

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»

На правах рукописи

ПОВАРОВ АЛЕКСЕЙ СЕРГЕЕВИЧ

СКЕЙЛИНГ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В
AU+AU СТОЛКНОВЕНИЯХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА STAR

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»

Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Г. А. Нигматкулов

Москва – 2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

СКЕЙЛИНГ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ В
AU+AU СТОЛКНОВЕНИЯХ ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА STAR

Студент	_____ А. С. Поваров
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Г. А. Нигматкулов
Рецензент, к.ф.-м.н., доц.	_____ А. В. Тараненко
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

АННОТАЦИЯ

В столкновениях тяжелых ионов создаётся материя, которая характеризуется высокой температурой и плотностью энергии. Её называют кварк-глюонной плазмой (КГП). Азимутальная анизотропия образующихся частиц чувствительна к транспортным свойствам КГП (уравнению состояния, скорости звука и удельной сдвиговой вязкости) и может предоставить информацию о начальном состоянии столкновения. В данной работе представлены результаты измерения эллиптического (v_2) и треугольного (v_3) потоков заряженных и идентифицированных адронов ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$) в столкновениях ядер золота при энергиях 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов в эксперименте STAR на RHIC. Измерения коэффициентов коллективного потока v_2 и v_3 представлены как функции поперечного импульса (p_T) и энергии столкновения ($\sqrt{s_{NN}}$). Кроме того, для этих энергий был проверен скейлинг на количество валентных кварков.

ABSTRACT

Heavy-ion collisions create matter which is characterized by high temperature and energy density, called Quark-Gluon Plasma (QGP). Azimuthal anisotropy of produced particles is sensitive to the transport properties of QGP (the equation of state, speed of sound and specific shear viscosity) and may provide information about initial state of the collision. In this work, we report results for elliptic (v_2) and triangular (v_3) flow of charged and identified hadrons ($\pi^\pm, K^\pm, p, \bar{p}$) in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39$ and 62.4 GeV from the STAR experiment at RHIC. Measurements of the collective flow coefficients v_2 and v_3 are presented as a function of particle transverse momenta (p_T) and collision energy $\sqrt{s_{NN}}$. In addition the number of constituent quark scaling will be presented for these energies.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	7
1 Физика соударений тяжёлых ионов	10
1.1 Фазовая диаграмма ядерной материи	10
1.2 Геометрия столкновения тяжёлых ионов	12
1.3 Временная эволюция столкновения тяжёлых ионов	13
2 Коллективные потоки в столкновениях тяжелых ионов	15
2.1 Метод плоскости события	16
3 Эксперимент STAR	18
3.1 Время-проекционная камера TPC	20
3.2 Время-пролетная система TOF	21
4 Экспериментальные методы	23
4.1 Отбор событий	23
4.2 Отбор треков	24
4.3 Идентификация частиц	24
4.4 Коррекции угла плоскости события	25
4.5 Вычисление разрешения плоскости реакции	26
5 Результаты	28
5.1 Сравнение эллиптического потока заряженных адронов	28
5.2 Эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов	28
5.2.1 Эллиптический и треугольный потоки как функция поперечного импульса	28

5.2.2	Эллиптический и треугольный потоки как функция энергии столкновения	31
5.3	Коллективные потоки идентифицированных адронов	33
5.4	Оценка систематических неопределённостей	38
	Заключение	39
	Список литературы	41
	Приложение А: Сравнение эллиптического потока заряженных адронов	45

ВВЕДЕНИЕ

Концепция горячей плотной материи обсуждалась ещё в 50-ых годах прошлого столетия. В работах Э. Ферми [1], Л. Ландау [2] были применены статистические и гидродинамические методы к ансамблю сильновзаимодействующих частиц – адронов. В настоящее время эти идеи применяют к кваркам, антикваркам и глюонам, а раздел физики изучающий сильное взаимодействие называется квантовой хромодинамикой (КХД). Соответственно вводится понятие кварк-глюонной материи (КГМ). КГМ – это термально-равновесное состояние материи, в котором кварки и глюоны не связаны. Квантовая хромодинамика предсказывает фазовый переход адронный газ – кварк-глюонная материя. В работе [3] качественно описывается этот фазовый переход, который позднее был подтверждён расчётами на пространственных-временных решетках [4; 5]. Температура данного фазового перехода по решёточным оценкам составляет примерно 200 МэВ.

Одной из главных задач ядерной релятивистской физики является изучение свойств ядерной материи, рожденной в столкновениях ультрарелятивистских тяжёлых ионов. В таких столкновениях достигаются экстремальные температуры и плотности энергии, что позволяет создавать кварк-глюонную материю в лаборатории, хоть и на очень короткое время. На сегодняшний момент в мире развернуто несколько активных ускорительных экспериментов, в задачи которых входит изучение КГМ, например, большой адронный коллайдер LHC в Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Швейцария, Франция) и коллайдер релятивистских тяжёлых ионов RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL, Нью-Йорк, США), а также ведётся строительство ещё нескольких ускорителей тяжёлых ионов: ионный коллайдер на базе Нуклотрона NICA в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна, Россия) и центр по

исследованию ионов и антипротонов FAIR в Центре по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (GSI, Дармштадт, Германия). Каждая установка покрывает свою область на фазовой диаграмме ядерной материи. Возможность сталкивать разные типы ядер с разной энергией позволяет более детально исследовать фазовую диаграмму, природу фазового перехода, а также транспортные и термодинамические свойства КГМ, такие как начальные условия уравнения состояния, температура, вязкость.

Основная сложность в изучении кварк-глюонной материи состоит в том, что на эксперименте регистрируется конечное состояние сталкивающихся ядер, то есть рождённые в столкновении частицы. Поэтому важно найти такие наблюдаемые, которые при восстановлении по конечным продуктам, будут давать информацию о начальном состоянии рожденной в столкновении системы. Одними из таких наблюдаемых являются коллективные потоки. Азимутальная анизотропия в координатном пространстве при столкновении ядер рождается на начальных этапах эволюции КГМ. Посредством взаимодействия частиц, а именно кварков и глюонов, азимутальная анизотропия в координатном пространстве переходит в анизотропию импульсного пространства конечных продуктов. Как следствия азимутальной анизотропии возникают коллективные потоки, которые изучаются на эксперименте.

Данная работа посвящена изучению скейлингу коллективных потоков заряженных адронов в столкновениях ядер золота по данным эксперимента STAR на RHIC, полученных при энергиях столкновения 11.5 – 62.4 ГэВ на пару нуклонов.

В первой части даётся краткое введение в релятивистскую ядерную физику и описание фазовой диаграммы ядерной материи, геометрии столкновения, пространственно-временной эволюции системы.

Во вторая часть посвящена азимутальной анизотропии, возникающей в ядроядерных столкновениях, и методу измерения коллективных потоков.

В третьей части дано описание коллайдера релятивистских тяжёлых ионов (The Relativistic Heavy Ion Collider – RHIC) и единственному действующему по сей день эксперименту STAR (Solenoidal Tracker At RHIC), а также основных детекторов научной установки.

Четвертая часть содержит подробности проведённого физического анализа, а именно отбор событий и треков, метод идентификации заряженных адронов (пионов, каонов, протонов и антипротонов) и описание коррекций, применяемых в данной работе для измерения коллективных потоков.

Результаты измерения коллективных потоков, сравнение с ранее опубликованными результатами, скейлинг и обсуждения систематических ошибок представлены в пятой части.

1. ФИЗИКА СОУДАРЕНИЙ ТЯЖЁЛЫХ ИОНОВ

1.1. Фазовая диаграмма ядерной материи

Материя состоит из нуклонов: нейтронов и протонов. В свою очередь протоны и нейтроны состоят из кварков. Кварки взаимодействуют друг с другом посредством сильного взаимодействия, которое осуществляется обменом глюонами. В отличие от фотонов, которые являются переносчиками электромагнитного взаимодействия и никак между собой не взаимодействуют, глюоны взаимодействуют между собой за счёт цвета - аналога электрического заряда. Сильные взаимодействия становятся слабыми на коротких расстояниях - свойство, известное как «асимптотическая свобода». И наоборот, они становятся необычайно сильными на расстояниях порядка одного фемтомерта (10^{-15} м), связывая внутри нуклонов и адронов кварки. Предполагая, что сильные взаимодействия ослабевают на коротких расстояниях, нуклоны могут превратиться в «суп» из составляющих их кварков и глюонов. Такое может произойти при увеличении плотности или температуры материи, в следствие чего они уже не будут удерживаться внутри бесцветных нуклонов.

Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи показана на рисунке 1 в координатах температура T и барионный химический потенциал μ_B . При низких значениях температуры и барионного химического потенциала кварки и глюоны испытывают конфаймент, то есть связаны в адроны. В этой области система частиц может быть описана как адронный газ. При увеличении температуры системы квантовая хромодинамика предсказывает плавный переход в состояние кварк-глюонной материи. Область, отмеченная оранжевым цветом, предположительно является фазовым переходом 1-ого рода. На конце этой области находит-

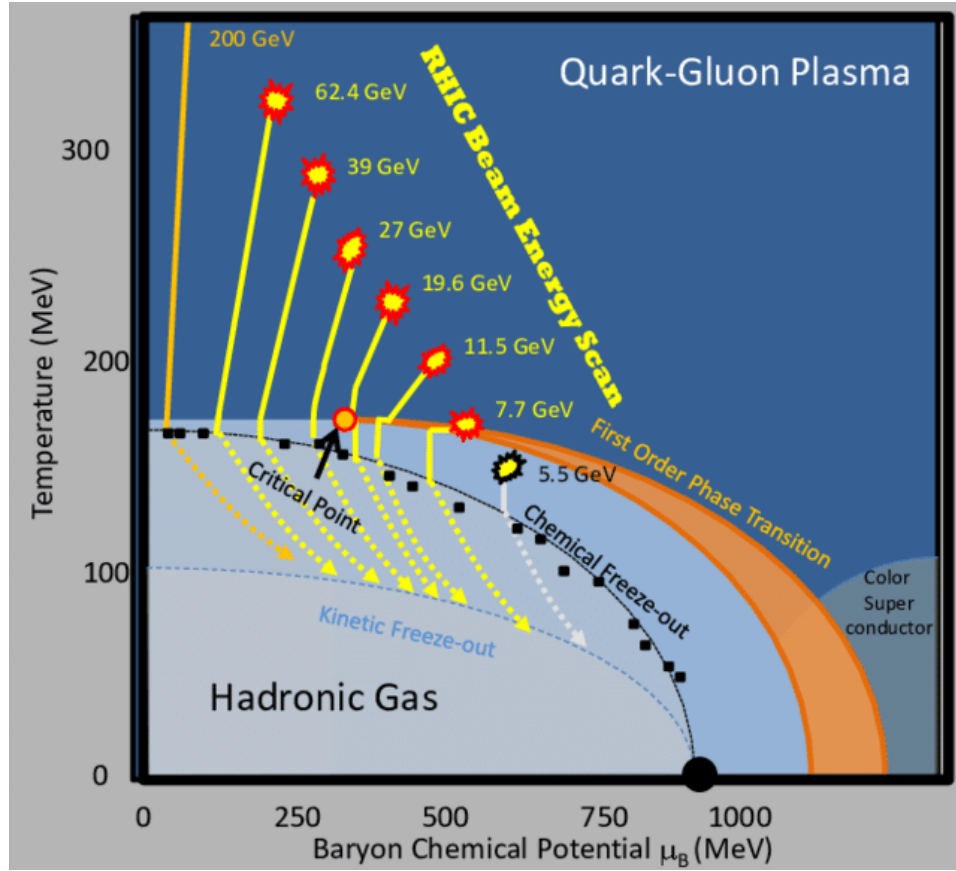


Рисунок 1 — Фазовая диаграмма ядерной материи.

ся критическая точка $(T_{\text{crit}}, \mu_{B,\text{crit}})$. Здесь переход 1-ого рода сменяется плавным переходом КГМ – адронный газ. Состояние системы в области диаграммы при низких температурах и высоких плотностях предположительно может находиться в нейтронных и кварк-глюонных звёздах. Однако на эксперименте эта область недостижима. Также на диаграмме отмечены точки, соответствующие энергии столкновений ядер золота на RHIC. Данная программа сканирования по энергии столкновения (BES-I) проводилась для изучения транспортных свойств кварк-глюонной материи (начальных условий уравнения состояния системы, сдвиговой η и объёмной ζ вязкостей, скорости звука в среде) и поиска критической точки.

1.2. Геометрия столкновения тяжёлых ионов

Столкновения тяжёлых ионов сильно отличаются от протон-протонных $p-p$ или электрон-позитронных e^-e^+ столкновений. Ядра протяженные объекты по сравнению с протоном или электроном. При их пересечении образуется сильно сжатая и нагретая область. Нуклоны, образующие эту область, называются участниками ("participants"). В столкновениях тяжёлых ионов обычно определяют две плоскости: реакции и поперечную. Плоскость реакции определяется направлением вектора прицельного параметра и оси движения пучка. Поперечная плоскость перпендикулярна этой плоскости.

