сборки базового регистрационного канала PHOS (справа).

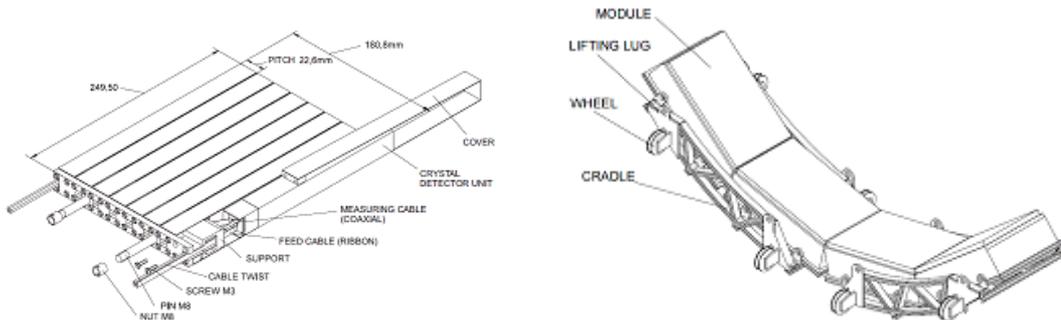


Рис. 3: Базовая сборка кристаллов в полосу  $1 \times 8$  (слева) и механическая конструкция, используемая для установки модулей PHOS в экспериментальном зале ALICE (справа).

Отдельные разделы посвящены трековой системе ALICE и детектору VZERO [37], с помощью которых определялись плоскость события и центральность в измерениях  $\nu_2$   $\pi^0$ -мезонов, изложенных в нашей работе.

В **третьей главе** рассмотрены принципы реконструкции и анализа событий в эксперименте ALICE. В частности, большое внимание уделяется фотонной идентификации в PHOS. Разработаны методы идентификации частиц по форме кластера и по определению нейтральности кластера, которые позволяют с хорошей эффективностью и чистотой отделять фотонные кластеры от загрязнения.

Частицы, которые не образуют ливня в калориметре (например, мюоны), выделяют в кристалле примерно одинаковую энергию (которая, тем не менее, зависит от угла падения частицы, так как расстояние, пройденное частицей в кристалле, будет разным для различных углов падения), равную приблизительно 210 МэВ. Это позволяет ввести критерий – в анализе используются кластеры, энергия

которых превышает 300 МэВ. Данный критерий существенно уменьшает комбинаторный фон в области  $\pi^0$  пика в спектре инвариантных масс пар фотонов.

Использование лавинных фотодиодов с качестве чувствительного элемента приводит к тому, что в редких случаях из-за взаимодействия прямо в диодах отклик ячейки оказывается значительно больше энерговыделения в кристалле. Такие “экзотические” кластеры, содержащие ячейку со слишком большим энерговыделением, отбрасывались условиями на минимальное число ячеек в кластере и на минимальную дисперсию: она должна превышать  $0,2 \text{ см}^2$ .

Значительно улучшить соотношение “сигнал-шум” в спектрах инвариантных масс пары кластеров в области  $\pi^0$  пика в PHOS возможно, используя дополнительные критерии отбора кластеров. Нами разработаны и использованы два таких критерия. Первый из них основан на форме кластера. В нем используются собственные числа  $(\lambda_{long}, \lambda_{short})$  двумерной матрицы дисперсии кластера в плоскости PHOS. Оказалось что электромагнитные ливни достаточно компактны и занимают довольно узкую область в районе значений  $(1,6, 1,2)$  в плоскости  $(\lambda_{long}, \lambda_{short})$  в то время как адронные ливени характеризуются значительно более высокими значениями дисперсии и разбросом этих значений (см. рис. 4). Положение области, занимаемой электромагнитными кластерами, слабо зависит от энергии фотона и может быть параметризована в виде функции, удобной для применения в анализе.

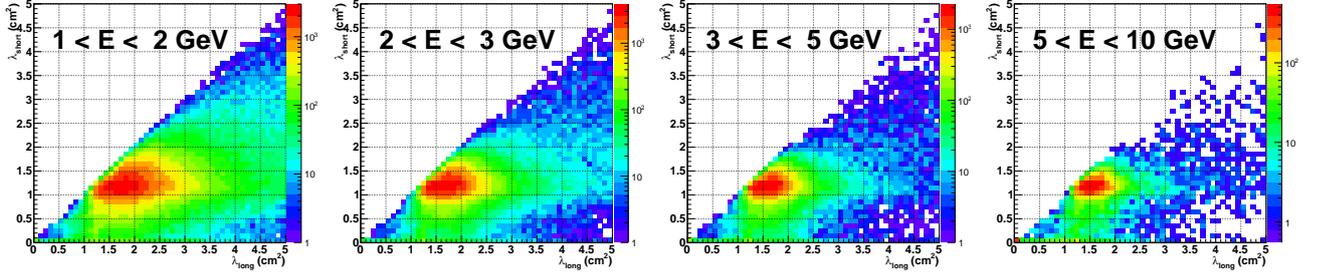


Рис. 4: Распределение кластеров в зависимости от  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$  в данных pp столкновений. Показаны различные диапазоны по  $p_T$  кластера.

Вторым критерием идентификации фотонов является анализ кластеров на нейтральность. Этот критерий позволяет отделить фотонные кластеры от кластеров, созданных заряженными частицами. С помощью использования информации о треках, которую позволяет собрать центральная трековая система ALICE, можно найти ближайший до кластера трек и расстояние до него. На основе анализа данных по pp столкновениям было определено среднее расстояние между экстраполяцией трека и кластером в PHOS вдоль и поперек магнитного поля в зависимости от заряда и импульса трека, а также ширина этого распределения (см. рис. 5). На основе этих параметров был определен оптимальный критерий нейтральности кластера, эффективность которого составила около 99% в pp и периферических Pb-Pb столкновениях и около 90% в центральных Pb-Pb столкновениях.

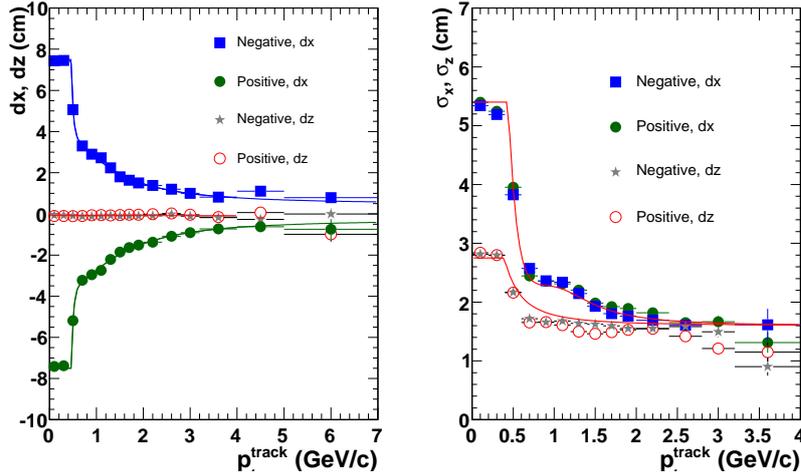


Рис. 5: Среднее отклонение (слева) и дисперсия (справа) положительно и отрицательно заряженных треков от кластеров по оси  $x$  и  $z$  в зависимости от поперечного импульса трека.