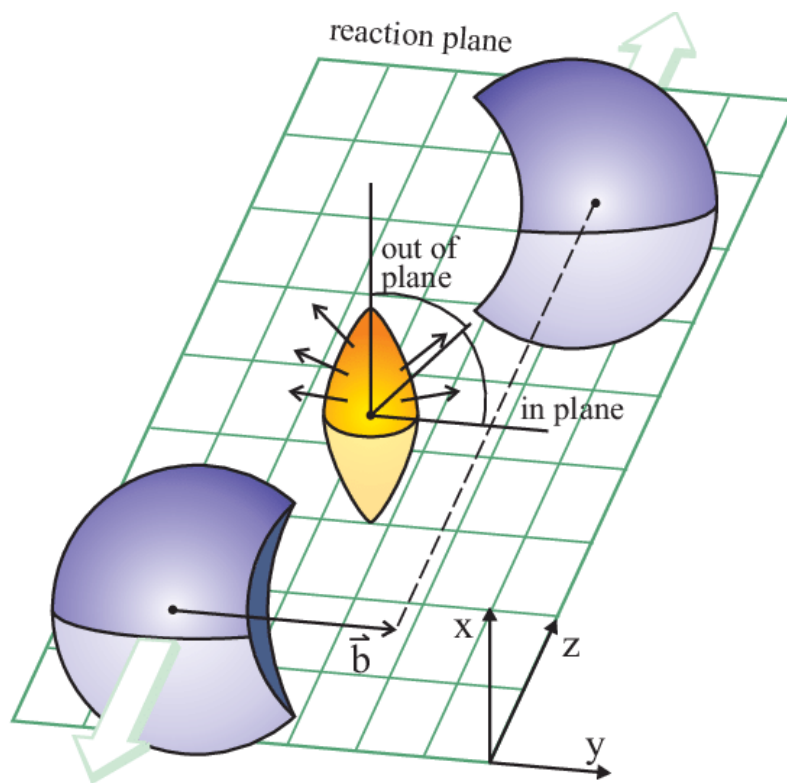


Рисунок 2 — Геометрия столкновения тяжёлых ионов.

Столкновения ядер можно охарактеризовать следующими величинами - это прицельный параметр b и эксцентриситет ϵ_n .

Прицельный параметр b – это расстояние между центрами ядер. При $b = 0$

происходит полное перекрытие ядер, при $b = 2R$, где R – радиус ядра, ионы пролетают близко друг к другу, но перекрытия не происходит. Прицельный параметр важная величина, дающая информацию о столкновении тяжёлых ионов, однако её невозможно определить в эксперименте. Поэтому в физическом анализе используют другую величину, которую возможно оценить – центральность. Центральность связана с количеством участвующих в столкновении частиц N_{part} . В каждом событии определить N_{part} не представляется возможным, однако множественность рожденных частиц и их суммарная поперечная энергия прямо пропорциональны этой величине. Измеряя их в эксперименте и сравнивая с модельными данными, например, с данными модели Глаубера, определяют центральность столкновения. Центральность обычно обозначается в процентах, интервал 0%–10% соответствует наиболее центральному, 70%–80% – периферическим соударениям.

Эксцентриситет ϵ_n описывает начальную форму перекрытия ядер. Эта величина задаётся следующей формулой [6]:

$$\epsilon_n = \frac{\sqrt{\langle r^2 \cos(n\phi_{part}) \rangle^2 + \langle r^2 \sin(n\phi_{part}) \rangle^2}}{\langle r^2 \rangle}, \quad (1)$$

где r , ϕ_{part} – полярные координаты взаимодействующих частиц. Усреднение идет по всем нуклонам-участникам.

1.3. Временная эволюция столкновения тяжёлых ионов

В столкновении релятивистских тяжелых ионов, где формируется кварк-глюонная материя, система проходит несколько пространственно-временных стадий, как показано на рисунке 3. Неупругие нуклон-нуклонные столкновения происходят за счет партон-партоного рассеяния (кварков или глюонов). КГМ начинает формироваться с $\tau_0 \approx 1$ фм/с с момента столкновения тяжелых ионов. Происходит термализация системы. По мере того как рассеяния продолжаются,

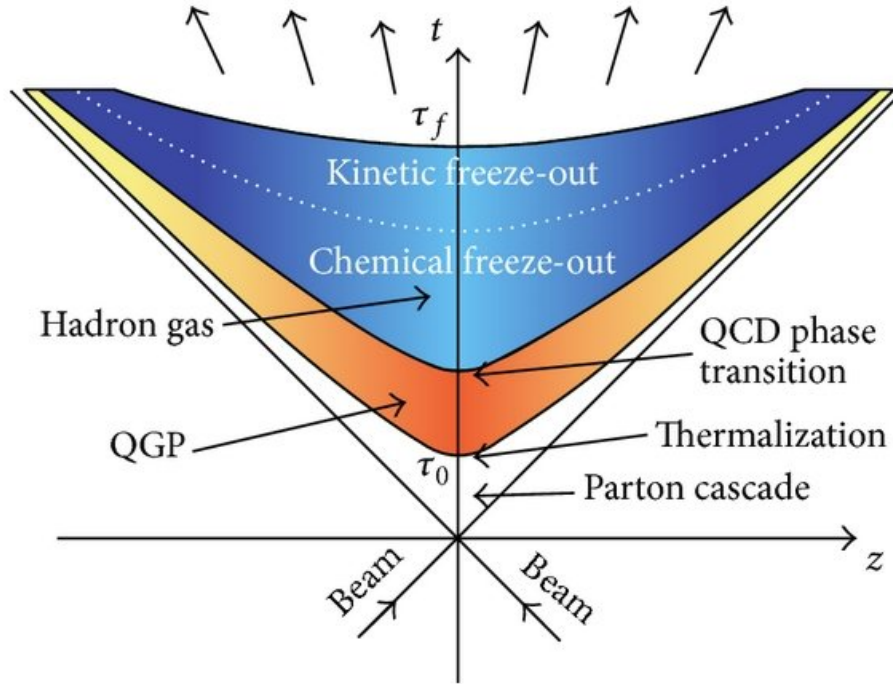


Рисунок 3 — Эволюции материи, образовавшейся в столкновении тяжёлых ионов.

система расширяется как в продольном, так и в поперечном направлениях. Температура снижается по мере расширения системы. В это время из цветной среды излучаются фотоны и лептоны, которые покидают горячую область без взаимодействия с ней. Когда температура становится меньше критической, происходит адронизация системы, то есть её переход из фазы кварк-глюонной материи в фазу адронного газа. Это происходит на моменте ≈ 10 фм/с. В адронной фазе частицы взаимодействуют посредством неупругого рассеяния на уровне адронов, а не кварков и глюонов. Когда температура ещё снижается, неупругое адронное рассеяние прекращается, состав системы перестаёт меняться. Этот момент называется химическим замораживанием. Упругое рассеяние частиц продолжается до тех пор, пока длина свободного пробега частицы не станет достаточно большой по мере расширения системы. После чего происходит кинетическое замораживание.

2. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПОТОКИ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Коллективные потоки чувствительны к начальному состоянию системы и ранним временам столкновения. Они определяются геометрией начальной области перекрытия ядер и динамикой взаимодействия нуклонов-участников [7]. Поэтому, изучая коллективные потоки, можно получить информацию о системе на ранних стадиях её эволюции, когда вещество находится в стадии кварк-глюонной материи. Коллективные потоки активно начали изучаться в 90-ых годах XX века на ускорителях AGS в BNL [8; 9] и SPS в CERN [10; 11]. Позже в начале 2000-ых эллиптический поток был измерен на ускорителе RHIC [12]. Эти значения v_2 являются одним из наиболее важных открытий современной физики высоких энергий.

В нецентральных столкновениях зона перекрытия ядер имеют эллипсоидальную форму. У возникшего эллипса в поперечной плоскости большая ось, перпендикулярна плоскости реакции. В этом сгустке вещества создаются градиенты давления, как следствие пространственной анизотропии системы. Максимальное давление возникает вдоль меньшей оси эллипсоида, то есть в плоскости реакции, минимальное - вдоль большей оси. В результате азимутальное импульсное распределение частиц становится анизотропным. Анализ азимутальной анизотропии проводится с помощью разложения Фурье одночастичного распределения частиц по азимутальному углу ϕ [13]:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^N 2v_n \cos(n(\phi - \Psi)) \right), \quad (2)$$

где E – энергия частицы, p_T – поперечный импульс, y – быстрота частицы, ϕ – азимутальный угол частицы, Ψ – угол плоскости реакции. Множители v_n в каждом

слагаемом перед косинусом являются коэффициентами потока. Первая гармоника v_1 определяет направленный поток, который характеризует средний импульс, приобретенный частицей вдоль направления прицельного параметра. Как гидродинамическая, так и ядерная транспортные модели [14; 15] показывают, что направленный поток является многообещающей наблюдаемой возможного фазового перехода, особенно при низких энергиях пучка. Вторая гармоника v_2 – эллиптический поток. Положительные значения v_2 указывают на превышение рождения частиц в плоскости реакции. Эллиптический поток может предоставить информацию о градиентах давления в гидродинамическом описании, а также об уравнении состояния вещества, которое рождается на начальных этапах столкновения. Третья гармоника v_3 – треугольный поток, чувствителен к геометрическим флуктуациям нуклонов, возникающим от события к событию [6]. Как следствие v_3 в значительной степени не зависит от геометрии столкновения. Поэтому естественно выбрать и треугольный поток в качестве инструмента для исследования начальных условий и последующего коллективного расширения в ядерно-ядерных столкновениях. О методе измерения коэффициентов коллективных потоков в данной работе будет рассказано в следующем параграфе.

2.1. Метод плоскости события

Плоскость реакции Ψ_{RP} нельзя непосредственно измерить в эксперименте. Поэтому используется оценочное значение Ψ_n , которое обычно называют углом плоскости события. Существуют разные способы измерения коллективных потоков. Каждый по-разному чувствителен к потоку и непотоковым корреляциям. В данной работе используется метод плоскости события (Event Plane method) [16]. Угол плоскости события Ψ_n может быть получен, используя Q-вектора [13]:

$$Q_n \cos(n\Psi_n) = X_n = \sum_i \omega_i \cos(n\phi_i), \quad (3)$$

$$Q_n \sin(n\Psi_n) = Y_n = \sum_i \omega_i \sin(n\phi_i), \quad (4)$$

$$\Psi_n = \frac{1}{n} \arctan \frac{\sum_i \omega_i \sin(n\phi_i)}{\sum_i \omega_i \cos(n\phi_i)}. \quad (5)$$

Суммирование производится по всем частицам, рожденным в событии, ϕ_i , ω_i - азимутальный угол и вес для i -той частицы.

После нахождения угла плоскости события, вычисляется значение потока. Можно записать, что:

$$\begin{aligned} \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_n)] \rangle}_{v_n^{obs}} &= \langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP}) - (\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle = \\ &= \underbrace{\langle \cos[n(\phi - \Psi_{RP})] \rangle}_{v_n} \underbrace{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle}_{Res\{\Psi_n\}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для получения правой части уравнения 6 предполагалось, что разница между углом плоскости реакции Ψ_{RP} и углом плоскости события Ψ_n является случайной величиной, и учитывалось, что при усреднении по всем событиям все члены с синусами равны нулю. Величина $Res\{\Psi_n\}$ называется разрешением плоскости реакции. Для определения истинной величины потока v_n , значение наблюдаемого потока v_n^{obs} необходимо поделить на разрешение $Res\{\Psi_n\}$:

$$v_n = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{\langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle} = \frac{\cos[n(\phi - \Psi_n)]}{Res\{\Psi_n\}}. \quad (7)$$

Метод вычисления разрешения плоскости реакции описан в разделе 4.5.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ STAR

Одной из главных целей коллайдера релятивистских тяжёлых ионов (RHIC) является изучение материи, возникающей при столкновении тяжелых ионов. RHIC располагается в Брукхейвенской национальной лаборатории и представляет собой тоннель длиной 3.8 километра, в котором располагаются два кольца сверхпроводящих магнитов. Коллайдер способен работать с различными типами ядер (от протонов до урана) в широком диапазоне энергий. Максимальная энергия в системе центра масс для ионов золота равняется 200 ГэВ на нуклон, для протонов – 510 ГэВ. В четырех точках коллайдера находятся экспериментальные установки STAR, PHENIX, BRAHMS и PHOBOS. На сегодняшний день функционирует только STAR (Solenoidal Tracker At RHIC).

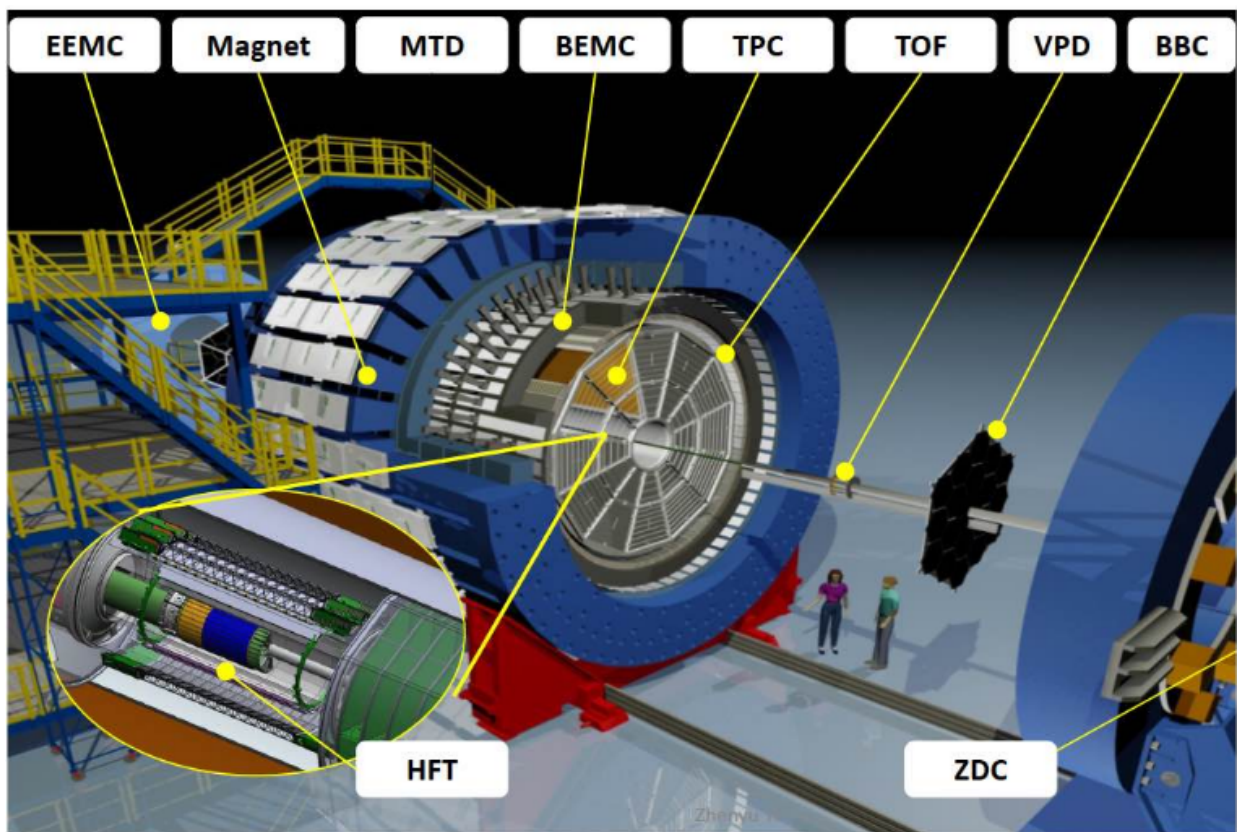


Рисунок 4 — Эксперимент STAR.

В эксперименте STAR исследуются свойства кварк-глюонной материи, которая возникает в месте столкновения ядер. Частицы, рождённые непосредственно в области взаимодействия двух ядер, называются первичными. Например, около 1000 первичных частиц рождается в центральных столкновениях Au+Au. Во взаимодействиях первичных частиц с веществом детектора и при распадах короткоживущих частиц рождается большое количество вторичных частиц. Эффективность регистрации частиц должна быть максимальной. Эксперимент состоит из нескольких типов детекторов, предназначенные для регистрации и идентификации частиц. Схематический вид эксперимента STAR показан на рисунке 4. Например, регистрация частиц вблизи точки взаимодействия осуществляется с помощью кремниевого трекера вершины (Silicon Vertex Tracker – SVT) [17]. Данный детектор позволяет определить первичную вершину и идентифицировать вторичные вершины, которые соответствуют резонансным частицам.

Калориметры нулевых углов ZDCs (Zero Degree Calorimeter) – два небольших адронных калориметра, расположенных с обеих сторон на расстоянии 18 метров от центра время-проекционной камеры TPC. ZDCs покрывают диапазон псевдобыстрот $|\eta| > 6$. Они предназначены для измерения энергии нейтральных частиц в конусе 2 мрад относительно направления пучка [18]. Сцинтилляционные детекторы BBCs (Beam-Beam Counter) представляют два модуля, расположенных по обеим сторонам время-проекционной камеры на расстоянии 7.4 метров от её центра. Каждый модуль BBC состоит из 18 внешних и 18 внутренних плит, состоящих из сцинтилляционных трубок [19]. Каждая трубка измеряет суммарный заряд, пропорциональный выделившейся энергии [20]. BBC охватывает интервал псевдобыстрот $2.2 < |\eta| < 5$. Детектор позиции вершины столкновения VPD (Vertex Position Detectors) установлен на расстоянии 5 метров также с двух сторон от точки столкновения. Каждый VPD содержит 19 детекторов, состоящих из слоёв не проводящего материала, свинца, пластикового сцинтиллятора и фотоумножителя

[21]. Диапазон псевдобыстрот, который покрывает VPD $4.25 < |\eta| < 5.1$. Эти детекторы в совокупности используются для минимального отбора событий при наборе данных.

Основные детекторы, использующееся для восстановления угла плоскости реакции и идентификации частиц в данной работе – это время-проекционная камера (TPC – Time Projection Chamber) и время-пролетная система (TOF – Time-of-Flight).

3.1. Время-проекционная камера TPC

Время-проекционная камера (TPC) - является основным детектором эксперимента STAR [22]. TPC используется для реконструкции треков, измерения импульса частицы и её ионизационных потерь, на основе которых проводят идентификацию частиц.

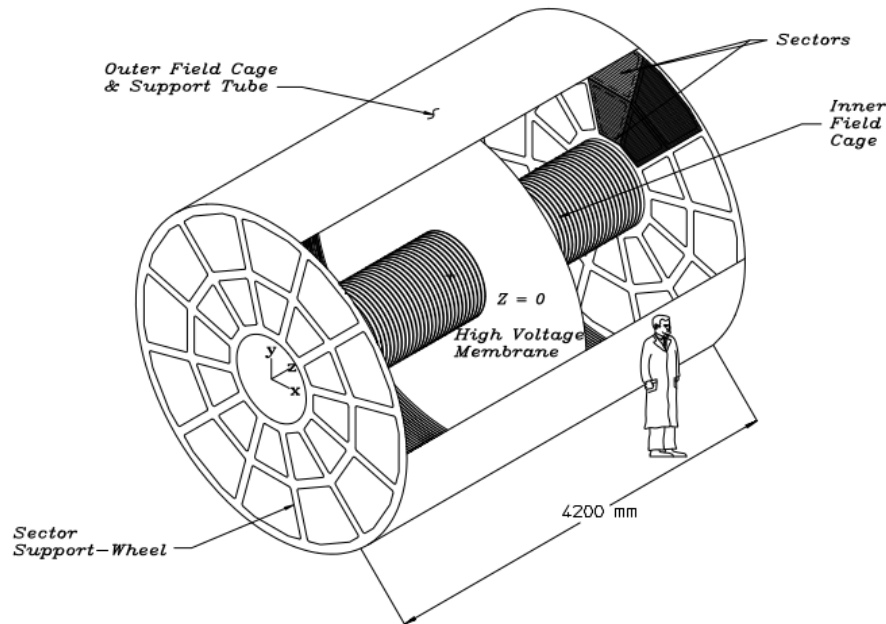


Рисунок 5 — Принципиальная схема время-проекционной камеры (TPC) установки STAR на RHIC.

Дрейфовая камера с внешним диаметром 4 метра располагается от 50 до 200 см

от оси пучка. Вдоль оси пучка детектор занимает пространство 4.2 м. Дрейфовая камера заполнена газом и имеет систему градиентных колец, с помощью которой в ней создается однородное электрическое поле. Для измерения импульса частицы она находится внутри магнитного поля с индукцией 0.5 Тл [23]. Объём камеры заполнен смесью метана и аргона в соотношении 1:9 под давлением на 2 мбар выше атмосферного [24]. При пролёте частицы через ТРС образуются ионизационные кластеры, который дрейфуют в направлении торцов детектора. Время-проекционная камера позволяет измерять импульс от 100 МэВ/с. ТРС покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.8$ и весь диапазон по азимутальному углу $0 < \phi < 2\pi$. Плюсом для регистрации большого количества частиц является возможность создания трехмерного изображения треков. Благодаря пропорциональному режиму регистрации отдельных кластеров, время-проекционная камера позволяет также измерить удельные ионизационные потери частицы dE/dx .

3.2. Время-пролетная система TOF

Для увеличения возможности по регистрации частиц в детекторном комплексе STAR была проведена установка сегментированной системы времени пролета (TOF). Детектор TOF имеет цилиндрическую форму и окружает ТРС. Для идентификации частицы используется информация о времени пролёта, т.е. времени между столкновением пучка ионов и попаданием частицы в определенный сегмент детектора. С использованием информации о треке частицы от время-проекционной камеры возможно определить импульс частицы и длину ее траектории. Таким образом, используя длину траектории и время пролета частицы для каждого трека определяется скорость β . Зная импульс, определяется масса частицы по формуле 8.

$$m^2 = p^2 \left[\frac{t_{flight}}{L_{track}c} - 1 \right], \quad (8)$$

где p - импульс частицы, измеренный с помощью ТРС, L_{track} - длина трека частицы, t_{flight} - время пролета частицы, измеренное TOF.

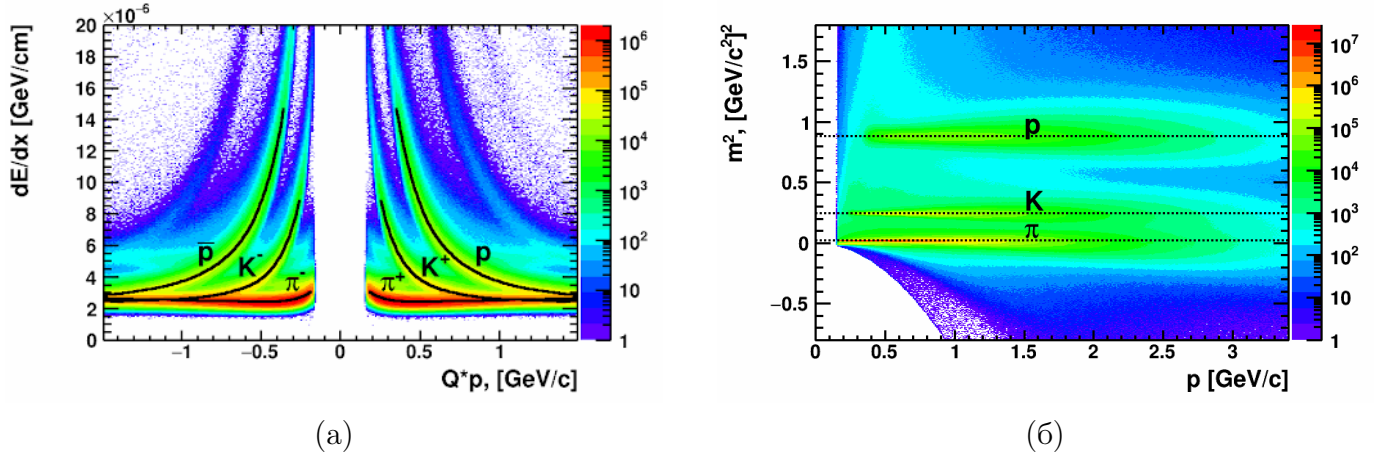


Рисунок 6 — Распределения разницы экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях (а) и квадрата массы (б) в зависимости от импульса.

В детекторном комплексе STAR система TOF создана на основе многозазорной камеры с резистивными пластинами (Multigap Resistive Plate Chamber) [25]. Время-пролетная камера измеряет время, за которое частица пролетает от точки столкновения до крайней точки детектора. TOF имеет временное разрешение 85 пс, покрывает диапазон $|\eta| < 0.9$ и может идентифицировать частицы с импульсом до 2 ГэВ/с. Наличие время-пролетной системы позволяет проводить регистрацию частиц в более широком интервале импульсов, чем только с одной время-проекционной камерой.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

4.1. Отбор событий

В данной работе использовались данные столкновений Au+Au при энергиях программы сканирования BES-I эксперимента STAR: 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов. События проходили минимальный отбор онлайн, что подразумевало наличие сигнала в детекторах ZDC, VPD и BBC. Часть событий при низких энергиях были вызваны взаимодействием пучка со стенками ионопровода, в результате большого эмиттанса пучка. Фон из-за этих событий был уменьшен требованием, чтобы положение первичной вершины столкновения находилось в радиусе менее 2 см от центра ионопровода. Для столкновений при энергии 14.5 ГэВ на пару нуклонов ставится более строгое условие, менее 1 см, и за центр ионопровода берётся (0.0; -0.89) [26].

Таблица 1 — Диапазоны отбора положения первичной вершины вдоль направления пучка (Z координаты)

$\sqrt{s_{NN}}$ (ГэВ)	Диапазон Z координаты (см)
11.5	[-50, 50]
14.5	[-70, 70]
19.6	[-70, 70]
27	[-70, 70]
39	[-40, 40]
62.4	[-40, 40]

Отбирались события с положением первичной вершины вдоль направления пучка в диапазонах, указанных в таблице 1. Чтобы исключить наложение событий, требовалось, чтобы хотя бы два хита из времяпролетной системы TOF были сопоставлены двум реконструируемым трекам из первичной вершины в время-проекционной

камеры ТРС.

4.2. Отбор треков

Отбирались только первичные треки с псевдобыстротой в диапазоне $|\eta| < 1$ и азимутальным углом ϕ от 0 до 2π рад. Чтобы обеспечить отбор первичных треков, расстояние от реконструированного трека до первичной вершины ДСА требовалось меньше 2 см для вычисления коллективных потоков заряженных адронов и меньше 1 см при вычислении потоков идентифицированных частиц. Для обеспечения реконструкции импульса частицы с эффективностью более 80% исключались треки, имеющие меньше 15 кластеров ионизации N_{hits} в время-проекционной камере, по которым происходит реконструкция трека. Для исключения расщепления трека требуем, чтобы отношение количества точек ионизации, участвующих в реконструкции, к количеству возможных точек, которые относятся к данному треку, N_{hits}/N_{hits}^{poss} было больше 0.52.

При восстановлении угла плоскости события для вычисления коллективных потоков заряженных адронов использовались треки с поперечным импульсом в диапазоне от 0.2 до 2.0 ГэВ/с, для вычисления потоков идентифицированных адронов – от 0.15 до 5.0 ГэВ/с.