В **четвертой главе** описывается получение эллиптического потока и подавления выхода  $\pi^0$ -мезонов по данным тяжелоионных сеансов БАК. Нами продемонстрировано применение методов, описанных в третьей главе (принципы реконструкции частиц в PHOS и идентификация фотонов в PHOS), а также в первой главе, шестом параграфе (измерение коллективных потоков с помощью метода плоскости события).

В анализе использовались данные с Pb-Pb сеансов ноября-декабря 2010 года – период LHC10h (для измерения спектров и подавления выхода  $\pi^0$ -мезонов) и ноября-декабря 2011 года – период LHC11h (для измерения эллиптического потока  $\pi^0$ -мезонов). Полное число событий (после отбора триггера Minimum Bias, отбора по положению вершины столкновения и отбора по качеству данных) составляет около 16,3 миллионов в случае данных 2010 года и 22 миллиона (триггер центральных событий) и 18,5 миллионов (триггер полуцентральных событий) в случае данных 2011 года.

Центральность события определялась с помощью детектора VZERO. Нами использовались следующие классы центральности: 0-5%, 5-10% (что соответствует триггеру центральных событий в сеансе 2011 года), 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50% (что соответствует триггеру полуцентральных событий в сеансе 2011 года). Кроме того, рассматривались широкие классы центральности, 0-20% и 20-40%, для увеличения статистики, что особенно актуально для данных 2010 года.

Определение плоскости события осуществлялось с помощью детекторов V0A и V0C, а также — для проверки — с помощью детектора TPC.

Для проверки стабильности работы PHOS нами использовались несколько наблюдаемых величин: среднее число кластеров в каждом модуле PHOS, средняя энергия кластеров в каждом модуле, масса  $\pi^0$  в каждом ране и число  $\pi^0$ -мезонов

на событие в каждом ране. Эти наблюдаемые позволяют контролировать как возможное изменение коэффициента усиления каналов, так и появление мертвых или шумящих каналов. Все эти величины оказались стабильными в ходе как сеанса 2010 года, так и сеанса 2011 года, поэтому для анализа использовалась вся доступная статистика.

Параллельно с отбором данных происходило построение карты плохих каналов (см. раздел 4.1.3).

Во втором параграфе четвертой главы детально описан анализ данных по получению спектров  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях: получение некорректированных спектров, коррекция на эффективность регистрации  $\pi^0$ -мезонов в PHOS, поправка на вне-вершинные  $\pi^0$ -мезоны и вклад от слабых распадов. Отдельно стоит отметить, что для определения эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов в PHOS использовался метод измерения эффективности регистрации частиц с помощью наложения моделированного отклика PHOS на  $\pi^0$ -мезон на реальное событие (разделы 4.2.2, 4.2.3 и 4.3.4). Кроме того, для проверки эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов методом наложения, были обработаны и моделированные данные, показавшие хорошее согласие с результатами метода наложения.

Систематическая ошибка этих измерений включает в себя систематическую ошибку некорректированных спектров, которая, в свою очередь, зависит от неопределенности в форме фона и неопределенности в форме  $\pi^0$ -пика, неопределенности в эффективности критериев идентификации, неопределенности в глобальной энергетической шкале, а также от неопределенности, связанной с нелинейностью энергетической шкалы, конверсией фотонов, акцептансом детектора и наложением событий.

Третий параграф четвертой главы посвящен измерениям потоков  $\pi^0$ -мезонов. Нами применены методы, описанные в теоретическом разделе диссертации (шестой параграф первой главы), для получения угла плоскости события и разрешения плоскости реакции в экспериментальных данных Pb-Pb сеансов 2010 и 2011 годов. С помощью метода наложения, детально описанного во втором параграфе данной главы, посвященном измерению спектров  $\pi^0$ -мезонов, измерено изменение эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от расстояния до плоскости реакции ( $\Delta\phi$ ).

Для измерения  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов использовались два метода: метод dNdPhi и метод “инвариантных масс”. Показано, что результаты, полученные различными методами, совпадают. Для метода dNdPhi основной вклад в систематическую ошибку дают неопределенности в измерении  $\pi^0$ -мезонного сигнала, а именно – неопределенность формы фона и неопределенность в форме  $\pi^0$ -пика, аналогично тому, как это происходило в разделе, посвященном измерению спектров  $\pi^0$ -мезонов. Для метода “инвариантных масс” основную систематическую ошибку дает неопределенность в измерении  $v_2$  комбинаторного фона. Кроме того, в обо-

их методах включена систематическая ошибка, связанная с неопределенностью зависимости эффективности регистрации  $\pi^0$  от  $\Delta\phi$ .

В **пятой главе** приведены основные результаты, полученные в данной работе, а именно: спектр  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (см. рис. 6),  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов (см. рис. 7),  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (см. рис. 12). Спектры измерены в диапазоне от 1 до 12 ГэВ/с.  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов измерен в диапазоне от 1 до 16 ГэВ/с во всех бинах по центральности.

Спектры  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ измерены с помощью PHOS в диапазоне от 1 до 12 ГэВ/с и представлены на рис. 6 (слева). В статье [A5] опубликованы измерения, представленные в данном анализе, совместно с независимо полученными измерениями методом фотонной конверсии в тех же диапазонах поперечных импульсов и центральностей. Благодаря тому, что ошибки этих двух измерений практически совершенно независимы, для усреднения измерений использовался стандартный метод усреднения независимых измерений, описанный, в частности, группой PDG [38]. Конечные комбинированные спектры показаны на том же рисунке справа.

Из полученных спектров, а также используя аппроксимацию функцией Тсаллиса спектра  $\pi^0$ -мезонов в pp столкновениях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и сделанную коллаборацией ALICE оценку числа бинарных столкновений в тех классах центральности, которые применимы в нашем анализе [39], мы получаем  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов (см. уравнение 1). Результаты измерения величины  $R_{AA}$  приведены на рис. 7.

Во всех классах центральности наблюдается максимум  $R_{AA}$  при  $p_T \approx 1 - 2$  ГэВ/с, последующее падение при  $2 < p_T < 3 - 6$  ГэВ/с и слабый рост при более высоких  $p_T$ . При  $p_T > 6$  ГэВ/с, когда рождение частиц обусловлено, как ожидается, фрагментацией жестких партонов,  $R_{AA}$  принимает значения от 0,5 - 0,7 при центральности 60-80% до  $\sim 0,1$  при центральности 0-5%. Результаты измерений  $R_{AA}$  заряженных [40] и нейтральных  $\pi$ -мезонов совпадают во всех диапазонах  $p_T$  и классах центральности. Результаты измерений  $R_{AA}$  неидентифицированных заряженных частиц [41] и  $\pi^0$ -мезонов совпадают при  $p_T > 6$  ГэВ/с.

Что касается зависимости  $R_{AA}$  от  $\sqrt{s_{NN}}$ , то из рис. 8 следует, что для центральных столкновений на БАК точки  $R_{AA}$  при  $p_T > 2$  ГэВ/с лежат ниже соответствующих значений для более низких  $\sqrt{s_{NN}}$ . Это означает, что эффект уменьшения  $R_{AA}$  из-за более высоких начальных плотностей энергии превышает эффект увеличения  $R_{AA}$  из-за более жесткого спектра начальных партонов. Форма же  $R_{AA}(p_T)$  в столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ оказывается схожей. Если рассматривать все доступные данные для различных энергий, то можно сделать вывод, что минимум  $R_{AA}$  в зависимости от  $p_T$  смещается к более низким значениям  $p_T$  при увеличении  $\sqrt{s_{NN}}$ .

На рис. 9 показана зависимость  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов при  $p_T = 7$  ГэВ/с от центральности для Au-Au столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4, 200$  [42, 43] и Pb-Pb

столкновений при 2,76 ТэВ. При этом поперечном импульсе частицы должны рождаться главным образом в результате фрагментации жестких партонов. Как видно из рисунка, подавление в Pb-Pb столкновениях на БАК оказывается сильнее, чем в Au-Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ на RHIC для всех центральностей. В частности, даже в самых периферических столкновениях на БАК уже наблюдается заметное подавление в отличие от данных при более низких энергиях.

На рис. 10 измеренное  $R_{AA}$  сравнивается с предсказаниями модели GLV [44] и с предсказаниями модели WHDG [45]. Эти модели описывают взаимодействие жесткого партона со средой с высокой плотностью цветового заряда в рамках пертурбативной КХД [46]. В модели GLV учитывается вклад радиационных потерь в конечном состоянии. Кроме того, учитывается расширение импульсного распределения налетающих партонов в холодном ядерном веществе (так называемое “ядерное расширение” или “эффект Кронина”). В модели WHDG учитывается вклад потери энергии партона в следствии столкновений и излучения, а также флуктуации геометрического пути пробега. Плотность цветового заряда берется пропорциональной числу нуклонов-участников из модели Глаубера, а жесткие партон-партонные рассеяния пропорциональны числу бинарных нуклон-нуклонных столкновений. Оба расчета подразумевают, что адронизация жестко рассеянного партона происходит в вакууме, влияние среды на функцию фрагментации не учитывается. Применимость этих моделей ограничена поперечными импульсами выше 2-4 ГэВ/с, поскольку рождение мягких частиц из среды не берется в расчет. Поэтому спектр  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях также сравнивался с предсказаниями моделей, покрывающих весь диапазон  $p_T$ : EPOS [47] и расчеты Nemchik et. al., основанные на комбинации гидродинамического описания при низких  $p_T$  и поглощения цветовых диполей при высоких  $p_T$  [48]. Это сравнение приведено на рис. 11.

Из рис. 10 видно, что модель GLV достаточно хорошо описывает форму и зависимость от центральности  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов, тогда как модель WHDG предсказывает слишком сильное подавление в периферических столкновениях.

В модели EPOS рождение частиц при  $p_T < 4$  ГэВ/с обусловлено гидродинамическими потоковыми эффектами, а при высоких  $p_T$  – энергетическими потерями сегментов струн с высокими  $p_T$ . В центральных столкновениях EPOS хорошо описывает измеренный спектр  $\pi^0$ -мезонов. Однако в периферических столкновениях описание спектра при  $1 < p_T < 5$  ГэВ/с не такое хорошее, что может быть объяснено недооценкой вклада от гидродинамического потока в периферии.

Расчеты Nemchik et. al. также сочетают модель адронного подавления при высоких  $p_T$  с гидродинамическим описанием рождения мягких частиц. Подавление спектра адронов в этой модели происходит от поглощения пре-адронов, то есть цветовых диполей, которые формируются в среде жесткими партонами в процессе рождения адронов с высокими  $z = p_{hadron}/p_{parton}$ . Гидродинамический

вклад доминирует вплоть до  $p_T \sim 2$  ГэВ/с, и заметен вплоть до 5 ГэВ/с. Спектр в центральных Pb-Pb столкновениях (0-5%) описывается удовлетворительно, за исключением области перехода между гидродинамическим и жестким вкладом. В классе 20-40% гидродинамические расчеты переоценивают данные вплоть до 2 ГэВ/с.

На рис. 12 приведены результаты измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов, полученных с помощью детектора PHOS, в сравнении с результатами определения  $v_2$  заряженных  $\pi$ -мезонов также в эксперименте ALICE [35]. Из рисунка видно, что в пределах ошибки результаты этих двух измерений совпадают, таким образом, можно сделать вывод, что поток нейтральных пи-мезонов не отличается от потока заряженных пи-мезонов в пределах нашей точности, а возможные отклонения, связанные, например, с киральными магнитными эффектами [49], достаточно малы и в данных измерениях не могут быть обнаружены в пределах текущих систематических и статистических погрешностей эксперимента.

Кроме того, в на рис. 13 приведено сравнение измеренного  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов с результатами измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов при более низких энергиях столкновений (PHENIX [50]), а также эксперимента CMS [34] и предсказаниями модели WHDG[51]. Видно, что в пределах ошибок измерения результаты ALICE и CMS согласуются друг с другом и примерно совпадают с величиной потока, измеренной на PHENIX.

В **заключении** сформулированы основные результаты, а именно:

- Впервые измеренный спектр  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.
- Впервые измеренный фактор ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов ( $R_{AA}$ ) в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.
- Впервые измеренный эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в зависимости от  $p_T$  для 8 классов центральности.
- Методы фотонной идентификации, использованные при измерениях спектров и  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

Полученные результаты находятся в хорошем согласии с результатами измерений методом фотонной конверсии [A5], который имеет независимые систематические ошибки и, таким образом, позволяют улучшить точность измерений.

Во всех классах центральности наблюдается максимум  $R_{AA}$  при  $p_T \approx 1 - 2$  ГэВ/с, последующее падение при  $2 < p_T < 3 - 6$  ГэВ/с и слабый рост при более

высоких  $p_T$ . При  $p_T > 6$  ГэВ/с, когда рождение частиц обусловлено, как ожидается, фрагментацией жестких партонов,  $R_{AA}$  принимает значения от 0,5 - 0,7 при центральности 60-80% до  $\sim 0,1$  при центральности 0-5%. Результаты измерений  $R_{AA}$  заряженных [40] и нейтральных  $\pi$ -мезонов совпадают во всех диапазонах  $p_T$  и классах центральности. Результаты измерений  $R_{AA}$  неидентифицированных заряженных частиц [41] и  $\pi^0$ -мезонов совпадают при  $p_T > 6$  ГэВ/с.

Результаты измерений  $R_{AA}$  и  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов сравнивались с результатами экспериментов при более низких энергиях, а также предсказаниями теоретических моделей. Преставленные сравнения  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов с моделями GLV [44], WHDG [45], EPOS [47] и Nemchik et. al. [48] показали, что модели достаточно хорошо описывают область высоких  $p_T$  и центральные столкновения, однако лишь модель GLV достаточно хорошо описывает зависимость  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов от центральности, а в области низких  $p_T$  модели ожидаемо не вполне описывают полученные данные.