4.3. Идентификация частиц

В данной работе для измерения эллиптического v_2 и треугольного v_3 потоков отбирались долгоживущие частицы: пионы, каоны, протоны и антипротоны ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p и $\bar{p}$). Идентификация проводилась с использованием удельных ионизационных потерь в ТРС и информации о квадрате массы частицы из TOF.

Отбирались треки, для которых разница экспериментальных и теоретических ионизационных потерь в стандартных отклонениях меньше 1.5σ для 27 и

Таблица 2 — Диапазоны квадрата массы

Частица	$m^2 \text{ (ГэВ}/c^2)^2$
пионы ($\pi^\pm$)	(-0.15, 0.1)
каоны ($K^\pm$)	(0.2, 0.32)
протоны ($p, \bar{p}$)	(0.74, 1.20)

62.4 ГэВ на нуклон и меньше 3σ для остальных энергий. Также требовалось, чтобы трек имел сигнал в время-пролётной системе. Отбор по квадрату массы частицы, проводился в следующих диапазонах, приведенных в таблице 2.

4.4. Коррекции угла плоскости события

Так как в детекторе регистрируются не все частицы к вектору потока и углу плоскости события применяются следующие процедуры: отцентровка (recentering) и выполаживание (flattening) [27; 28]. Распределение Ψ_n по всем событиям должно быть равномерным, если регистрируются все частицы в событии. Это означает, что среднее значение Q-вектора по всем событиям должно равняться нулю. Однако из-за неидеальности детектора среднее значение Q-векторов может смещаться на некоторую величину, что корректирует отцентровка:

$$Q_{x(y)}^{Recent} = Q_{x(y)} - \langle Q_{x(y)} \rangle. \quad (9)$$

Для избавления эффекта «волнистости» и окончательного выравнивания распределения плоскостей событий применяется процедура выполаживания:

$$\Psi_n^{Flattening} = \Psi_n^{Recent} + \Delta\Psi_n^{Recent}, \quad (10)$$

где

$$\Delta\Psi_n^{Recent} = \sum_i^{i_{max}} \frac{2}{i} (-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n)). \quad (11)$$

В формуле 11 n – номер гармоники, для которой применяется коррекция.

4.5. Вычисление разрешения плоскости реакции

Существуют различные методы вычисления разрешения плоскости события [27]. В данной работе используется метод двух подсобытий (2Sub-Event method). Идея состоит в том, чтобы искусственно разделить детектор TPC на два независимых сегмента: TPC^{east} ($\eta < 0$) и TPC^{west} ($\eta > 0$), вырезав при этом часть детектора, где происходит столкновение ядер. Для этого берется диапазон по псевдобыстроте, называемый $\Delta\eta - gap$. Треки, имеющие значение псевдобыстроты, лежащее в данном диапазоне, не используются для вычисления разрешения плоскости события и значений коллективных потоков. Тогда формула 7 и $Res\{\Psi_n\}$ запишутся следующим образом:

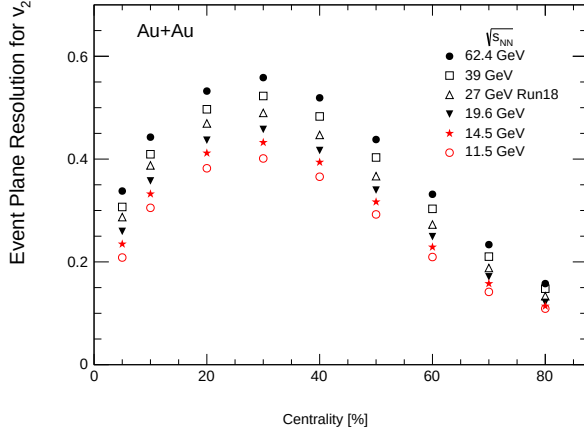
$$Res\{\Psi_n\} = \sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle}, \quad (12)$$

$$v_n = \frac{\langle \cos(n(\phi_{\pm} - \Psi_{n,\mp})) \rangle}{\sqrt{\langle \cos(n(\Psi_{n,\eta-} - \Psi_{n,\eta+})) \rangle}}, \quad (13)$$

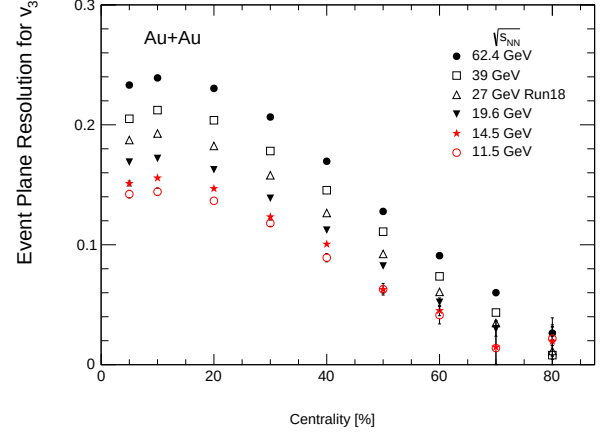
где $\Psi_{n,\eta+}$ и $\Psi_{n,\eta-}$ – углы плоскости события, посчитанные для TPC^{west} и TPC^{east} соответственно, $\phi_{\pm}$ – азимутальный угол трека, восстановленного в TPC^{west} и TPC^{east} . Использование этого метода в данной работе позволяет устранить автокорреляции, возникающие вследствие того, что угол плоскости события Ψ_n и коэффициент азимутальной анизотропии v_n рассчитываются с помощью одних и тех же частиц в событии. Поэтому эти величины вычисляются в разных под-

событиях [29]. $\Delta\eta - gap$ позволяет исключить непотоковые эффекты такие, как резонансы, фемтоскопические корреляции и струи [30].

На рисунке 7 представлены разрешения плоскости реакции как функции центральности для разных энергий, вычисленные для время-проекционной камеры ТРС с $\Delta\eta - gap = 0.1$.



(а)



(б)

Рисунок 7 — Разрешение плоскости реакции как функция центральности для второй (а) и третьей (б) гармоник для разных энергий.

При вычислении потоков заряженных адронов разрешение плоскости реакции вычислялось с $\Delta\eta - gap = 0.15$. Разрешение плоскости события было рассчитано для девяти различных интервалов центральности (0–5%, 5–10%, 10–20%, 20–30%, 30–40%, 40–50%, 50–60%, 60–70% и 70–80%). Поскольку разрешение плоскости события зависит от количества частиц, используемых для реконструкции, оно увеличивается от периферийных до центральных столкновений, это можно наблюдать как для второй и третьей гармоник. С другой стороны, плоскость события вычисляется с использованием анизотропного потока самого события [30]. Поэтому разрешение для второй гармоники уменьшается для центральных столкновений, где значения потока малы, а разрешение для третьей гармоники практически не меняется, так как треугольный поток слабо зависит от центральности.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Сравнение эллиптического потока заряженных адронов

Эллиптический поток заряженных адронов измерялся в эксперименте STAR для энергий программы сканирования BES-I в 2012 году [31]. Для проверки правильности реализации метода вычисления коллективных потоков было проведено сравнение полученных значений эллиптического потока с ранее опубликованными результатами. Отличие не превышает 10%, следовательно методы оценки угла плоскости реакции и измерения потоков в данной работе реализованы правильно. В приложении А (см. рис. 16 – 18) представлены графики сравнения для энергий столкновения 11.5, 27, 39 ГэВ на пару нуклонов для нескольких центральностей. Эллиптический поток идентифицированных адронов для энергий программы сканирования BES-I изучался в 2013 и 2016 годах [26; 30]. Для проверки правильности метода идентификации было проведено сравнение эллиптического потока пионов, каонов, протонов и антипротонов с ранее опубликованными результатами. Значения лежат в пределах 10%. Следовательно идентификация частиц выполнена верно. Графики представлены в приложении А (см. рис. 19 – 21).

5.2. Эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов

5.2.1. Эллиптический и треугольный потоки как функция поперечного импульса

На рисунке 8 представлен эллиптический и треугольный потоки заряженных адронов как функция поперечного импульса p_T при разных центральностях для шести энергий столкновения. Значения v_3 умножены на 2.0 для более удобного сравнения. Видно, что эллиптический поток увеличивается от центральных

столкновений к периферическим, в то время как треугольный поток слабо зависит от центральности. Можно заметить, что при увеличении энергии столкновения значения v_2 и v_3 увеличиваются.

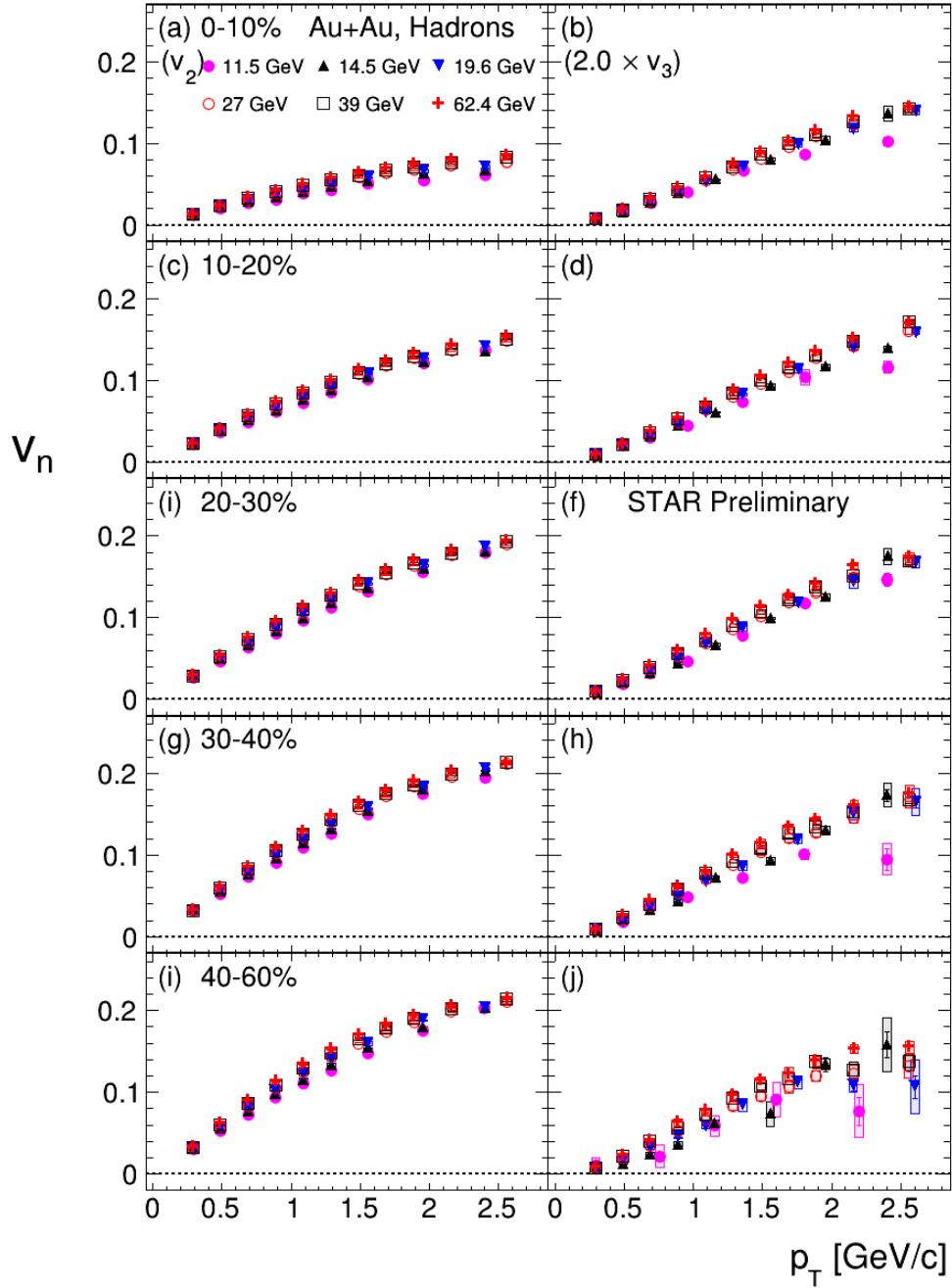


Рисунок 8 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) потоки заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса p_T для разных энергий пучка для центральностей 0–10% (a и b), 10–20% (a и b), 20–30% (c и d), 30–40% (g и h), 40–60% (i и j).

На рисунке 9 представлен скейлинг эллиптического и треугольного потока на значение интегрированного по p_T потока. В результате данной процедуры все значения ложатся на одну кривую.