При измерении  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов нами получен физический результат, а именно, что поток нейтральных пи-мезонов не отличается от потока заряженных пи-мезонов в пределах ошибок. С одной стороны, это подтверждает, что эффекты, связанные с взаимодействием в конечном состоянии и магнитным взаимодействием [49], дают вклад меньше наших ошибок, а с другой стороны это измерение подтверждает правильность метода идентификации заряженных пи-мезонов по удельной потере энергии в области релятивистского роста, который был использован в [35].

Сравнение с результатами других экспериментов по измерению потока нейтральных пи-мезонов (CMS, PHENIX) [34, 50] показывает несколько большую величину потока в нашем случае.

Полученные результаты являются необходимыми ингредиентами в измерениях потока и спектра прямых фотонов при энергиях БАК.

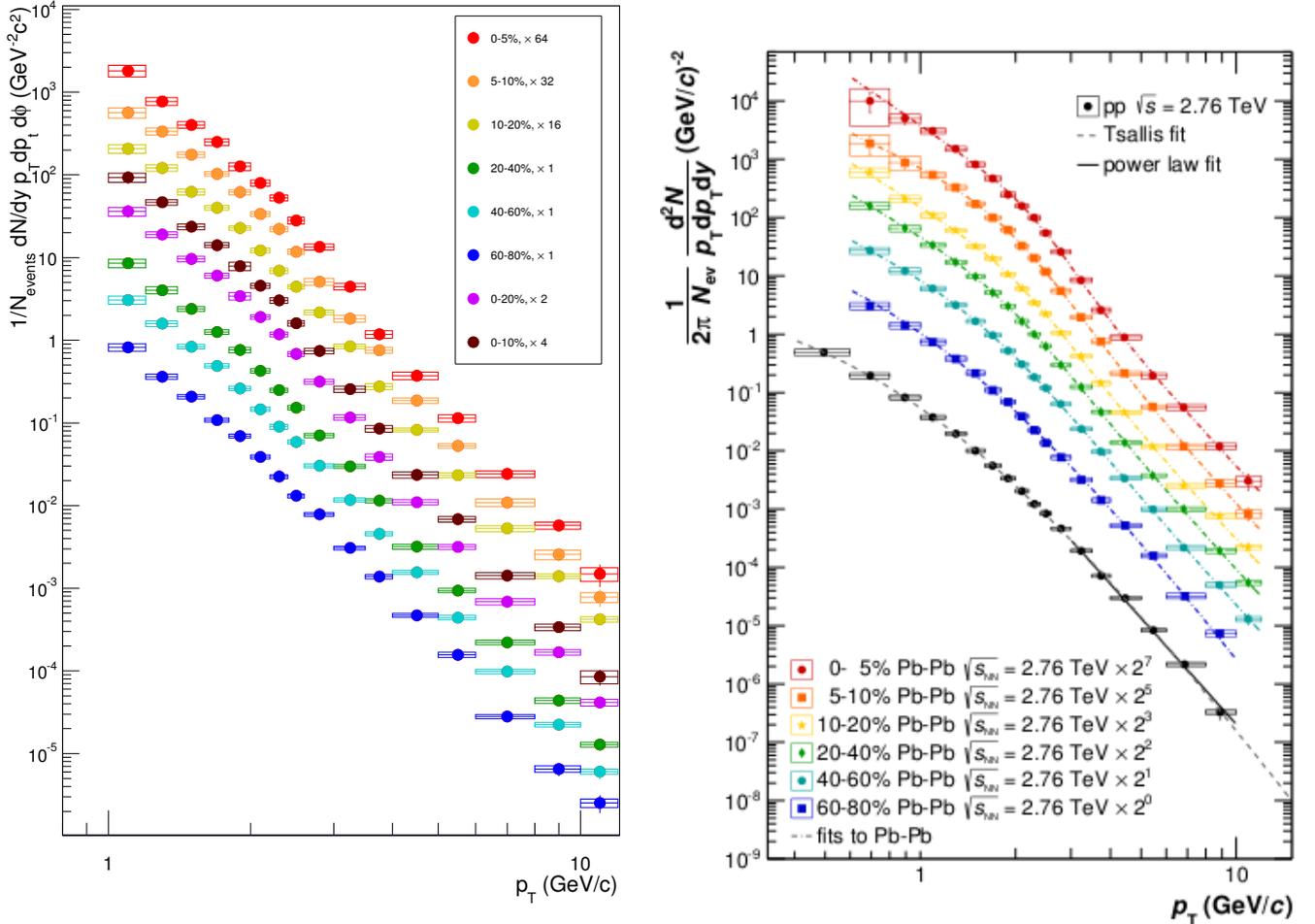


Рис. 6: Слева: спектры  $\pi^0$ -мезонов в Рb-Рb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ по результатам измерений с помощью детектора PHOS. Справа: спектры  $\pi^0$ -мезонов в Рb-Рb столкновениях, а также в pp столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ по результатам измерений с помощью детектора PHOS совместно с методом фотонной конверсии [A5]. Вертикальные линии обозначают статистическую ошибку, прямоугольники – систематическую. Положение точек по оси  $x$  определялось в соответствии с процедурой, описанной в [52]. Для спектра в pp столкновениях представлена аппроксимация функцией Тсаллиса и степенной функцией при  $p_T > 3$  ГэВ/с.

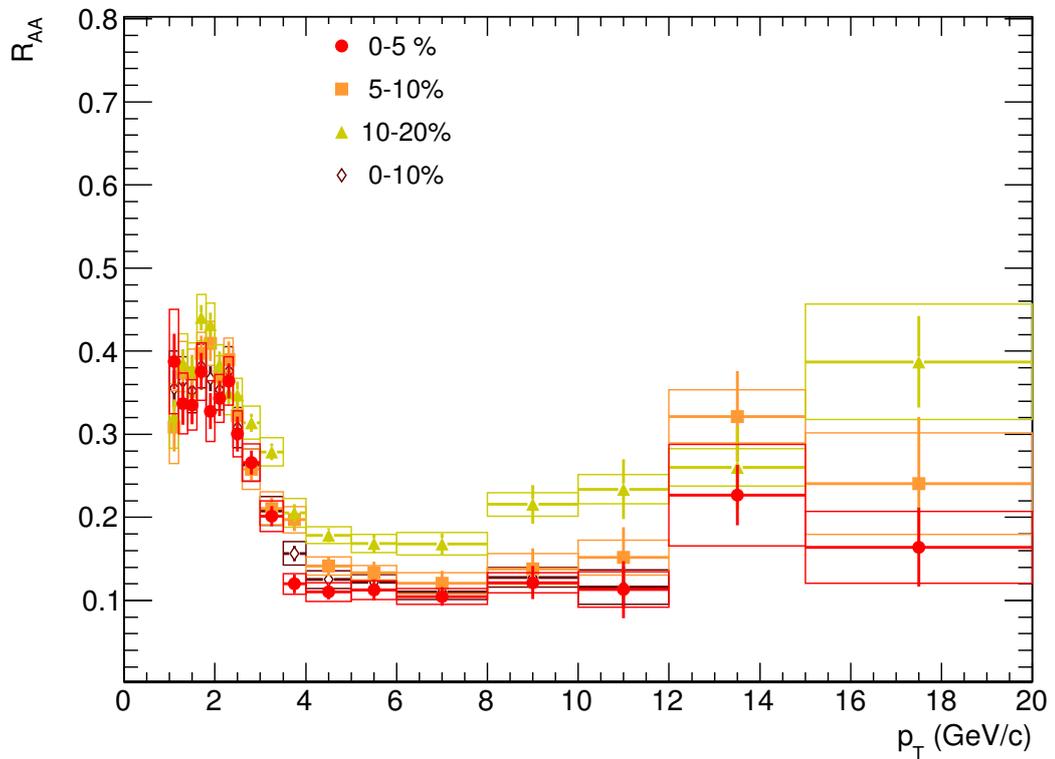
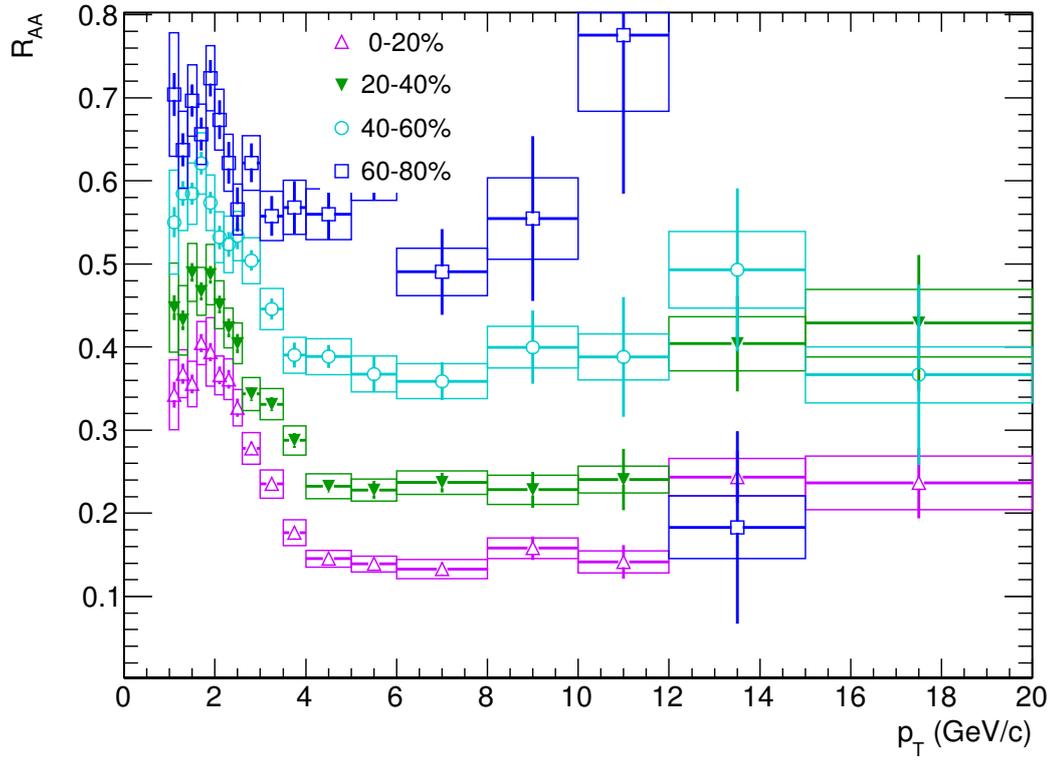


Рис. 7: Значение фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ для различных диапазонов центральности.

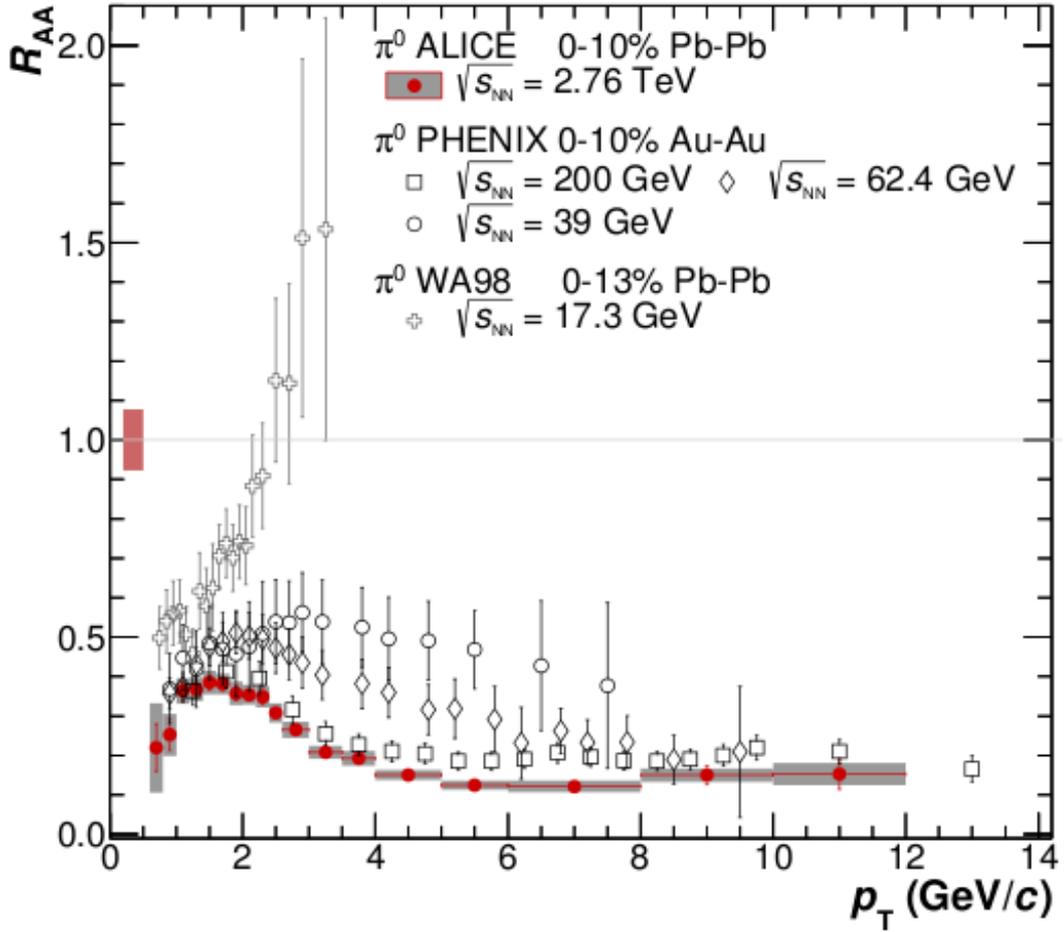


Рис. 8: Сравнение фактора ядерной модификации  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 0-10% классе центральности с результатами при более низких энергиях. Прямоугольник на единице отображает систематическую неопределенность, связанную с средним значением функции перекрытия ядер  $T_{AA}$ , и неопределенность в pp спектре, взятые в квадратурах. В качестве данных для сравнения  $R_{AA}$  при различных энергиях столкновения в системе центра масс взяты данные по столкновениям Au-Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4$  [43] и 200 [53] ГэВ/с, а также данные с эксперимента SPS в ЦЕРН [54] (в качестве референсных данных взяты отнормированные данные по столкновению p-C), а также полученные нами данные по столкновению Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