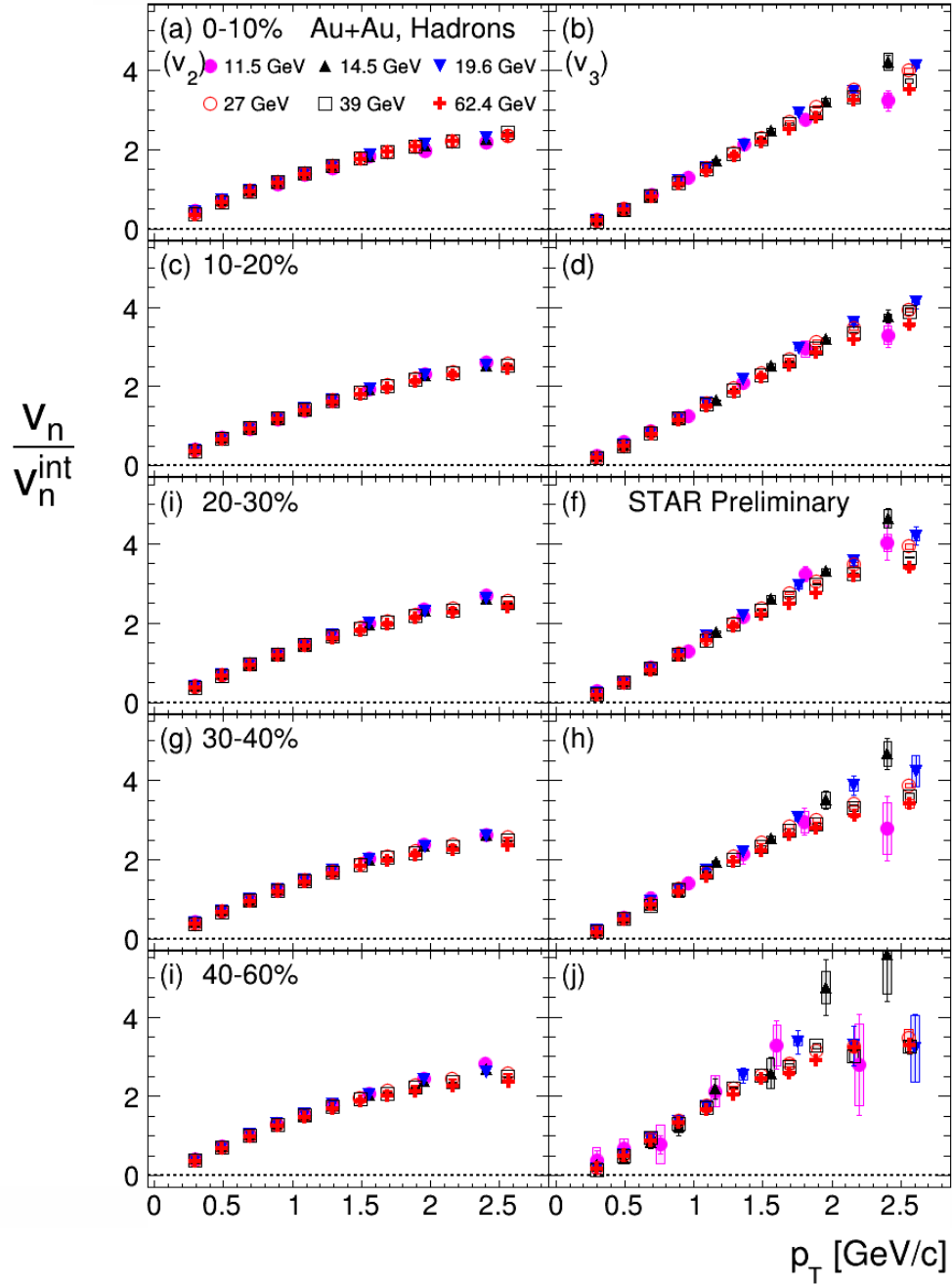


Рисунок 9 — Скейлинг на значение интегрированного по p_T потока эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый) потоков заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса p_T для разных энергий пучка для центральностей 0–10% (а и б), 10–20% (а и б), 20–30% (с и d), 30–40% (g и h), 40–60% (i и j).

5.2.2. Эллиптический и треугольный потоки как функция энергии столкновения

Рассмотрим теперь эллиптический и треугольные потоки заряженных адронов как функции энергии столкновения на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}}$. Графики представленные на рисунке 10.

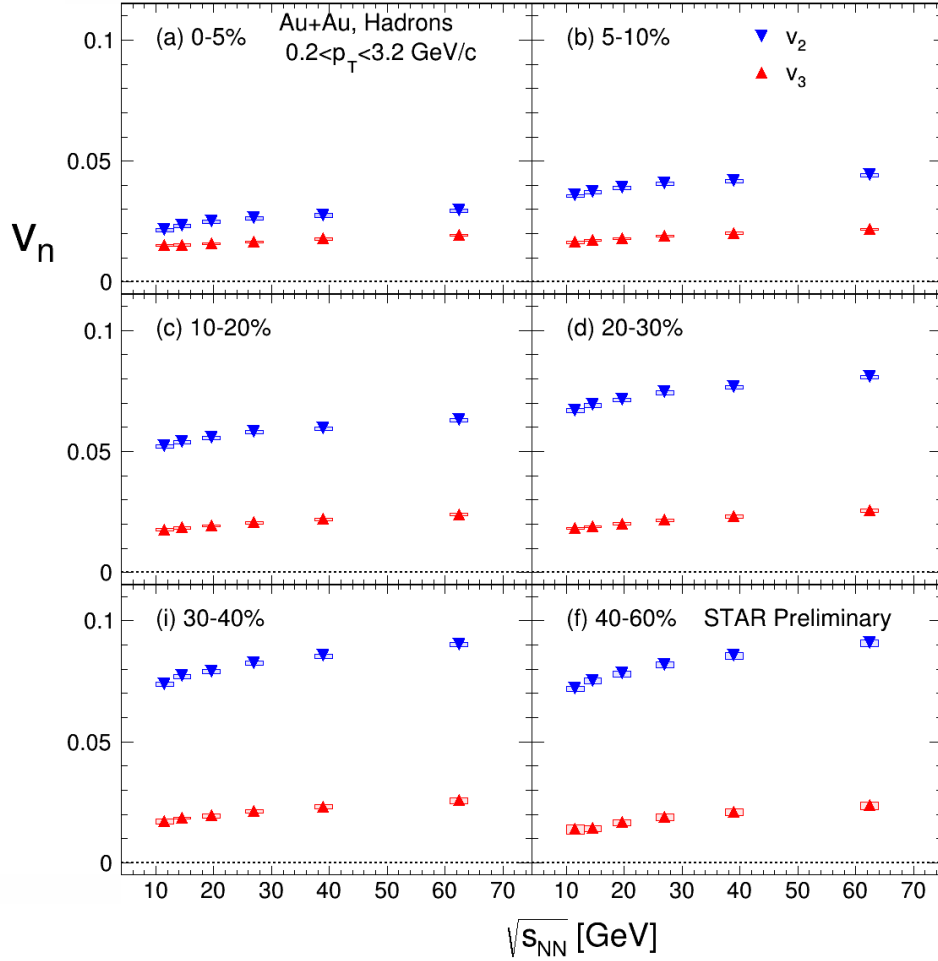


Рисунок 10 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) потоки заряженных адронов в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для центральностей 0–5% (a), 5–10% (b), 10–20% (c), 20–30% (d), 30–40% (e) и 40–60% (f).

Значения потока вычислялись в диапазоне поперечных импульсов от 0.2 до 3.2 ГэВ/с. Из данных графиков видно, что поведения эллиптического и треугольного потоков схожи, значения увеличиваются при увеличении энергии столкновения.

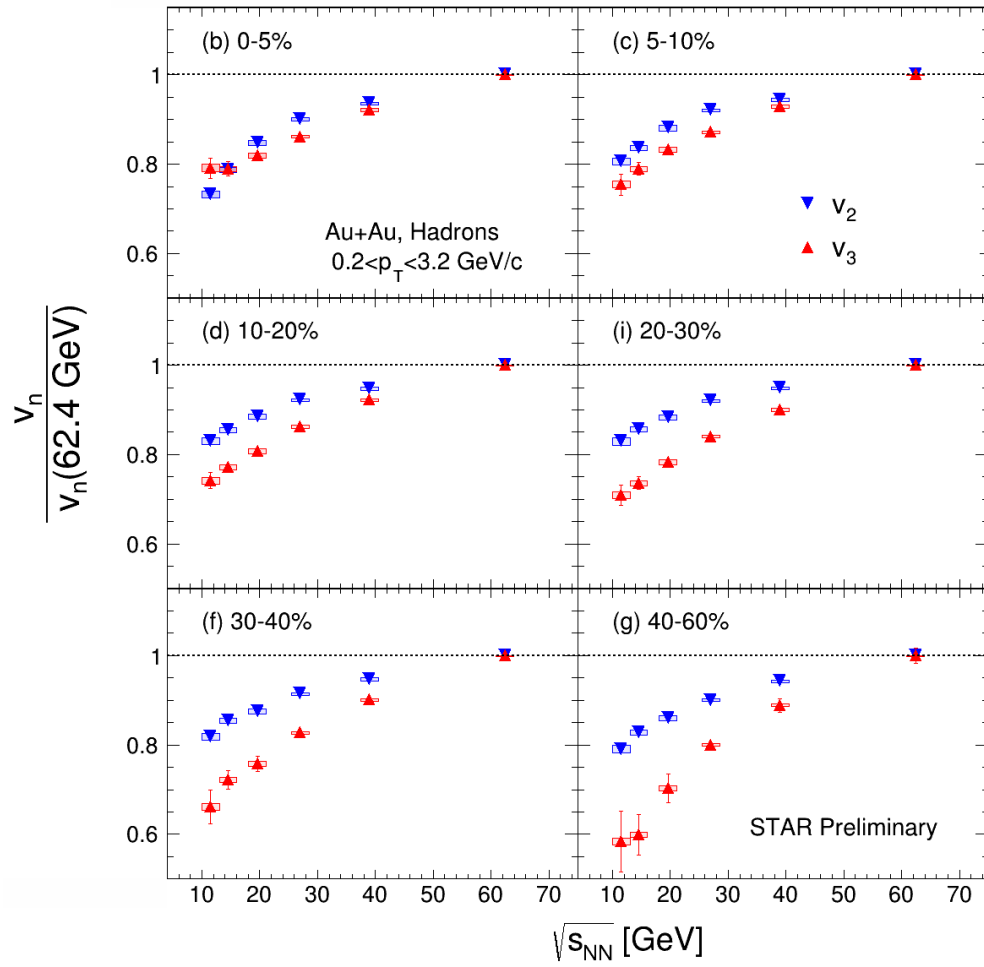


Рисунок 11 — Скейлинг на значение потока при энергии столкновения 62.4 ГэВ эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) потоков заряженных адронов в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для центральностей 0-5% (a), 5–10% (b), 10–20% (c), 20–30% (d), 30–40% (i) и 40–60% (f).

На рисунке 11 показан скейлинг потоков как функции $\sqrt{s_{NN}}$ на значение потока при 62.4 ГэВ на пару нуклонов. Из данных графиков также видно, что значение потоков увеличивается с увеличением энергии столкновения.

5.3. Коллективные потоки идентифицированных адронов

Для вычисления коллективных потоков пионы отбирались с поперечными импульсами от 0.2 до 3.2 ГэВ/с, каоны – от 0.2 до 1.4 ГэВ/с, протоны и антипротоны от 0.5 до 3.2 ГэВ/с. На рисунках 12 и 13 представлены эллиптический и треугольный потоки частиц и соответствующих им античастиц как функция поперечного импульса p_T для центральности столкновения 0%–60%. Значения треугольного потока были умножены на коэффициент $k = 2.5$ для лучшего сравнения с эллиптическим потоком. Измерения были проведены для каждой точки по энергии (11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов). На представленных графиках в области $p_T < 2$ ГэВ/с наблюдается массовое упорядочение, которое является проявлением радиального потока. Для частиц с большей массой наблюдается меньшее значение потока для данного значения поперечного импульса. Барион/мезонное расщепление для значений эллиптического, так и для значений треугольного потоков при значениях поперечного импульса $p_T > 2$ ГэВ/с подразумевает зависимость от числа конституентных кварков n_q . Эти эффекты наблюдались в более ранних работах коллабораций STAR и PHENIX [32–35]. На рисунках 14 и 15 представлено масштабирование на количество конституентных кварков. Из графиков видно, что все значения ложатся на одну кривую. Это интерпретируется как возможный признак, что коллективные эффекты начинают зарождаться еще на стадии деконфайнмента кварков и глюонов. Поскольку частицы и античастицы имеют одинаковое количество конституентных кварков данное масштабное преобразование не изменяет их разницу. Это означает, что различие в значениях $v_2(p_T)$ и $v_3(p_T)$ для частиц и соответствующих античастиц представляет собой нарушение данного скейлинга.