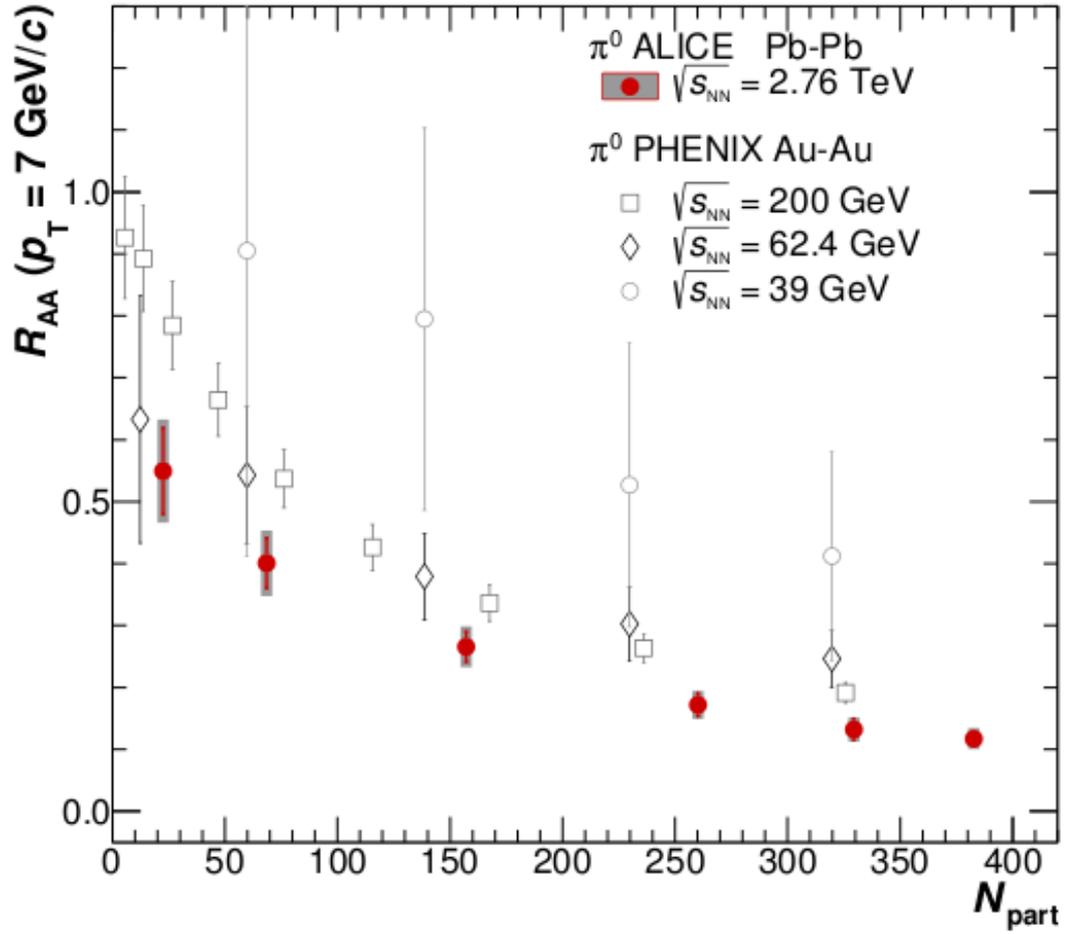


Рис. 9: Зависимость фактора ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов при  $p_T = 7$  ГэВ/с от центральности для столкновений Au-Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4, 200$  ГэВ [42, 43] и столкновений Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

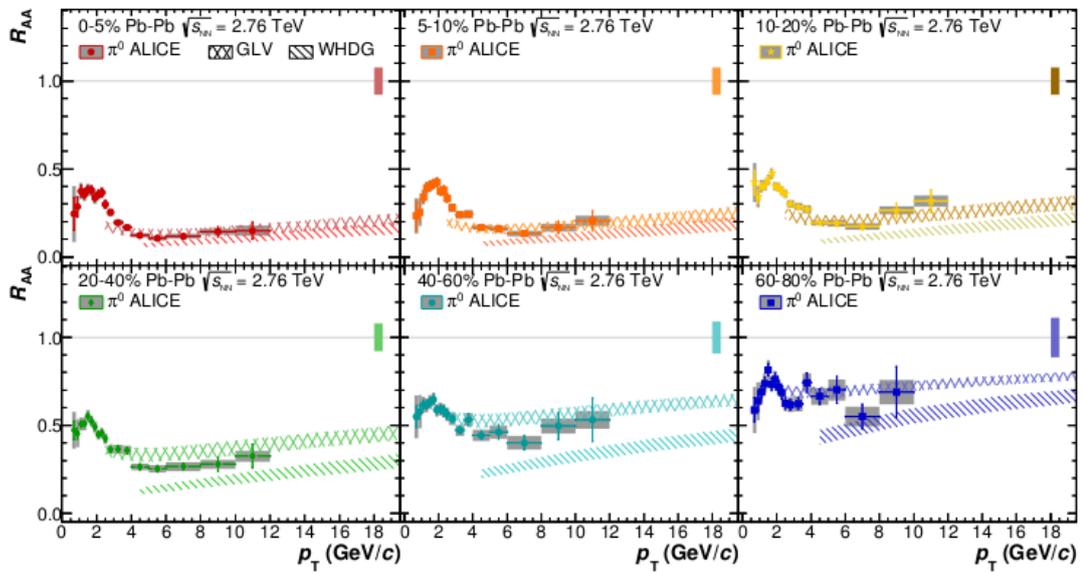


Рис. 10: Сравнение измеренного  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов с предсказаниями моделей GLV [44] и WHDG [45]. Вертикальными линиями показаны статистические ошибки, прямоугольниками – систематические. Прямоугольником в единице показана неопределенность, связанная с  $T_{AA}$  и нормировкой pp спектра.

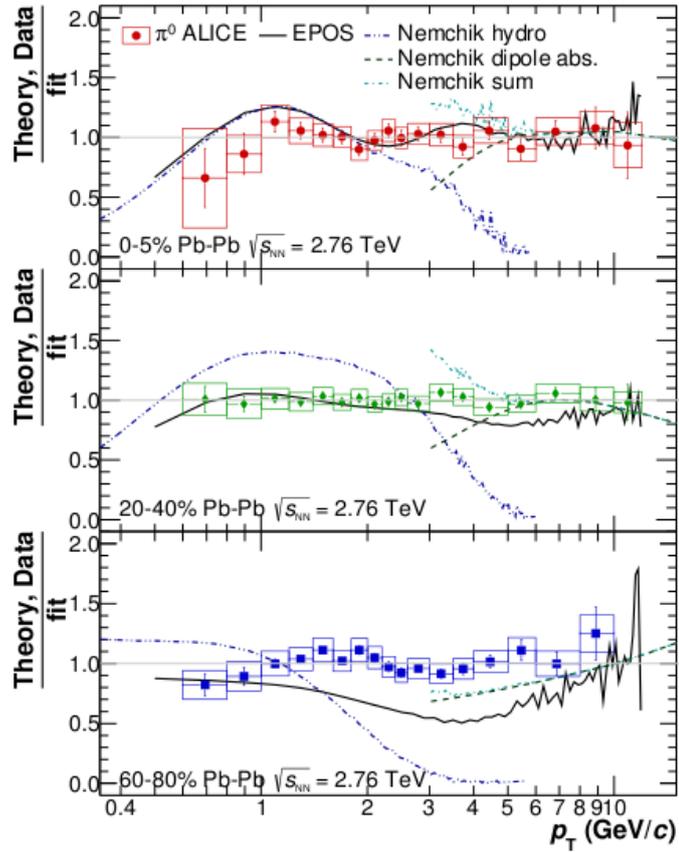


Рис. 11: Сравнение измеренного  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов с предсказаниями моделей EPOS [47] и Nemchik et. al. [48], описывающих полный диапазон  $p_T$ . Точки показаны в виде отношения к фиту измеренного спектра. Для данных вертикальными линиями показаны статистические ошибки, прямоугольники – систематические.

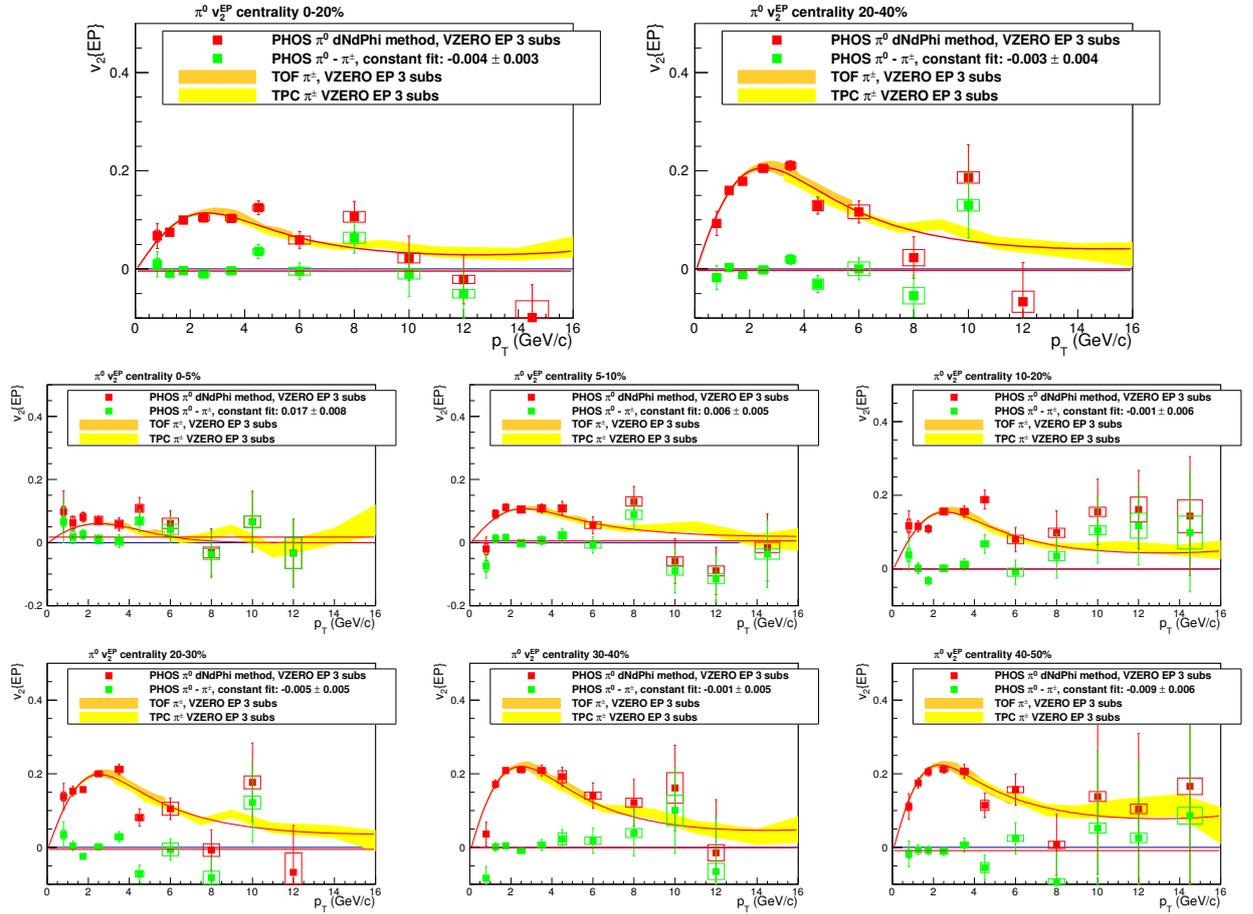


Рис. 12: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS методом плоскости события в широких классах центральности 0-20% и 20-40%, а также в узких классах центральности 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50%. Плоскость события определалась детектором VZERO.  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов сравнивался с  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов, измеренным также с помощью плоскости реакции VZERO [35]. Показана аппроксимация константой для разницы между измерением PHOS и фитом к измерению  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов.