Particles

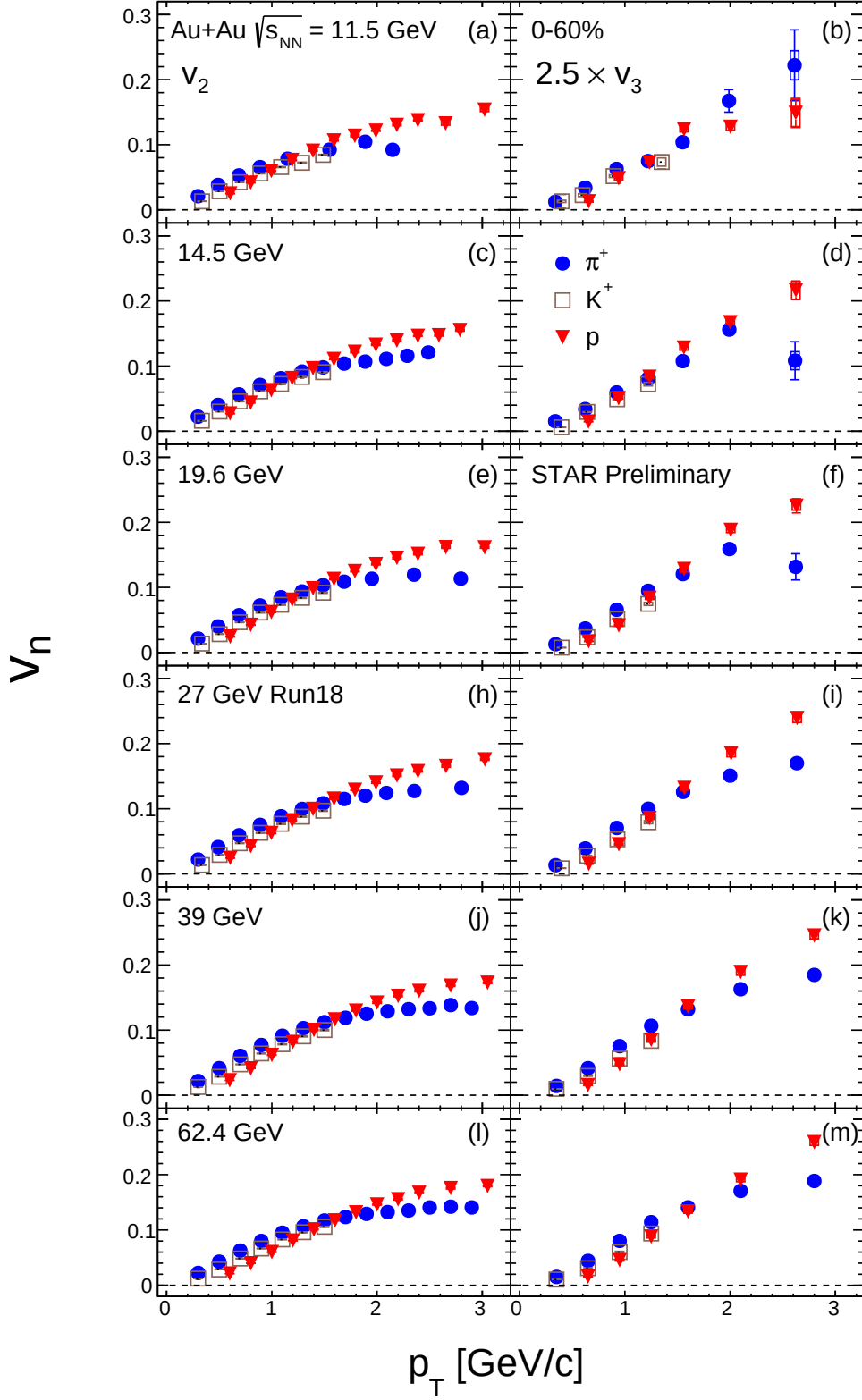


Рисунок 12 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) поток частиц (π^+ , K^+ , p) как функция поперечного импульса p_T для центральности 0–60% для разных энергий пучка.

Antiparticles

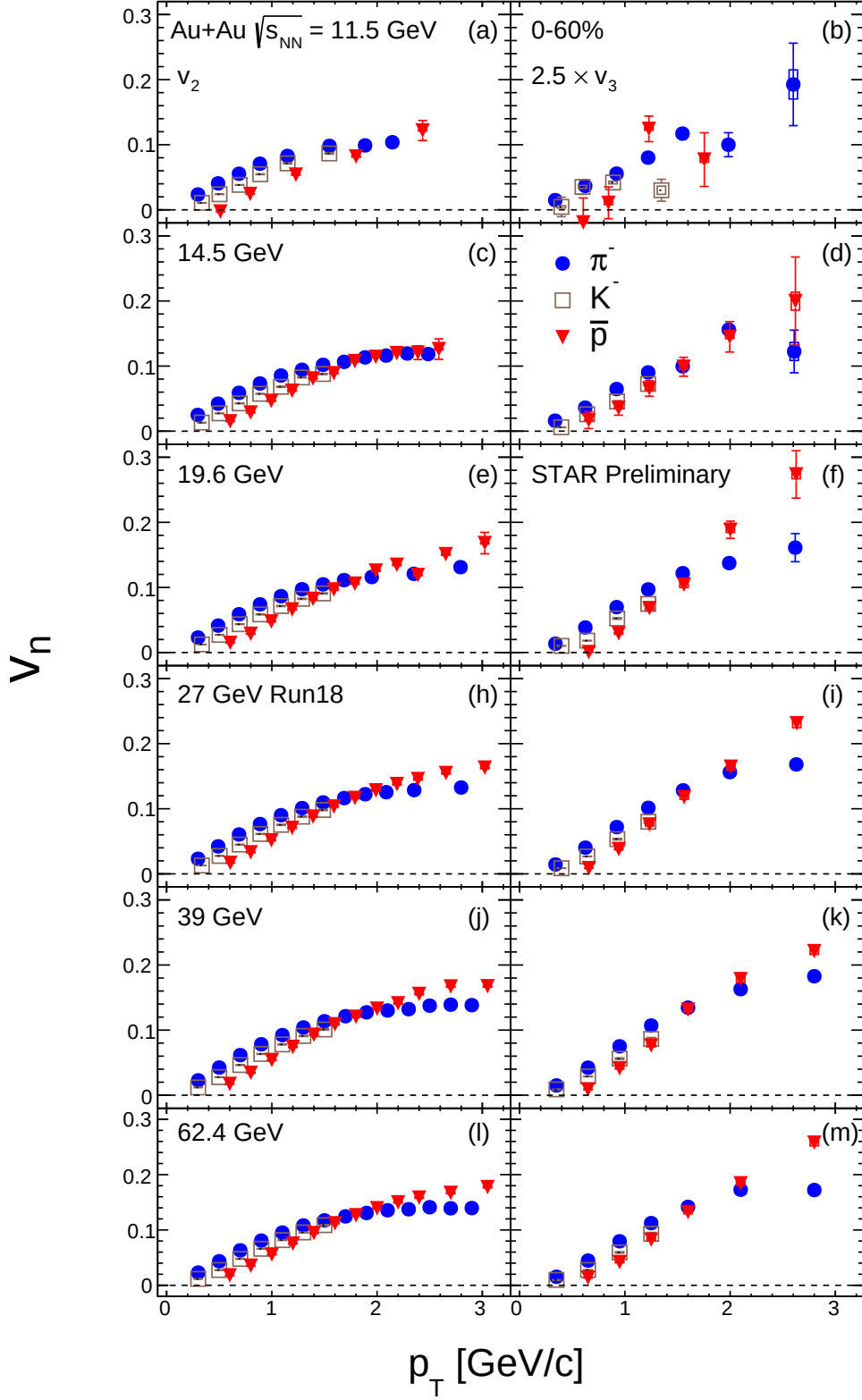


Рисунок 13 — Эллиптический (левый столбец) и треугольный (правый столбец) поток античастиц (π^- , K^- , $\bar{p}$) как функция поперечного импульса p_T для центральности 0–60% для разных энергий пучка.

Particles

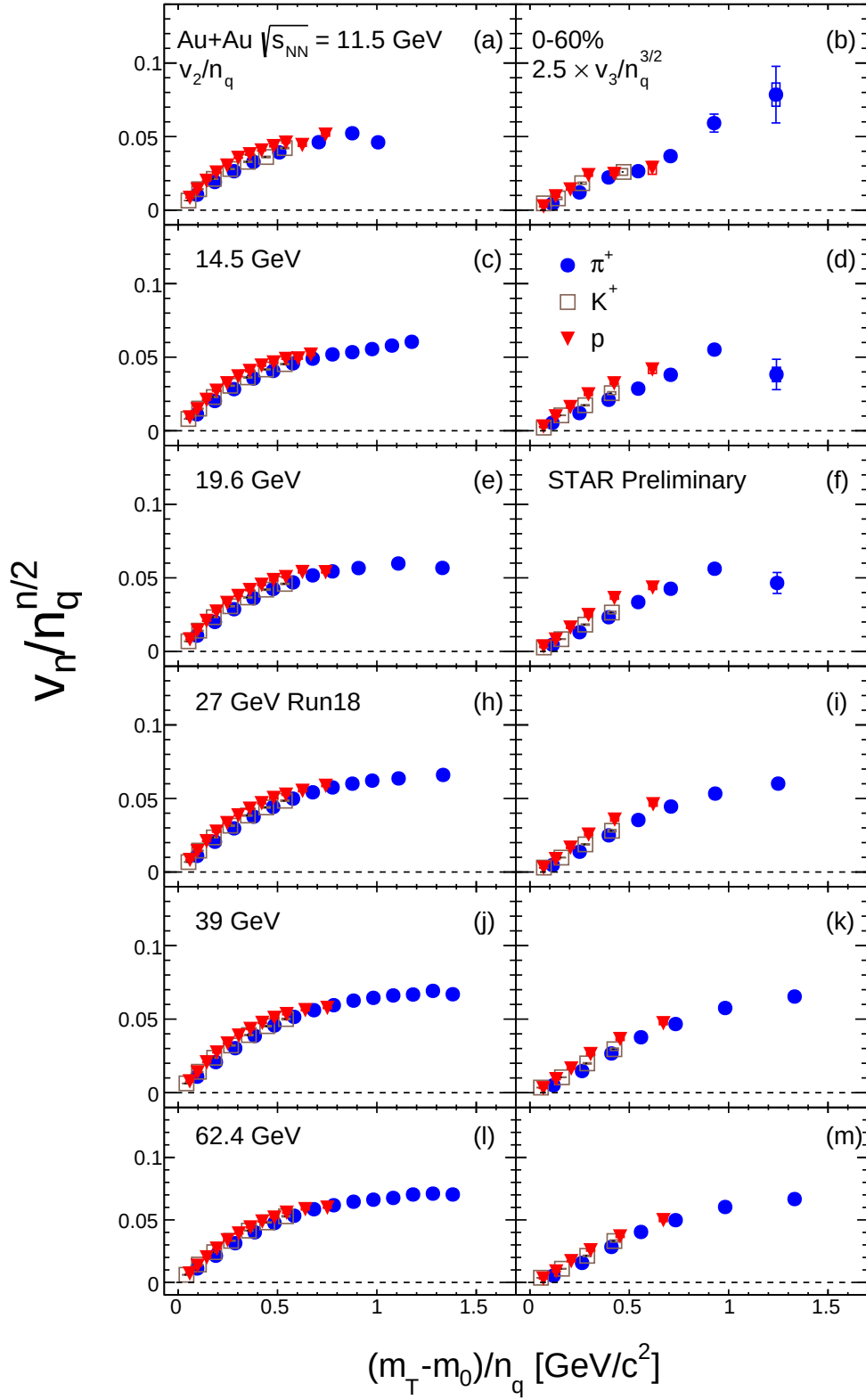


Рисунок 14 — Скейлинг на количество конституэнтных кварков эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) частиц (π^+ , K^+ , p) для центральности 0–60% для разных энергий пучка.

Antiparticles

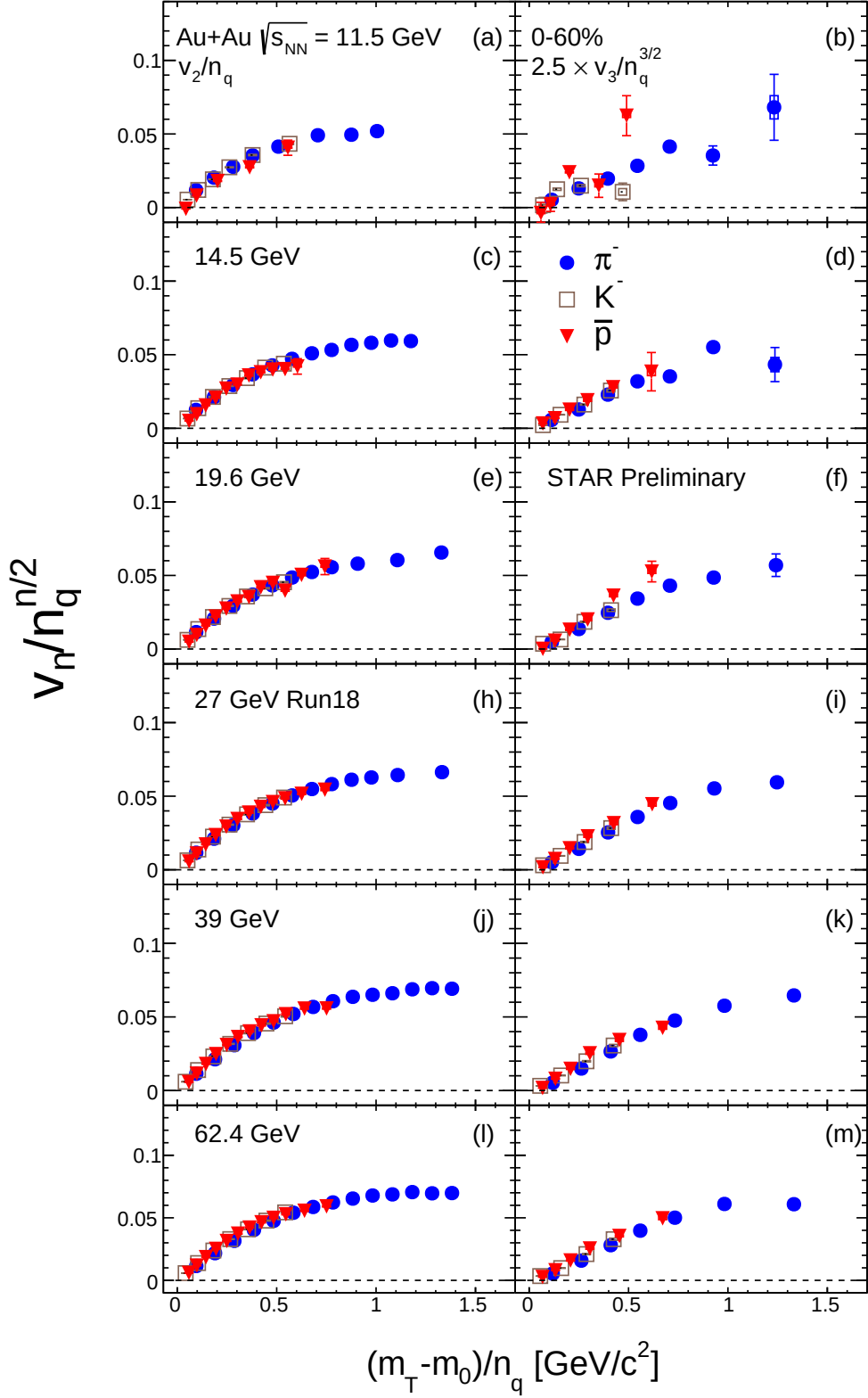


Рисунок 15 — Скейлинг на количество конститuentных кварков эллиптического (левый столбец) и треугольного (правый столбец) античастиц (π^- , K^- , $\bar{p}$) для центральности 0–60% для разных энергий пучка.

5.4. Оценка систематических неопределённостей

Систематические неопределённости оценивались путем варьирования параметров ($\Delta\eta - gap$, DCA), используемых для определения углов плоскости реакции и измерения потока, а также использованием различных методов идентификации заряженных долго живущих частиц (TPC+TOF, TOF). Варианты изменения параметров представлены в таблице 3.

Таблица 3 — Варианты изменения параметров

Параметр	Значение по умолчанию	Вариации
$\Delta\eta - gap$	0.1	0.3, 0.5, 0.7
DCA	< 1 см	< 2 см, < 3 см

Также проводился анализ зависимости от группировки по запускам колайдера (Run-by-run dependence), то есть выходные данные объединялись в группы с примерно одинаковой статистикой. Систематические неопределенности были вычислены по формуле среднеквадратичного отклонения :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_i^n (v_i - \bar{v})^2} \quad (14)$$

где n - количество источников систематики. Наибольший вклад вносило изменение значения $\Delta\eta - gap$. Поэтому в вычислении систематики использовались только значения для различных $\Delta\eta - gap$. Систематические неопределенности были отложены на рисунках 12, 13, 14 и 15, однако они меньше статистических погрешностей и на графиках не видны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучались коллективные потоки заряженных и идентифицированных адронов и скейлинги полученных значений в столкновениях ядер золота при энергиях 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов по данным эксперимента STAR (RHIC).

Измерены эллиптический v_2 и треугольный v_3 потоки заряженных и идентифицированных адронов: пионов, каонов, протонов и антипротонов. Проведено сравнение значений v_2 с ранее опубликованными результатами. Различия не превышают 10% как для заряженных, так и для идентифицированных адронов. Следовательно методики восстановления потоков и идентификации частиц выполнены верно.

Значения v_2 и v_3 заряженных адронов представлены как функции поперечного импульса p_T и энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ для нескольких значений центральности. Эллиптический поток зависит от центральности сильнее чем треугольный. К значениям потока как функции p_T применён скейлинг на усреднённое по p_T значение потока. В результате данного преобразования все значения расположились на одной кривой. Также эллиптический и треугольный потоки увеличиваются с возрастанием энергии столкновения.

Вычислены эллиптический и треугольный потоки идентифицированных адронов. Впервые получены значения v_3 пионов, каонов, протонов и антипротонов ($\pi^\pm$, $K^\pm$, p , $\bar{p}$) для энергий 11.5, 14.5, 19.6, 27, 39 и 62.4 ГэВ на пару нуклонов. Полученные значения представлены как функция поперечного импульса p_T для центральности 0%-60%. Наблюдается различие между потоками барионов и мезонов при поперечном импульсе больше 2 ГэВ/с. При $p_T < 1.5$ ГэВ/с поток лёгких адронов больше потока тяжёлых $v_n(\pi^\pm) \geq v_n(K^\pm) \geq v_n(p, \bar{p})$ при одном и том

же значении поперечного импульса. Также представлен скейлинг на количество конституентных кварков. Он сохраняется для всех энергий и может быть интерпретирован как возможный признак, что коллективные эффекты зарождаются на партонной стадии.

Полученные результаты необходимы для проверки и совершенствования моделей релятивистской гидродинамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fermi E. High Energy Nuclear Events // Progress of Theoretical Physics. — 1950. — Vol. 5. — P. 570–583.
2. Ландау Л. Д. О множественном образовании частиц при столкновениях быстрых частиц // Известия АН СССР. Серия физическая. — 1953. — т. 17. — с. 51.
3. Polyakov A. String representations and hidden symmetries for gauge fields // Physics Letters B. — 1979. — Vol. 82. — P. 247–250.
4. Susskind L. Lattice models of quark confinement at high temperature // Phys. Rev. D. — 1979. — Vol. 20. — P. 2610–2618.
5. Engels J. [et al.]. Gauge field thermodynamics for the SU(2) Yang-Mills system // Nuclear Physics B. — 1982. — Vol. 205. — P. 545–577.
6. Alver B., Roland G. Collision-geometry fluctuations and triangular flow in heavy-ion collisions // Physical Review C. — 2010. — Vol. 81. — P. 054905.
7. Dremin I. M., Leonidov A. V. The quark - gluon medium // Usp. Fiz. Nauk. — 2010. — Vol. 180. — P. 1167–1196.
8. Barrette J. [et al.]. Energy and charged particle flow in 10.8A GeV/c Au+Au collisions // Physical Review C. — 1997. — Vol. 55. — P. 1420–1430.
9. Pinkenburg C. [et al.]. Elliptic Flow: Transition from Out-of-Plane to In-Plane Emission in Au+Au Collisions // Physical Review Letters. — 1999. — Vol. 83. — P. 1295–1298.
10. Appelshäuser H. [et al.]. Directed and Elliptic Flow in 158 GeV/Nucleon $Pb + Pb$ Collisions // Physical Review Letters. — 1998. — Vol. 80. — P. 4136–4140.

11. Poskanzer A. [et al.]. Centrality dependence of directed and elliptic flow at the SPS // Nuclear Physics A. — 1999. — Vol. 661. — P. 341–344.
12. Ackermann K. H. [et al.]. Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{GeV}$ // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 86. — P. 402–407.
13. Voloshin S., Zhang Y. Flow study in relativistic nuclear collisions by Fourier expansion of azimuthal particle distributions // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1996. — Vol. 70. — P. 665–671.
14. Bass S. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369.
15. Heinz U. Early Collective Expansion: Relativistic Hydrodynamics and the Transport Properties of QCD Matter // Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms. — 2010. — P. 240–292.
16. Voloshin S. A., Poskanzer A. M., Snellings R. Collective phenomena in non-central nuclear collisions. — 2008. — arXiv: 0809.2949 [nucl-ex].
17. Bellwied R. [et al.]. The STAR Silicon Vertex Tracker: A large area Silicon Drift Detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 640–651.
18. Adler C. [et al.]. The RHIC zero degree calorimeters // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 470. — P. 488–499.
19. Judd E. [et al.]. The evolution of the STAR Trigger System // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2018. — Vol. 902. — P. 228–237.

20. Bland L. C. STAR results from polarized proton collisions at RHIC // 10th International Workshop on High-Energy Spin Physics (SPIN 03). — 2004. — arXiv: `hep-ex/0403012`.
21. Llope W. J. [et al.]. The STAR Vertex Position Detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 759. — P. 23–28. — arXiv: `1403.6855 [physics.ins-det]`.
22. Ackermann K. [et al.]. STAR detector overview // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 624–632.
23. Anderson M. [et al.]. The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 659–678.
24. Bergsma F. [et al.]. The STAR detector magnet subsystem // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 633–639.
25. Kotchenda L. [et al.]. STAR TPC gas system // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499. — P. 703–712.
26. Adamczyk L. [et al.]. Centrality dependence of identified particle elliptic flow in relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$ GeV // Physical Review C. — 2016. — Vol. 93.

27. Poskanzer A. M., Voloshin S. A. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions // Physical Review C. — 1998. — Vol. 58. — P. 1671–1678.
28. Selyuzhenkov I., Voloshin S. Effects of nonuniform acceptance in anisotropic flow measurements // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77.
29. Korotkikh V. [et al.]. Elliptic flow of particles in heavy-ion collisions and possibility of its observation at the LHC energies. // Physics of Atomic Nuclei. — 2008. — Vol. 71. — P. 2142–2151.
30. Adamczyk L. [et al.]. Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{--}62.4$ GeV // Physical Review C. — 2013. — Vol. 88.
31. Adamczyk L. [et al.]. Inclusive charged hadron elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=7.7\text{--}39$ GeV // Physical Review C. — 2012. — Vol. 86.
32. Adler C. [et al.]. Azimuthal Anisotropy of K_s^0 and $\Lambda + \Lambda^-$ Production at Midrapidity from Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV // Physical Review Letters. — 2002. — Vol. 89.
33. Adams J. [et al.]. Multistrange Baryon Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Physical Review Letters. — 2005. — Vol. 95.
34. Afanasiev S. [et al.]. Elliptic Flow for ϕ Mesons and (Anti)deuterons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 99.
35. Abelev B. I. [et al.]. Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions // Physical Review C. — 2008. — Vol. 77.

ПРИЛОЖЕНИЕ А: СРАВНЕНИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПОТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ

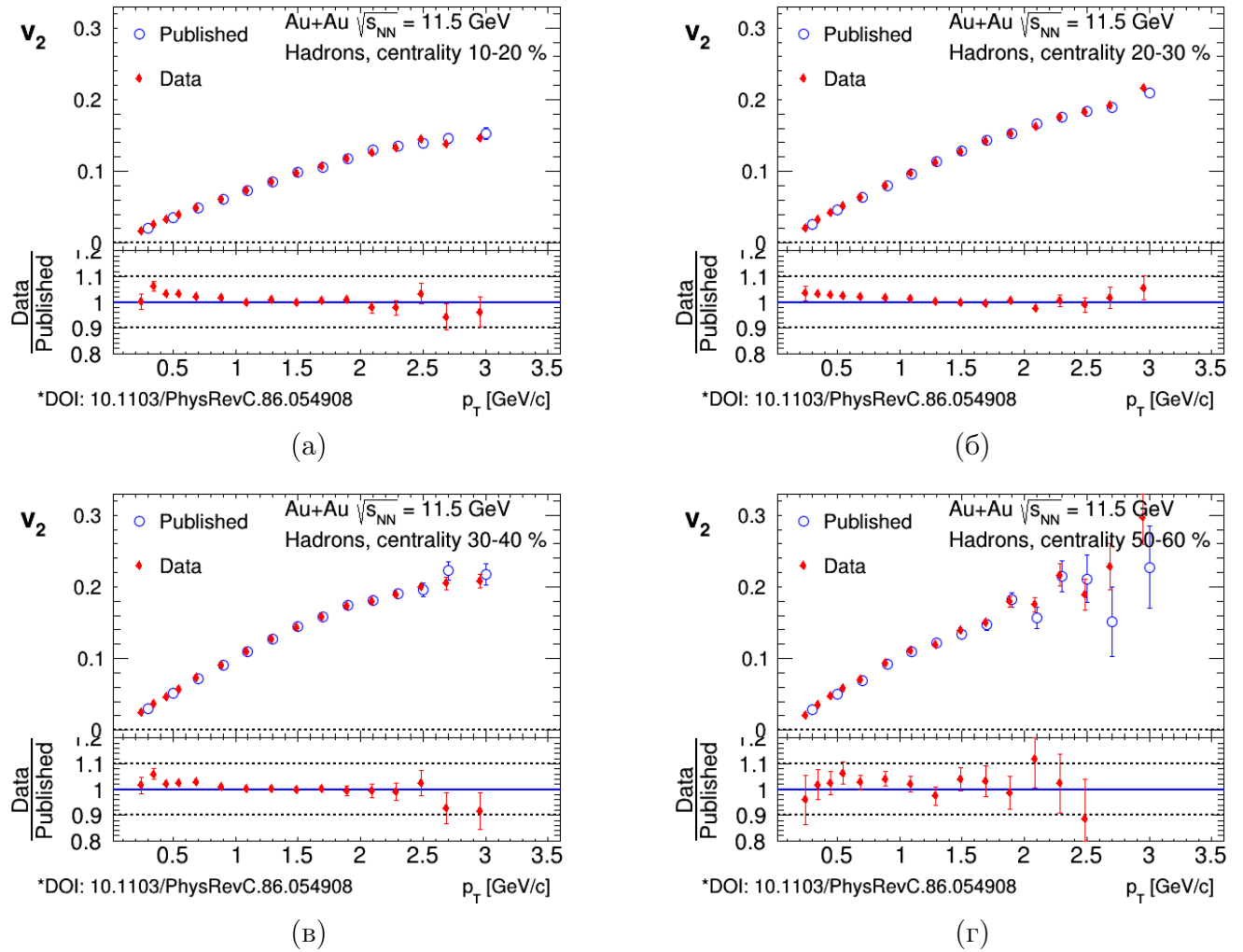
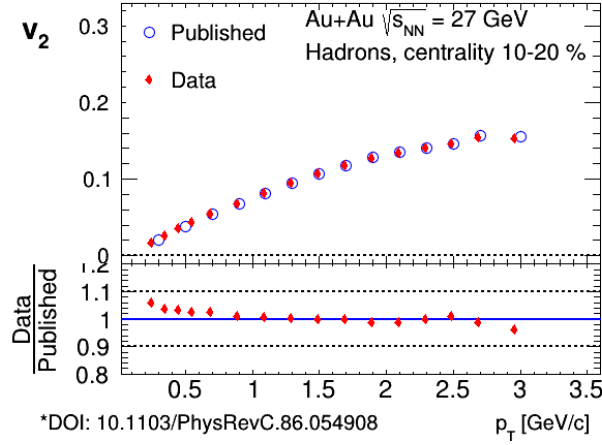
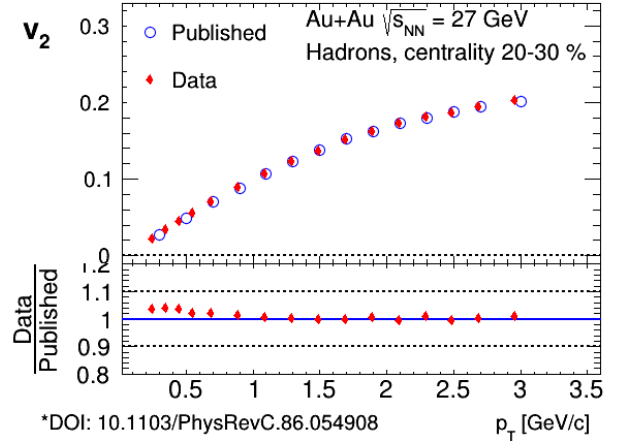