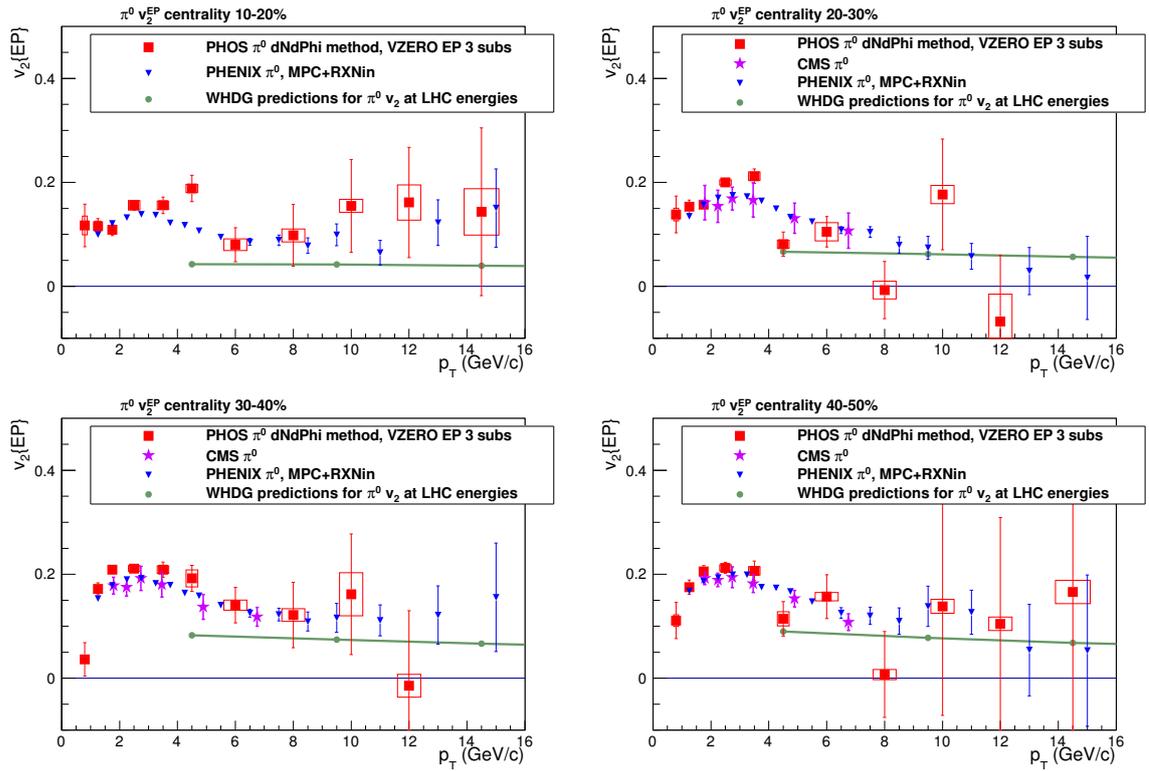


Рис. 13: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS методом плоскости события в узких классах центральности 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50%. Плоскость события определена детектором VZERO. Показано сравнение с  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов, измеренным PHENIX[50], CMS[34], а также с предсказаниями модели WHDG[51].

# Литература

---

## Публикации автора по теме диссертации

---

- A1. Блау Д.С. от коллаборации ALICE // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 795–798.
- A2. Blau D. Azimuthal anisotropy of neutral pion production in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s} = 2760$  GeV measured by ALICE // Abstracts of Quark Matter 2011 — XXII Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Annecy, France, May 23–28, 2011). 2011.
- A3. Блау Д.С. Азимутальная анизотропия выхода нейтральных пи-мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s} = 2760$  ГэВ в эксперименте ALICE // Препринт ИАЭ-6742/2. 2012.
- A4. Abelev V. ... Blau D. et.al. (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. 2012. Т. 717. С. 162–172.
- A5. Abelev V. ... Blau D. et.al. (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2014. Т. 74. С. 3108.
- 

## Цитируемая литература

---

6. Шуряк Э.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 408.
7. Perry J., Collins M. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 1353.
8. McLerran B., Freedman L. // Phys. Rev. D. 1977. Vol. 16. P. 1169.
9. Karsch F., Laermann E. and Hwa R.C. (ed) et al. // QGP vol3, World Scientific. 2003.

10. Creutz M. // Phys. Rev. D. 1977. Vol. 15. P. 1128.
11. Vitev I., Gyulassy M. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 252301.
12. Vitev I. // J. Phys. G. 2004. Vol. 30. P. 791.
13. Wang X.-N. // Phys. Lett. B. 2004. Vol. 595. P. 165.
14. PHENIX Collaboration // Nucl.Phys.A. 2005. Vol. 757. P. 184-283.
15. Adler C. et al. (STAR Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2003. Vol. 90. P. 082302.
16. Wiedemann U. Jet Quenching in Heavy Ion Collisions // Springer Materials - The Landolt-Bernstein Database, edited by R. Stock Vol. 23: Relativistic Heavy Ion Physics, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg. 2009.
17. Horowitz W., Gyulassy M. // Nucl.Phys. A. 2011. Vol. 872. P. 265.
18. Evans L., Bryant R. LHC Machine // JINST. 2008. Vol. 3. P. S08001.
19. Sassot R., Zurita P. and Stratmann M. // Phys.Rev.D. 2010. Vol. 82. P. 074011.
20. Sassot E., Stratmann M. and Zurita P. // Phys.Rev.D. 2010. Vol. 81. P. 054001.
21. Sapeta S., Wiedemann U. // Eur.Phys.J.C. 2008. Vol. 55. P. 293.
22. Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. D. 1992. Vol. 46. P. 229.
23. Asakawa M., Hatsuda T. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 012001.
24. Barrette J. et al. (E877 Collaboration) // Phys. Rev. C. 1997. Vol. 55. P. 1420.
25. Alt C. et al. (NA49 Collaboration) // Phys. Rev. C. 2003. Vol. 68. P. 034903.
26. Ackermann K.H. et al. (STAR Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 402.
27. ALICE Collaboration // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 252302.
28. ALICE Collaboration // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 032301.
29. Teaney D., Lauret J. and Shuryak E.V. // Phys.Rev.Lett. 2001. Vol. 86. P. 4783.
30. Kolb P.F. et al. // Phys.Lett. B. 2001. Vol. 500. P. 232.
31. Voloshin S. // Phys. Rev. C. 1997. Vol. 55. P. 1630.
32. Huovinen P. et al. // Phys. Lett. B. 2001. Vol. 503. P. 58.

33. Gustafsson H.A. et al. // Phys.Rev.Lett. 1984. Vol. 52. P. 1590.
34. CMS Collaboration // Phys.Rev.Lett. 2013. Vol. 110. P. 042301.
35. Abelev B. et al. (ALICE Collaboration) // Phys.Lett.B. 2013. Vol. 719. P. 18–28.
36. ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS). 1999. Vol. CERN-LHCC-99-04.
37. Aamodt K. et al. (ALICE Collaboration) // JINST. 2008. Vol. 3. P. S08002.
38. Olive K.A. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C, 2014. Vol. 38. P. 090001.
39. ALICE Collaboration // Phys. Rev. C. 2013. Vol. 88. P. 044909.
40. ALICE Collaboration // Phys.Lett. B. 2014. Vol. 736. P. 196–207.
41. ALICE Collaboration // Phys.Lett. B. 2013. Vol. 720. P. 52.
42. Adare A. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys.Rev.C. 2013. Vol. 87. P. 034911.
43. Adare A. et al. (PHENIX collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2012. Vol. 109. P. 122302.
44. Sharma R., Vitev I. and Zhang B.-W. // Phys.Rev.C. 2009. Vol. 80. P. 054902.
45. Horowitz W. // Int.J.Mod.Phys. E. 2007. Vol. 16. P. 2193.
46. Armesto N. et al. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 86. P. 064904.
47. Werner K. and Karpenko I. et al. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 85. P. 064907.
48. Kopeliovich B., Nemchik J., Potashnikova I. and Schmidt I. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 86. P. 054904.
49. Voloshin S. // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 105. P. 172301.
50. PHENIX Collaboration // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 105. P. 142301.
51. Wicks S. and Horowitz W. et al. // Nucl.Phys.A. 2007. Vol. 784. P. 426.
52. Lafferty G., Wyatt T. // Nucl.Instrum.Meth. A. 1995. Vol. 355. P. 541.
53. Adare A. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2008. Vol. 101. P. 162301.
54. Aggarwal M. et al. (WA98 Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2008. Vol. 100. P. 242301.