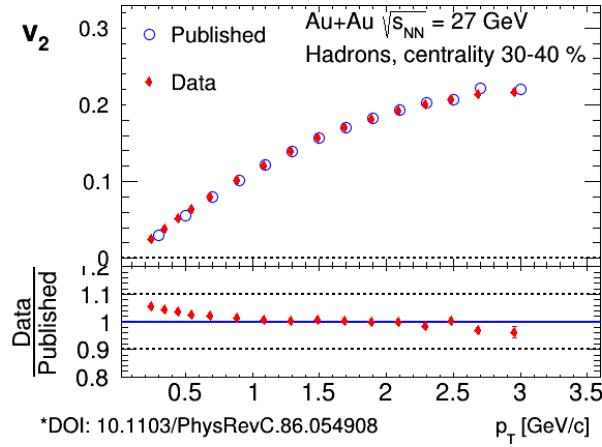
Рисунок 16 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных адронов с ранее опубликованными для энергии столкновения 11.5 ГэВ на пару нуклонов. Красные ромбы – результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности – ранее опубликованные значения.



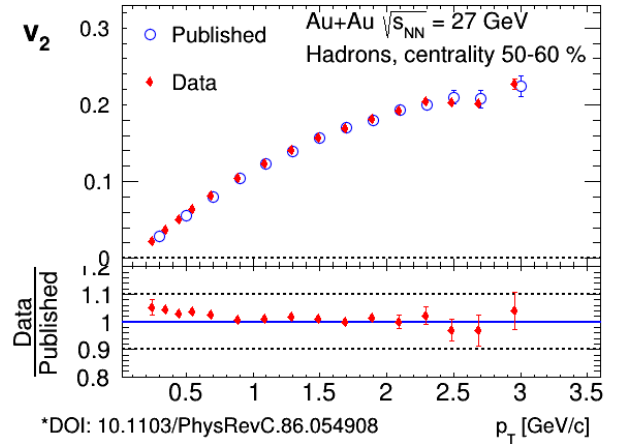
(a)



(б)

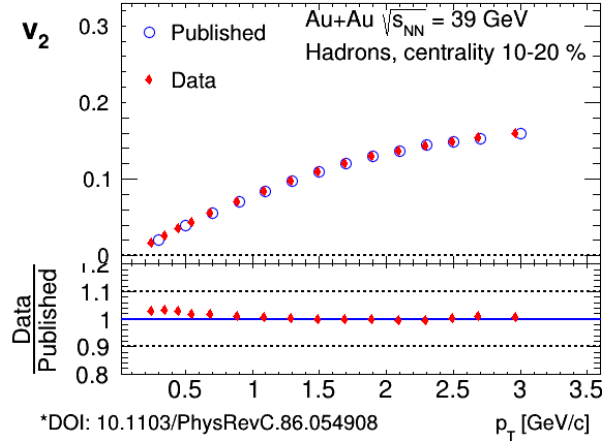


(в)

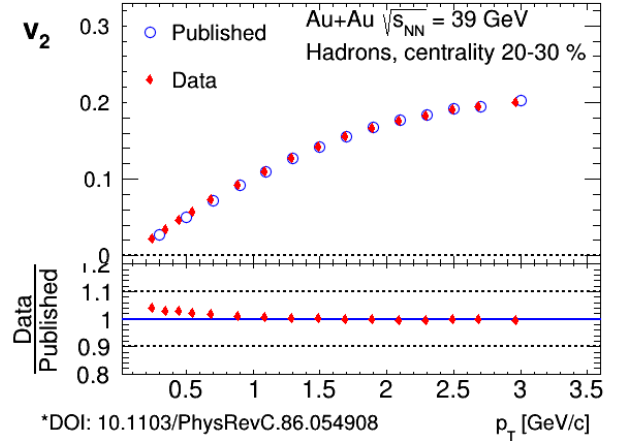


(г)

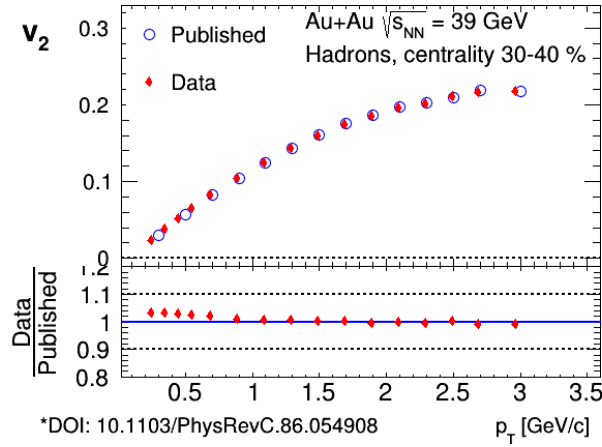
Рисунок 17 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных адронов с ранее опубликованными для энергии столкновения 27 ГэВ на пару нуклонов. Красные ромбы — результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности — ранее опубликованные значения.



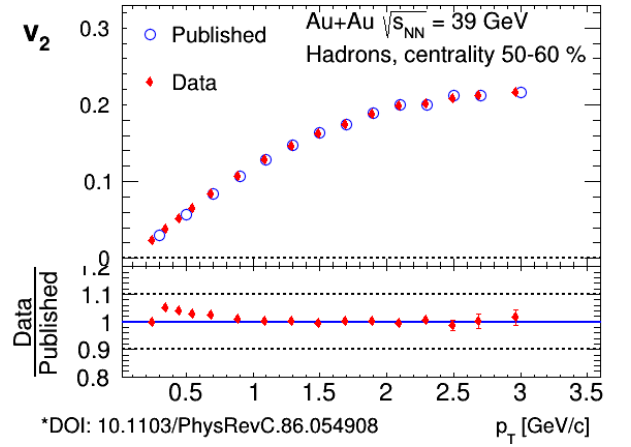
(a)



(б)

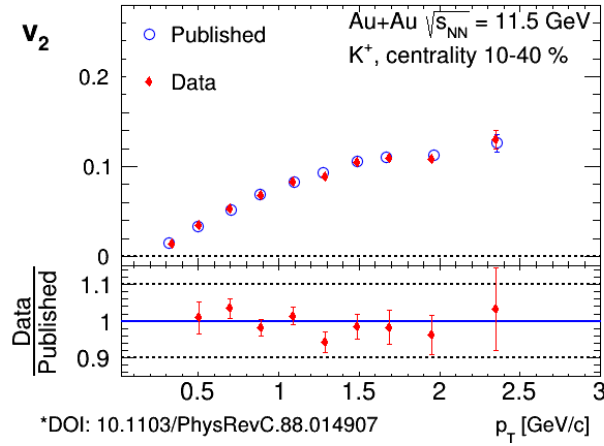


(в)

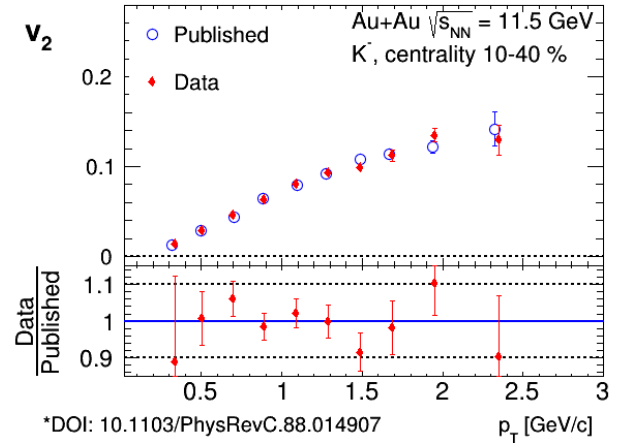


(г)

Рисунок 18 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных адронов с ранее опубликованными для энергии столкновения 39 ГэВ на пару нуклонов. Красные ромбы — результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности — ранее опубликованные значения.

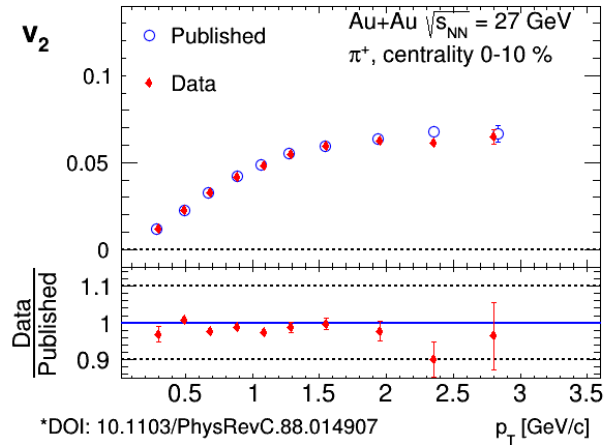


(a)

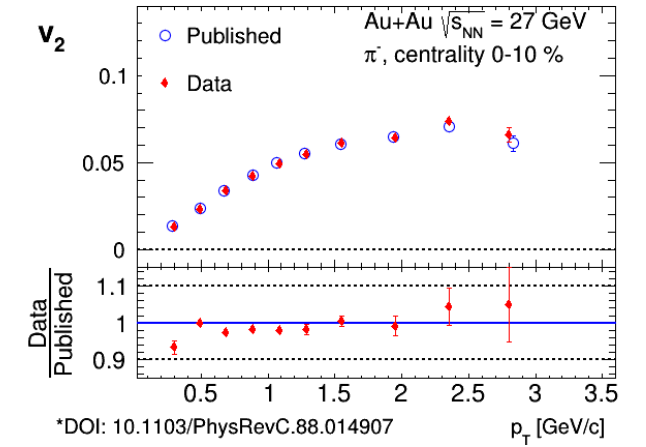


(б)

Рисунок 19 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных каонов (положительно заряженных - слева, отрицательно заряженных - справа) с ранее опубликованными при энергии столкновений 11.5 ГэВ на пару нуклонов для центральности 10%–40%. Красные ромбы – результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности – ранее опубликованные значения.

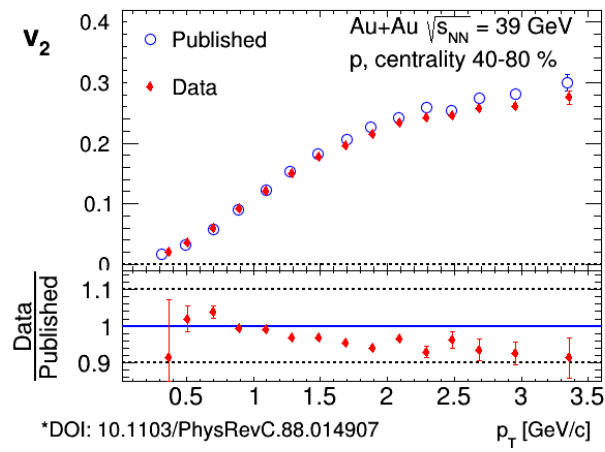


(a)

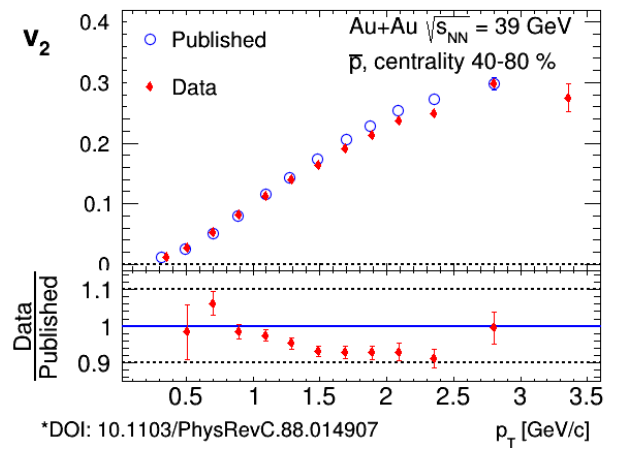


(б)

Рисунок 20 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных пионов (положительно заряженных - слева, отрицательно заряженных - справа) с ранее опубликованными при энергии столкновений 27 ГэВ на пару нуклонов для центральности 0%–10%. Красные ромбы – результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности – ранее опубликованные значения.



(a)



(б)

Рисунок 21 — Сравнение результатов измерения эллиптического потока заряженных протонов (слева) и антипротонов (справа) с ранее опубликованными при энергии столкновений 39 ГэВ на пару нуклонов для центральности 40%–80%. Красные ромбы – результаты, полученные в рамках данной работы, синие окружности – ранее опубликованные значения.